

Forschungsberichte aus dem
Institut für Thermische Strömungsmaschinen
Hrsg. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig
Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer

Matthias Stripf

Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die transitionale Grenzschicht an Gasturbinenschaufeln

**Experimentelle Untersuchungen und
Entwicklung eines Berechnungsverfahrens**

Band 38/2007



Universität Karlsruhe (TH)
Forschungsuniversität · gegründet 1825

Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die transitionale Grenzschicht an Gasturbinenschaufeln

Experimentelle Untersuchungen und
Entwicklung eines Berechnungsverfahrens

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Matthias Stripf
aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung:

21. November 2007

Hauptreferent:

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

Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. Heinz-Peter Schiffer

Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die transitionale Grenzschicht an Gasturbinenschaufeln

Experimentelle Untersuchungen und
Entwicklung eines Berechnungsverfahrens

von

Dipl.-Ing. Matthias Stripf

Karlsruhe 2007

Vorwort des Herausgebers

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

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

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

Die transitionale Grenzschicht an den thermisch hochbelasteten Gasturbinenschaufeln ist seit vielen Jahren Gegenstand zahlreicher Forschungsarbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen. Im vorliegenden Band der Veröffentlichungsreihe wird von Herrn Stripf in konsequenter Fortführung dieser Arbeiten der Einfluss rauer Oberflächen auf die Grenzschichtentwicklung und den Wärmeübergang untersucht. Mit Hilfe umfassender experimenteller Untersuchungen unter realitätsnahen Bedingungen, die erstmals auch eine große Variation der Rauigkeit, der Turbulenz und der Reynoldszahl beinhalten, gelingt ihm die quantitative Analyse der verschiedenen Einflussparameter. Die umfangreichen Ergebnisse werden darüber hinaus von Herrn Stripf zur Entwicklung und Validierung neuer numerischer Verfahren herangezogen, welche die Berechnung des Wärmeübergangs und der Grenzschichten mit laminar-turbulentem Übergang an rauen Turbinenschaufeloberflächen mit hoher Genauigkeit ermöglichen.

Vorwort des Autors

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH). Sie wurde von der „Arbeitsgemeinschaft Hochtemperaturgasturbine“ (AG Turbo) sowie der Forschungsinitiative „Kraftwerke des 21. Jahrhunderts“ (KW21) finanziell gefördert.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig, dem Leiter des Instituts und ehemaligen Vorstandsvorsitzenden des deutschen Forschungszentrums für Luft- und Raumfahrt, für die Förderung meiner wissenschaftlichen Tätigkeit, die Übernahme des Hauptreferates, die Schaffung eines einmalig fruchtbaren Arbeitsumfeldes und einer exzellenten Infrastruktur sowie gern befolgte Ratschläge. Ebenso dankbar bin ich dem neuen Institutsleiter, Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer für sein vorbehaltloses Vertrauen und die in der Forschung nötige Freiheit, auch außerhalb der eigentlichen Forschungsprojekte Ideen umsetzen zu können.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Heinz-Peter Schiffer, Leiter des Fachgebietes Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe der Universität Darmstadt, danke ich herzlich für die spontane Bereitschaft zur Übernahme des Korreferates und für wertvolle fachliche Hinweise zu Beginn meiner Forschungstätigkeit.

Vielfältiger Dank gebührt Herrn Dr.-Ing. Achmed Schulz, dem Leiter der Gruppe „Wärmeübergang, Kühlmethode und Keramik“, der jederzeit bereit war, seinen umfangreichen Erfahrungsschatz zu teilen und somit sehr zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat. Als Mitglied seiner Gruppe habe ich die von ihm ausgestrahlte Souveränität, seine kontinuierliche Unterstützung auch in heiklen Projektphasen und die präzise Durchsicht der Veröffentlichungsmanuskripte sehr geschätzt.

Bei allen Kollegen am Institut für Thermische Strömungsmaschinen bedanke ich mich für viele anregende Diskussionen, die äußerst angenehme und entspannte Atmosphäre und die gemeinsamen Unternehmungen. Den Mitarbeitern der mechanischen und elektrischen Werkstätten sowie den Technikern verdanke ich zahlreiche wichtige Hinweise für die Konstruktion meiner Prüfstände und deren äußerst präzise Anfertigung und Instrumentierung. Besonders dankbar bin ich der Rechnerabteilung und den Sekretariaten des Instituts für ihre stetige Unterstützung, ohne die ein effizientes Arbeiten nicht möglich gewesen wäre. Weiterhin möchte ich allen studentischen Mitarbeitern danken, die mit ihren Studien- und Diplomarbeiten an dieser Arbeit mitgewirkt haben.

Nicht zuletzt danke ich meiner Familie und meiner Freundin Ana für andauernden Rückhalt und dafür, dass sie mich davor bewahrt haben, vor lauter Grenzsichten und Rauigkeitselementen den Rest der Welt aus den Augen zu verlieren.

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	iv
1 Einführung und Zielsetzung	1
2 Grundlagen und wissenschaftlicher Kenntnisstand	4
2.1 Rauigkeit an Gasturbinenschaufeln	4
2.1.1 Rauigkeitskenngrößen	4
2.1.2 Keramische Schutzschichten	6
2.1.3 Ablagerungen	8
2.1.4 Erosion und Korrosion	9
2.2 Schaufelumströmung: Einfluss der Rauigkeit und weiterer Faktoren	11
2.2.1 Staupunktbereich	13
2.2.2 Laminare Grenzschicht	16
2.2.3 Laminar-turbulente Transition	19
2.2.4 Turbulente Grenzschicht	25
2.2.5 Grenzschicht im Einflussbereich von Sekundärströmungen	30
2.3 Übersicht existierender Untersuchungen an Schaufelgittern mit rauen Oberflächen	32
3 Versuchsaufbau und Messtechnik	37
3.1 Versuchsaufbau	37
3.1.1 Einlaufstrecke und Turbulenzerzeuger	38
3.1.2 Schaufelgitter und Betriebsbereiche	40
3.1.3 Analyse der Sekundärströmungseinflüsse	42
3.1.4 Wahl und Definition der Oberflächenrauigkeiten	43
3.2 Messtechnik	50
3.2.1 Turbulenzmessung mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie	50
3.2.2 Messung der Profildruckverteilung	53
3.2.3 Bestimmung des Wärmeübergangs	54

4	Experimentelle Untersuchungen	60
4.1	Strömungsgrößen in der Anströmung	60
4.1.1	Verteilung der mittleren Geschwindigkeit	61
4.1.2	Verteilung der Schwankungsgeschwindigkeiten	63
4.1.3	Turbulenzintensität und spektrale Verteilung	64
4.2	Hochdruckturbinenleitgitter	75
4.2.1	Schaufeldruckverteilung	76
4.2.2	Wärmeübergang im Mittelschnitt	78
4.2.2.1	Glatte Schaufeloberfläche	79
4.2.2.2	Einfluss der Rauigkeitshöhe auf die Transition	83
4.2.2.3	Einfluss der Rauigkeitsdichte auf die Transition	86
4.2.2.4	Überlagerter Einfluss von Rauigkeit und Turbulenz auf die Transition	88
4.2.2.5	Einfluss der Rauigkeit auf die turbulente Grenzschicht	90
4.2.3	Messungen im Einflussbereich der Sekundärwirbel	93
4.3	Niederdruckturbinenleitgitter	102
4.3.1	Schaufeldruckverteilung	103
4.3.2	Wärmeübergang im Mittelschnitt	104
4.3.2.1	Glatte Schaufeloberfläche	105
4.3.2.2	Einfluss der Rauigkeitshöhe	107
4.3.2.3	Einfluss der Rauigkeitsdichte	109
4.3.2.4	Einfluss lokal variierender Rauigkeit	111
4.3.2.5	Überlagerter Einfluss von Rauigkeit und Turbulenz	114
4.4	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	115
5	Entwicklung eines Berechnungsverfahrens	117
5.1	Grundgleichungen und Lösungsverfahren	117
5.2	Modellierung turbulenter Grenzschichten an rauen Oberflächen	120
5.2.1	Erweiterte Wirbelviskositätsmodelle	121
5.2.2	Das Diskrete-Elemente Modell (DEM-TLV)	126
5.3	Modellierung transitionaler Grenzschichten an rauen Oberflächen	136
5.3.1	Intermittenzmodell für den transitionalen Bereich	137
5.3.2	Berechnung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs	145
5.3.3	Einsatzgrenzen des Intermittenzmodells und der Startstellenkorrelation	155

6	Modellvalidierung	156
6.1	Turbulente Grenzschichten an rauen Oberflächen	156
6.1.1	Plattengrenzschichten mit sphärischen Rauigkeitselementen	156
6.1.2	Plattengrenzschichten an einer Oberfläche mit Kugeln dichtester Packung	163
6.1.3	Plattengrenzschicht mit stochastischen Oberflächenrauigkeiten	167
6.1.4	Saugseitige Grenzschicht einer Hochdruckleitschaufel mit erzwungenem Grenzschichtumschlag	170
6.2	Transitionale Grenzschichten an rauen Oberflächen	173
6.2.1	Hochdruckturbinenleitgitter (HDT)	173
6.2.2	Niederdruckturbinenleitgitter (NDT)	176
7	Zusammenfassung	183
	Literatur	187
	Anhang	205
A.1	Schaufelgeometrien	205
A.1.1	Hochdruckturbinenleitgitter	205
A.1.2	Niederdruckturbinenleitgitter	206
A.2	Druck- und Temperaturmessstellen	208
A.2.1	Hochdruckturbinenleitgitter	208
A.2.2	Niederdruckturbinenleitgitter	209
A.3	Fehlerabschätzung der Wärmeübergangsmessungen	210
A.4	Wärmeübergangsverteilungen am Hochdruckleitgitter	212
A.5	Wärmeübergangsverteilungen am Niederdruckleitgitter	226
	Stichwortverzeichnis	247

Symbolverzeichnis

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
<i>Lateinische Symbole</i>		
a	1/s	Freistrombeschleunigung
A_F	m ²	in Strömungsrichtung projizierte Fläche eines Rauigkeitslements
A_R	m ²	Schnittfläche in der x - z -Ebene durch ein Rauigkeitslement
A_S	m ²	Bezugsfläche der Rauigkeitstopographie
A_u	m ²	Ringfläche
A_W	m ²	halbe Mantelfläche eines Rauigkeitslements
A_μ	–	Dämpfungsparameter im KS-TLK-Modell
b	m	Stabstärke der Turbulenzgitter
c	m	Sehnenlänge
c_f	–	Reibungsbeiwert
c_k	–	Konstante des DEM-TLV-Modells
c_μ, c_1, c_2	–	Konstanten des k - ε -Turbulenzmodells
c_p	J/(kg·K)	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
C	–	Konstante im logarithmischen Wandgesetz
C_p	–	Druckbeiwert
C_w	–	Widerstandsbeiwert
d	m	Stabbreite der Turbulenzgitter
d	m	Durchmesser kreisförmiger Rauigkeitslemente
d_F, d_Q	m	charakteristische Durchmesser im DEM-TLV-Modell
d_x, d_z	m	Durchmesser elliptischer Rauigkeitslemente
D	–	Parameter im logarithmischen Wandgesetz für raue Oberflächen
e	–	Exzentrizität, $e = d_z/d_x$
$E_1(f)$	m ² /s	eindimensionales Frequenzspektrum der Energiedichte (Gl. 4.3)
$E_1(k_1)$	m ³ /s ²	eindimensionales Wellenzahlspektrum der Energiedichte (Gl. 4.4)
f	1/s	Frequenz
f_C, f_Λ, f_{Tu}	–	Parameter der Startstellenkorrelation
f_ε, f_μ	–	Dämpfungsfunktionen im KS-TLK-Modell
F_R	N	Widerstandskraft
$Gö_\theta$	–	Görtlerzahl (Gl. 2.12)
h	m	Rauigkeitshöhenverteilung
h	J/kg	statische Enthalpie
h_m	m	mittlere Rauigkeitshöhe

H	J/kg	Totalenthalpie
H	m	Kanalbreite
H_{12}	–	Formparameter, $H_{12} = \delta_1/\theta$
k	m	Rauigkeitshöhe
k	m^2/s^2	turbulente kinetische Energie
k_1	1/m	eindimensionale Wellenzahl
k^+	–	Rauigkeitsreynoldszahl, $k^+ = ku_\tau/\nu$
k_s	m	Sandkornrauigkeit
$k_{s,\text{äq}}$	m	äquivalente Sandkornrauigkeit
K	–	Beschleunigungsparameter, $K = \nu/U_\infty^2 \cdot dU_\infty/ds$
K_e	–	Exzentrizitätsparameter (Gl. 5.37)
l_ε, l_μ	m	turbulente Längenmaße im KS-TLK-Modell
$l_{\varepsilon,\nu}, l_{\mu,\nu}$	m	turbulente Längenmaße im DEM-TLV-Modell
L_x, L_z	m	Bezugslängen des Rauigkeitsprofils
L_ε	m	Längenmaß der energietragenden Wirbel (Gl. 4.8)
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
M	m	Maschenweite der Turbulenzgitter
Ma	–	Machzahl
n_t	1/(m·s)	bezogene Produktionsrate der Turbulenzflecken an der Startstelle der Transition
N_R	–	Anzahl der Rauigkeitselemente
N_t	–	dimensionslose Produktionsrate der Turbulenzflecken
Nu	–	Nusseltzahl (Gl. 4.20)
Nu_a	–	modifizierte Nusseltzahl (Gl. 2.8)
P	Pa	Druck
Pr	–	Prandtlzahl
Pr_t	–	turbulente Prandtlzahl
\dot{q}	W/m^2	Wärmestromdichte
\dot{Q}	W	Wärmestrom
\dot{Q}_{el}	W	elektrischer Strom
r	m	Krümmungsradius
r	–	Recovery-Faktor
R	Ω	elektrischer Widerstand
R	J/(kg·K)	spezifische Gaskonstante
R_a	m	arithmetischer Mittenrauwert
R_{ku}	–	Steilheit (Kurtosis)
R_q	m	quadratischer Mittenrauwert
R_{sk}	–	Schiefe (Skewness)
R_t	m	maximale Rautiefe
Re	–	Reynoldszahl
Re_λ	–	Turbulenzreynoldszahl, $Re_\lambda = \sqrt{u'^2} \lambda / \nu$
Re_s	–	Laufängenreynoldszahl, $Re_s = U_\infty(s) \cdot s / \nu(s)$
s	m	Laufänge

St	–	Stantonzahl (Gl. 4.21)
t	m	Teilung
t_1, t_2	m	Abstände der Rauigkeitselemente
T	K	Temperatur
T	s	Messdauer
Tu	–	Turbulenzintensität
Tu_λ	–	effektive Turbulenzintensität (Gl. 2.9)
Tu_a	–	modifizierter Turbulenzparameter (Gl. 2.9)
u	m/s	Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung
u^+	–	dimensionslose Geschwindigkeit, $u^+ = U/u_\tau$
u_τ	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit, $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$
U	m/s	zeitlicher Mittelwert von u
U_{el}	V	elektrische Spannung
v	m/s	Geschwindigkeit in Wandnormalenrichtung
V	m/s	zeitlicher Mittelwert von v
V_R	m ³	Volumen eines Rauigkeitselements
w	m/s	Geschwindigkeit in lateraler Richtung
x	m	Koordinate in Hauptströmungsrichtung
X	m	Fourier-Transformierte des Zeitsignals
y	m	Koordinate in Wandnormalenrichtung
y_0	m	virtuelle Verschiebung des y -Achsenursprungs im KS-TLK-Modell
y^+	–	dimensionsloser Wandabstand, $y^+ = (u_\tau \cdot y)/\nu$
z	m	Koordinate in lateraler Richtung
Z	m	Kanalbreite

Griechische Symbole

α	W/(m ² K)	Wärmeübergangskoeffizient (Gl. 3.16)
α	°	halber Öffnungswinkel der Turbulenzfleckenausbreitung
α_0	°	Anströmwinkel
β	–	Porosität (Gl. 5.28)
β_1	°	Anströmwinkel
χ	g/l	Natriumpersulfatkonzentration
δ_{99}	m	Grenzschichtdicke
δ_1	m	Verdrängungsdicke
ε	m ² /s ³	Dissipationsrate
η	m	Kolmogorov-Längenmaß (Gl. 4.15)
γ	–	Intermittenzfaktor (Gl. 5.62)
κ	–	Kármán-Konstante
κ	–	Isentropenexponent
λ	W/(m·K)	Wärmeleitfähigkeit
λ	m	Mikrolängenmaß der Turbulenz (Gl. 4.16)

λ_{eff}	–	dimensionsloser, effektiver Rauigkeitselementabstand
λ_θ	–	Pohlhausenparameter (Gl. 5.65)
Λ	m	integrales Längenmaß der Turbulenz (Gl. 4.13)
Λ_a	m	modifiziertes integrales Längenmaß
μ	N·s/m ²	dynamische Viskosität
μ_t	N·s/m ²	Wirbelviskosität
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
π	–	Druckverhältnis
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	–	Ausbreitungsparameter der Turbulenzflecken
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	–	Konstanten des k - ε -Turbulenzmodells
θ	m	Impulsverlustdicke
ζ	1/m ²	Rauigkeitselementdichte, $\zeta = N_R / (L_x L_z)$

Indizes

<i>ad</i>	adiabat
<i>el</i>	elektrisch
<i>eff</i>	effektiv
<i>f</i>	Folie
<i>fl</i>	Fluid
<i>is</i>	isentrop
<i>k</i>	kühlwasserseitig
<i>ms</i>	Mittelschnitt
<i>R</i>	Rauigkeitselement
<i>rms</i>	root-mean-square
<i>stat</i>	statisch
<i>t</i>	Startstelle der Transition
<i>tb</i>	Trägheitsbereich
<i>tot</i>	Totalzustand
<i>w</i>	Wand
1	Anströmung
2	Abströmung
∞	Grenzschichtrand

Hochgestellte Zeichen

\sim	Favre-gemittelter Wert
–	zeitlich gemittelter Wert
'	turbulente Schwankung einer Größe
+	dimensionslose Größe

1 Einführung und Zielsetzung

Die herausragende Bedeutung von Gasturbinen in der Energieversorgung und in der Luftfahrt ist seit Jahrzehnten unbestritten. So sind heute weltweit mehr als 200.000 Flugtriebwerke zum Antrieb von Luftfahrzeugen und weit über 40.000 stationäre Gasturbinen in Betrieb, mit jährlichen Zuwachsraten von etwa 5% (Forecast International (2006)). Gründe für den Erfolg dieser faszinierenden Maschinen sind deren hohe Verfügbarkeit und eine einzigartige Leistungsdichte bei gleichzeitig hohem Wirkungsgrad und geringem Schadstoffausstoß. Durch die kontinuierliche Weiterentwicklung und intensive Forschung konnte der Wirkungsgrad stationärer Gasturbinen in den letzten 30 Jahren von 25% auf heute 39% erhöht werden, bei einer Maschinenlebensdauer von mehr als 100.000 Stunden. In Kombination mit einer Dampfturbine sind damit in Kraftwerken Gesamtwirkungsgrade bis zu 59% möglich. Bei den Flugtriebwerken konnte der thermische Wirkungsgrad über denselben Zeitraum von etwas über 30% auf heute 48% gesteigert werden. Der im Vergleich zur stationären Gasturbine deutlich höhere Wirkungsgrad ist allerdings nur bei etwa zehnmal geringerer Lebensdauer zu erreichen. Mit den genannten Wirkungsgradsteigerungen geht zwangsläufig auch eine Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur von ursprünglich etwa 1050 K auf heute 1650 K bei stationären Gasturbinen bzw. 2000 K bei Flugtriebwerken einher. Die extrem hohen Gastemperaturen, die weit über der Schmelztemperatur verfügbarer Schaufelmaterialien liegen, sind nur noch mit Hilfe hoch entwickelter Schaufelkühlungskonzepte zu verwirklichen. So werden in modernen Gasturbinen zwischen 20% und 30% des Gesamtmassenstroms durch die Turbine zur Kühlung der hochbelasteten Bauteile benötigt und tragen damit nicht zum Arbeitsgewinn bei.

Trotz der in den vergangenen Jahren erreichten Effizienz ist wegen des großen Anteils der Gasturbinen am Primärenergieumsatz und dem damit verbundenen Anteil am weltweiten CO₂-Ausstoß eine weitere Wirkungsgradsteigerung von außerordentlicher Bedeutung. Ziel aktueller

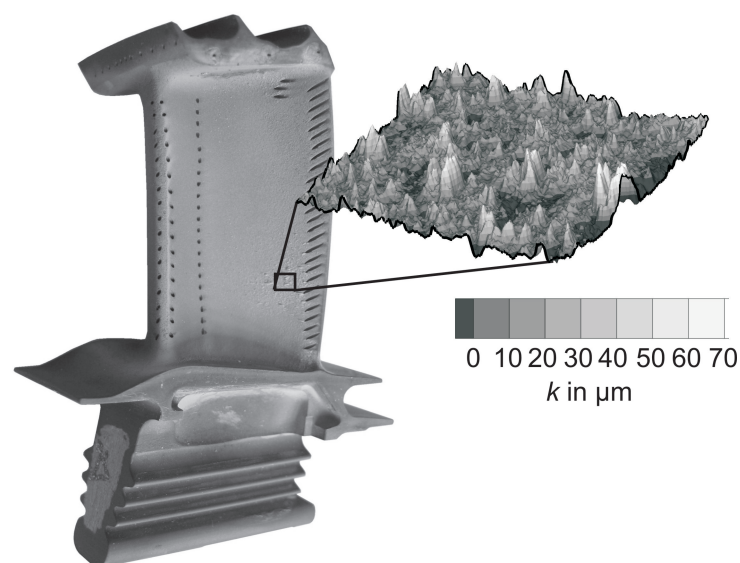


Abb. 1.1: Turbinenschaufel eines aktuellen Flugtriebwerks nach etwa 3.000 Betriebsstunden

Forschung ist deshalb die Verringerung des zur Kühlung erforderlichen Luftbedarfs, da der potentielle, mit einer Erhöhung der Temperatur verbundene Wirkungsgradgewinn durch einen steigenden Kühlluftverbrauch zumindest partiell zunichtegemacht wird.

Immer größere Bedeutung bei der Auslegung und Dimensionierung der Kühlverfahren gewinnt dabei das Langzeitverhalten, da sich die Bedingungen, die den Wärmeübergang und damit die Materialtemperaturen bestimmen, während des Betriebs der Anlage ändern. In diesem Zusammenhang ist vor allem die Veränderung der Oberflächenbeschaffenheit der umströmten Turbinenschaufeln durch Partikelablagerungen, Erosion und Korrosion sowie das Abplatzen der keramischen Schutzschichten zu nennen.

Abbildung 1.1 zeigt exemplarisch eine Turbinenschaufel der ersten Leitreihe eines aktuellen Flugtriebwerks nach etwa 3.000 Betriebsstunden und die mit einem Perthometer gemessene Oberflächentopographie. Im gezeigten Beispiel bewirken Ablagerungen aus feinstem Sand, der vom Verdichter angesaugt wurde, eine starke Erhöhung der Oberflächenrauigkeit. Obwohl bei stationären Gasturbinen in der Regel eine Filterung der angesaugten Luft erfolgt, nimmt auch dort die Oberflächenrauigkeit mit der Zeit beträchtlich zu. Gründe hierfür sind vor allem Abrieb im Verdichter und Partikel, die bei der Verbrennung entstehen. Der in Zukunft angestrebte Einsatz unterschiedlichster Brennstoffqualitäten, wie zum Beispiel bei der Biomasse- oder Kohlevergasung, wird die Problematik weiter verschärfen, da mit einem zunehmenden Anteil korrosiver Bestandteile und Partikel im Heißgas zu rechnen ist.

Die zunehmende Oberflächenrauigkeit beeinflusst das Grenzschichtverhalten und kann zu einem drastischen Anstieg des Wärmeübergangs und damit der Materialtemperaturen führen. Da dieses Verhalten bisher wenig unter turbinenrelevanten Bedingungen untersucht wurde und somit weder eine zuverlässige Datenbasis noch entsprechende Simulationsmodelle zur Verfügung stehen, müssen bei der thermischen Auslegung von Turbinenschaufeln hohe Sicherheitsreserven berücksichtigt werden. Die eigentlich mögliche Reduzierung des Kühlluftbedarfs ist damit nicht erreichbar.

Abbildung 1.2 zeigt beispielhaft den äußeren Wärmeübergangverlauf im Mittelschnitt einer Turbinenschaufel über der Lauflänge bei glatter und rauer Oberfläche. Obwohl mit heutigen Si-

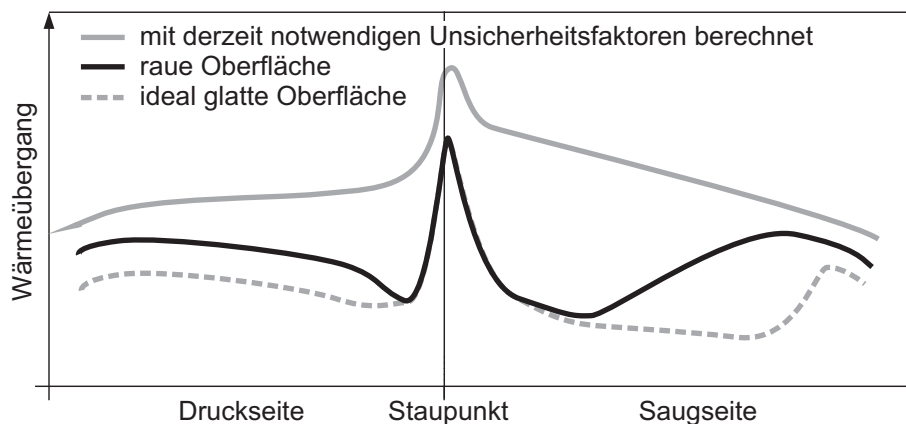


Abb. 1.2: Wärmeübergangsverteilungen an einer Turbinenschaufel mit ideal glatter und rauer Oberfläche sowie derzeit bei der Auslegung zugrunde gelegte berechnete Verteilung

mulationsmodellen die Berechnung des Wärmeübergangs bei glatter Oberfläche mit ausreichender Sicherheit möglich ist (Schiele (1999)), kann das Ergebnis nicht zur Auslegung der Schaufelkühlung herangezogen werden. Der starke Anstieg des Wärmeübergangs bei rauer Oberfläche macht dies unmittelbar deutlich. Da zudem die Lebensdauer der Turbinenschaufeln bei einem Anstieg des Wärmeübergangs von nur 25% um eine Größenordnung sinken kann (Narasimha (1991)), muss nach heutigem Stand der Technik der als graue Linie dargestellte Verlauf des Wärmeübergangs als Grundlage für die Auslegung verwendet werden.

Eine optimale Kühlungskonfiguration mit geringstem Kühlluftverbrauch könnte dagegen erreicht werden, wenn die tatsächliche Wärmeübergangsverteilung bei maximal auftretender Oberflächenrauigkeit bekannt ist (schwarze Kurve in Abb. 1.2). Zusammen mit den aus der Turbinenwartung bekannten Informationen über die im Betrieb auftretende Rauigkeit, würde die Verfügbarkeit eines entsprechenden Simulationsmodells demnach zu einer Kühlluft einsparung und damit direkt zu einer Wirkungsgradsteigerung der Turbine führen.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist deshalb die Entwicklung eines validierten, zuverlässigen und effizienten Berechnungsmodells für den äußeren Wärmeübergang an rauen Turbinenschaufeln. Das neue Modell muss bei der Berechnung der komplexen Schaufelgrenzschichten mit laminar-turbulentem Übergang außer der Rauigkeit weitere Einflussgrößen wie wechselnde Strömungsbeschleunigung, Oberflächenkrümmung und stark gestörte Freistromung berücksichtigen.

Zur Entwicklung und Validierung des neuen Modells werden realitätsnahe experimentelle Daten benötigt, die bisher in der Literatur nicht zur Verfügung stehen. Die wenigen vorhandenen Untersuchungen zum Rauigkeitseinfluss auf den Wärmeübergang wurden unter Bedingungen durchgeführt, die für Turbinenanwendungen untypisch sind, und meist wurde der Einfluss auf den laminar-turbulenten Übergang nicht berücksichtigt. Außerdem sind die verwendeten Oberflächentopographien oft nicht ausreichend charakterisiert, so dass sie für den genannten Zweck nicht geeignet sind.

Die Bereitstellung der für die Modellentwicklung benötigten Datenbasis ist deshalb ebenfalls Ziel dieser Arbeit. Die experimentellen Untersuchungen werden unter möglichst realitätsnahen Bedingungen an zwei Schaufelkaskaden unterschiedlicher Geometrie und austauschbarer Oberflächenrauigkeit durchgeführt. Neben mehr als 30 verschiedenen, exakt definierten Oberflächenrauigkeiten, werden Reynoldszahl und Turbulenz in der Anströmung über einen weiten Bereich variiert, so dass schließlich über 500 Testfälle für die Modellentwicklung zur Verfügung stehen.

Die Arbeit gliedert sich in drei größere Abschnitte. Zunächst wird der aktuelle Kenntnisstand der Rauigkeitsproblematik bei der Turbinenschaufelumströmung vermittelt. Dabei sollen insbesondere die zugrunde liegenden strömungsmechanischen Mechanismen unter Berücksichtigung aktueller Forschungsergebnisse erläutert werden (Kapitel 2). Im anschließenden experimentellen Teil werden die bisher nicht zur Verfügung stehenden Messdaten für eine fundierte Modellentwicklung bereitgestellt. Dabei bilden die genaue und nachvollziehbare Beschreibung der Versuchsaufbauten, der erweiterten Messtechnik und der Randbedingungen ebenso einen Schwerpunkt wie die Quantifizierung des Rauigkeitseinflusses mit Hilfe von Wärmeübergangsmessungen (Kapitel 3 und 4). Die gewonnenen Daten werden schließlich im letzten Teil zur Entwicklung und Validierung des neuen Berechnungsverfahrens eingesetzt (Kapitel 5 und 6).

2 Grundlagen und wissenschaftlicher Kenntnisstand

2.1 Rauigkeit an Gasturbinenschaufeln

Die Oberflächen von Gasturbinenschaufeln weisen abhängig von den Einsatzbedingungen und der Einsatzdauer unterschiedlichste Rauigkeitsformen auf. Die vielfältigen Ursachen für erhöhte Rauigkeiten umfassen die inhärente Rauigkeit von keramischen Schutzschichten, teilweise abgeplatzte Schutzschichten, Partikelablagerungen, Erosion und Korrosion (Taylor (1990), Tarada und Suzuki (1993), Bogard et al. (1998), Bons et al. (2001)). In den folgenden Kapiteln wird zunächst ein Überblick über geeignete Beschreibungsmöglichkeiten rauer Oberflächen gegeben. Anschließend werden die Rauigkeiten und ihre Verteilung auf der Schaufeloberfläche nach Ursachen getrennt charakterisiert.

2.1.1 Rauigkeitskenngrößen

Um eine raue Oberfläche hinsichtlich ihrer Wirkung auf die Strömung zu charakterisieren, werden geeignete Kennzahlen benötigt. In der Praxis werden hierzu häufig die aus der Tribologie bekannten Größen, wie arithmetischer oder quadratischer Mittenrauwert verwendet, da diese mit herkömmlichen Rauigkeitsmessgeräten auf einfache Weise bestimmt werden können. Im Folgenden sollen die wichtigsten dieser Kennzahlen kurz erläutert werden. Zusätzlich werden zwei weitere Möglichkeiten aufgezeigt, die zur Beschreibung einer rauen Oberfläche hinsichtlich ihres aerodynamischen Einflusses besonders geeignet sind.

Abbildung 2.1 zeigt ein Rauigkeitsprofil mit der Höhenverteilung $h(x,z)$ sowie die Definition des Koordinatensystems. Der Ursprung der y -Achse ist um den Betrag

$$h_m = \frac{1}{L_x L_z} \int_0^{L_z} \int_0^{L_x} h(x,z) dx dz \quad (2.1)$$

vom tiefsten Punkt des Rauigkeitsprofils versetzt, die x -Achse zeigt in Strömungsrichtung und die z -Achse ist quer zur Strömung orientiert.

Herkömmliche Rauigkeitsparameter, wie die maximale Rautiefe R_t , der arithmetische Mittenrauwert

$$R_a = \frac{1}{L_x L_z} \int_0^{L_z} \int_0^{L_x} (|h(x,z) - h_m|) dx dz \quad (2.2)$$

oder der quadratische Mittenrauwert

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{L_x L_z} \int_0^{L_z} \int_0^{L_x} (h(x,z) - h_m)^2 dx dz} \quad (2.3)$$

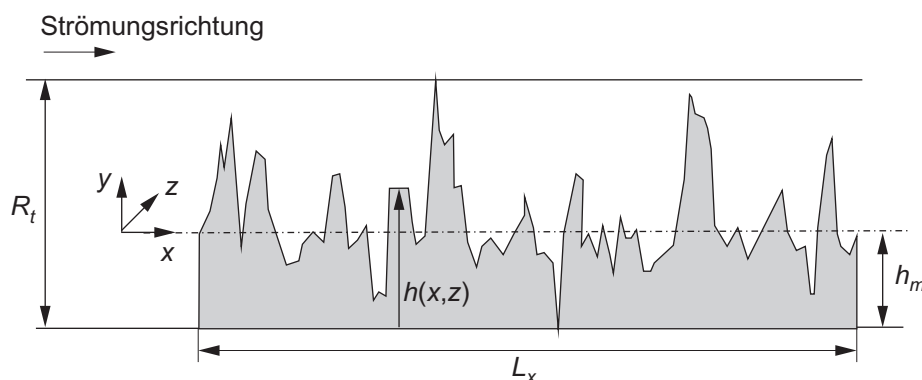


Abb. 2.1: Zur Definition der Rauigkeitsparameter

sind zur Beschreibung rauer Oberflächen in der Fluidodynamik nicht hinreichend, da verschiedene Oberflächen mit den gleichen R_a - und R_q -Werten völlig verschieden geformte Rauigkeitselemente und damit einen vollkommen unterschiedlichen Einfluss auf die Strömung haben können. Trotzdem werden diese Größen in der Literatur aufgrund ihrer einfachen Bestimmbarkeit häufig verwendet, insbesondere zusammen mit weiteren Angaben wie der Schiefe

$$R_{sk} = \frac{1}{L_x L_z R_q^3} \int_0^{L_z} \int_0^{L_x} (h(x,z) - h_m)^3 dx dz \quad (2.4)$$

oder der Steilheit der Rauigkeitstopographie

$$R_{ku} = \frac{1}{L_x L_z R_q^4} \int_0^{L_z} \int_0^{L_x} (h(x,z) - h_m)^4 dx dz - 3. \quad (2.5)$$

Eine positive Schiefe R_{sk} kennzeichnet Oberflächen, die überwiegend einzelne Rauigkeitselemente auf sonst relativ glatter Oberfläche aufweisen, während ein negativer Wert für Oberflächen mit einzelnen tiefen Kratern steht. Werte für die Steilheit $R_{ku} > 0$ deuten auf eher spitz zulaufende Rauigkeitselemente hin, während für $R_{ku} < 0$ eine breite Rauigkeitshöhenverteilung vorliegt, was auf abgerundete Rauigkeitsspitzen hinweist.

Eine weitere Beschreibungsmöglichkeit, die auf die Fluidodynamik abgestimmt ist, besteht darin, die Wirkung der rauen Oberfläche gleichzusetzen mit der einer Oberfläche aus dichtest gepackten „Sandkörnern“ mit einem Durchmesser $k_{s,\ddot{a}q}$. Vorgeschlagen wurde diese Methode von Schlichting (1936), der damit die umfangreichen Messungen von Nikuradse (1933) an dichtest gepackten Sandkornrauigkeiten auf andere Rauigkeitstypen übertragen konnte. Die Verwendung der **äquivalenten Sandkornrauigkeit** $k_{s,\ddot{a}q}$ birgt jedoch einige Nachteile. So müssen zur Bestimmung von $k_{s,\ddot{a}q}$ zunächst Windkanalexperimente durchgeführt werden, mit denen die Wirkung der Rauigkeit auf die Geschwindigkeitsgrenzschicht gemessen wird. Nur in wenigen Fällen stehen für bekannte Rauigungsgeometrien (Fräsrauigkeiten, regelmäßige Anordnungen von Rauigkeitselementen) Korrelationen zur Verfügung, mit denen die gemessene Topographie direkt mit der äquivalenten Sandkornrauigkeit in Beziehung gesetzt werden kann (z.B. Schlichting (1936), Simpson (1973), Sigal und Danberg (1990), Waigh und Kind (1998)).

Ein weiterer Nachteil ergibt sich bei der Verwendung von $k_{s,\ddot{a}q}$ zur Berechnung von Wärmeübergängen. Da die äquivalente Sandkornrauigkeit nur eine Äquivalenz hinsichtlich der turbulenten Geschwindigkeitsgrenzschicht sicherstellt, kann damit die Wirkung auf die Temperaturgrenzschicht oft nicht korrekt beschrieben werden.

Um eine genaue Charakterisierung der Oberfläche zu ermöglichen, wird in dieser Arbeit eine neue Beschreibungsmethode eingeführt. Im Gegensatz zu den herkömmlichen Kenngrößen basiert diese nicht auf der Rauigkeitshöhenverteilung, sondern auf der statistischen Verteilung der Rauigkeitselementdurchmesser in Abhängigkeit des Wandabstands. Hintergrund dieser Methode ist die Tatsache, dass der Strömungswiderstand und der Wärmeübergangskoeffizient an einem Rauigkeitselement entscheidend von dessen Form und Durchmesser abhängen. Wie in den folgenden Kapiteln noch gezeigt werden wird, können turbinentypische Rauigkeiten sehr gut durch eine Ansammlung von unterschiedlich hohen Rauigkeitselementen mit elliptischem oder kreisförmigem Grundquerschnitt beschrieben werden. Elliptische Elemente sind dabei tendenziell in Strömungsrichtung x gestreckt, so dass die Angabe zweier Durchmesserverteilungen $d_x(y)$ und $d_z(y)$ zur Beschreibung der Oberfläche ausreichend ist. Um den Anteil der durch Rauigkeitselemente versperrten Fläche zu charakterisieren, wird die Porosität $\beta(y)$ eingeführt, die als Quotient der offenen Fläche zur Gesamtfläche definiert ist. Damit entspricht die Versperung in einer Höhe y gleich $1 - \beta(y)$. Im Vorgriff auf die numerische Modellierung wird der y -Achsenursprung an die Stelle gelegt, an der die Porosität β den Wert 0,37 übersteigt (vgl. Kapitel 5.2.2). Damit ist auch bei Rauigkeiten mit sehr großer Rauigkeitsdichte noch eine sinnvolle Beschreibung möglich. Des Weiteren ist zusätzlich zur geometrischen Charakterisierung die Angabe einer Wärmeleitfähigkeit der Rauigkeitselemente erforderlich, da sie deren Temperaturverteilung und damit auch das Temperaturprofil des Fluids zwischen diesen Elementen maßgeblich beeinflusst.

2.1.2 Keramische Schutzschichten

Mit dem Einsatz keramischer Schutzschichten kann die Lebensdauer der thermisch stark beanspruchten Teile erhöht werden. Die meist aus Zirkonoxid bestehenden Schichten besitzen relativ geringe Wärmeleitfähigkeiten (0,9 W/m/K – 2,0 W/m/K) und wirken so als Wärmedämmschicht. Ein weiterer Vorteil ist die im Vergleich zur Metalloberfläche bessere Korrosionsbeständigkeit. Zur Fertigung der Keramikschichten haben sich vor allem zwei Verfahren im Turbomaschinenbau durchgesetzt: das atmosphärische Plasmaspritzen (APS) und die Elektronenstrahl initiierte physikalische Abscheidung aus der Dampfphase (EB-PVD).

Die mit APS erzeugten Schichten haben je nach Anwendung eine Stärke von 100 μm bis 2 mm und besitzen eine geringe Wärmeleitfähigkeit von etwa 0,9 W/m/K. Einsatzgebiete sind die Beschichtungen von Schaufeln und Brennkammerschindeln in großen stationären Gasturbinen und seltener auch die Beschichtung der Schaufelplattformen in Flugtriebwerken. Ohne Nachbearbeitung besitzen die so erzeugten Oberflächen Mittenrauwerte R_a von etwa 10 μm ($R_t \approx 100 \mu\text{m} - 200 \mu\text{m}$), welche durch Polieren auf Werte von $R_a \approx 1 \mu\text{m}$ gesenkt werden können (Watt et al. (1987), Boynton et al. (1993)). Dies entspricht etwa der Rauigkeit unbeschichteter fabrikneuer Schaufeln. Die polierten Oberflächen sind dann allerdings nicht sehr

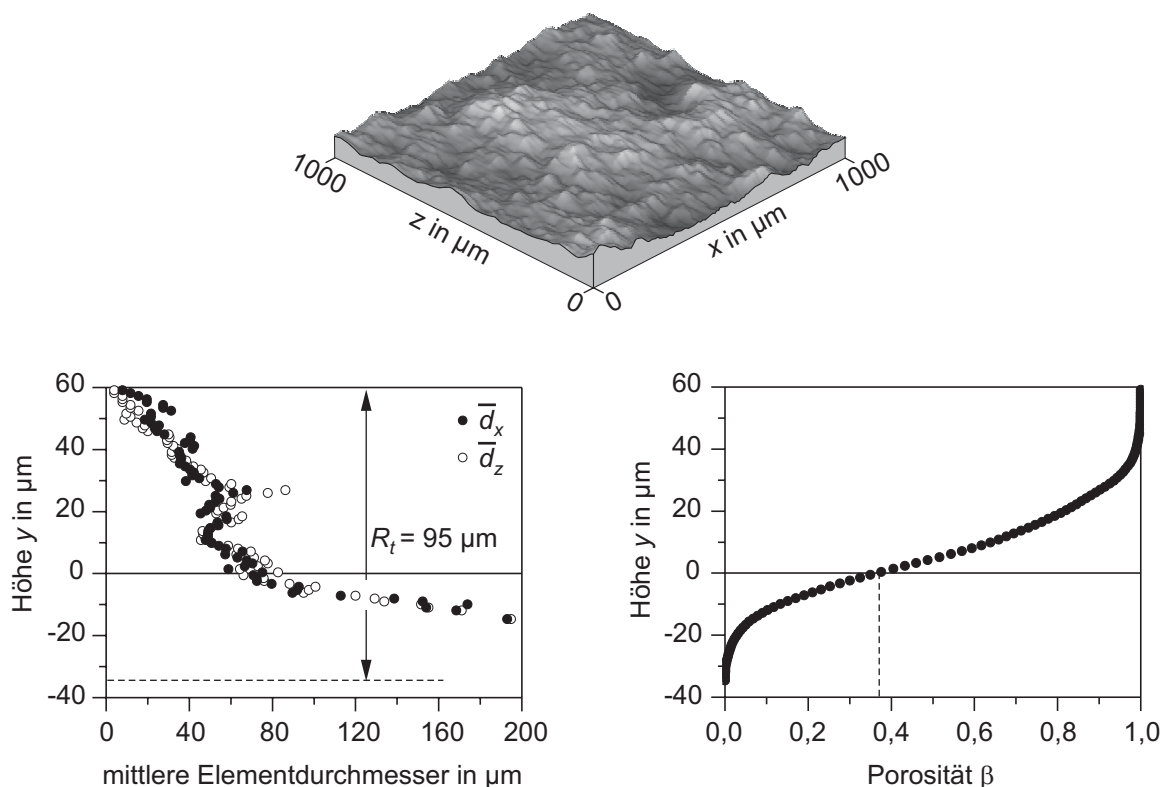


Abb. 2.2: Rauigkeit an einer durch APS aufgetragenen keramischen Schutzschicht (eigene Messungen)

erosionsbeständig, so dass sie im Betrieb rasch die Rauigkeit unpolierter Schichten annehmen (Nicholls et al. (2003)).

Eigene Messungen an einer durch APS aufgetragenen thermischen Schutzschicht bestätigen die oben genannten Werte. Die in Abbildung 2.2 gezeigte Topographie besitzt einen arithmetischen Mittenrauwert von $R_a = 11,8 \mu\text{m}$, mit einer Schiefe $R_{sk} = 0,3$ und einer Steilheit $R_{ku} = -0,2$. Sowohl Schiefe, als auch Steilheit weisen sehr kleine Beträge auf, was auf normalverteilte Rauigkeitshöhen schließen lässt. Aus der Verteilung der mittleren Elementdurchmesser ist zu erkennen, dass sich die Rauigkeitselemente nach oben verjüngen und in x - und y -Richtung ähnliche Abmessungen besitzen. Es kann also in guter Näherung von kegelförmigen Elementen ausgegangen werden. Für negative y -Werte wachsen die Elemente immer weiter zusammen, so dass dort die Elementdurchmesser gegen Unendlich gehen. Die Porosität β in unterschiedlichen Wandabständen y ist ebenfalls in Abbildung 2.2 dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Rauigkeitselemente für $y > 40 \mu\text{m}$ für die Strömung keine wesentliche Versperrung mehr darstellen. Für negative y -Werte bzw. Porositäten $\beta < 0,37$ sind die Rauigkeitselemente größtenteils zusammengewachsen, so dass eine getrennte Betrachtung nicht mehr sinnvoll ist.

Keramische Schutzschichten, die mit EB-PVD gefertigt werden, finden vor allem bei der Beschichtung von Flugtriebwerksschaufeln Verwendung. Die so erzeugten Schichten sind $75 \mu\text{m}$ bis $125 \mu\text{m}$ stark, weisen eine säulenförmige Struktur auf und besitzen eine höhere Toleranz gegenüber thermischen Wechselbeanspruchungen. Daraus resultiert eine längere Lebensdauer mit

geringerer Streuung im Vergleich zu APS-Schichten, was sie für den Einsatz bei sicherheitskritischen Anwendungen prädestiniert (Beele et al. (1999)). Nachteile dieser Beschichtungsmethode sind höhere Wärmeleitfähigkeiten zwischen 1,8 W/m/K – 2,0 W/m/K und höhere Fertigungskosten. Die resultierende Oberfläche hat eine Rauigkeit von $R_a \approx 1 \mu\text{m}$ und ist etwa 10-mal erosionsbeständiger als eine Oberfläche, die mit Hilfe des APS-Verfahrens erzeugt wurde (Nicholls et al. (2003)).

2.1.3 Ablagerungen

Partikelablagerungen sind eine häufige Ursache für erhöhte Oberflächenrauigkeiten an Turbinenschaufeln. Die Partikel reichen dabei von Sand, Rost, Staub und Salzkristallen über Vulkanasche bis zu Ruß, der in der Brennkammer entsteht. Vor allem durch den angestrebten Einsatz unterschiedlichster Brennstoffqualitäten, wie z.B. bei der Biomasse- und Kohlevergasung (bzw. Verflüssigung) ist mit einer Zunahme der Partikelbeladung des Heißgases zu rechnen (Wright et al. (2000), Wada et al. (2001)). Die Ablagerungen entstehen schließlich entweder durch Kondensation dampfförmiger Verunreinigungen an den kälteren Schaufeloberflächen oder durch den Aufprall von Feststoffpartikel. Damit letztere an der Oberfläche haften können, muss ein kleiner Teil der Partikel geschmolzen sein. Dies hat zur Folge, dass die Ablagerungsraten bei Überschreiten einer bestimmten Temperatur sprunghaft ansteigen und danach mit steigender Turbineneintrittstemperatur weiter anwachsen (siehe Hamed et al. (2006)). Ist die Temperatur hoch genug, um einen Großteil der Partikel aufzuschmelzen, können sich geschlossene glasartige Filme auf der Oberfläche der Schaufeln bilden (Kim et al. (1993)). Eine bereits erhöhte Oberflächenrauigkeit, z.B. durch keramische Schutzschichten, begünstigt zusätzlich die Partikelablagerung (Wammack et al. (2006)).

Entsprechend der zahlreichen Partikelarten und der komplexen Ablagerungsmechanismen, variieren die gemessenen Rauigkeiten sehr stark in Abhängigkeit der Betriebs- und Umgebungsbedingungen der Turbine sowie der Anzahl an Betriebsstunden. Untersuchungen der Partikelablagerungen an stationären Gasturbinenschaufeln von Bons et al. (2001) zeigen, dass die Druckseiten der Turbinenschaufeln im Allgemeinen rauer sind ($R_a \approx 3 \mu\text{m} - 33 \mu\text{m}$) als die Saugseiten ($R_a \approx 3 \mu\text{m} - 14 \mu\text{m}$). Auf der Druckseite liegt das Rauigkeitsmaximum eher im Hinterkantenbereich, während auf der Saugseite die höchsten Werte nahe der Vorderkante gemessen werden. Sowohl Schaufelfuß als auch Schaufelspitze weisen besonders große Rauigkeiten auf. In den hinteren Stufen verlagert sich die maximale Rauigkeit immer weiter Richtung Schaufelspitze, da die Partikel zunehmend auszentrifugiert werden. Eine Abhängigkeit von der Schaufelsehnenlänge wird nicht beobachtet.

Abbildung 2.3 zeigt eine typische Ablagerung von feinsten Sandpartikeln auf der Druckseite der ersten Laufschaufel eines zivilen Flugtriebwerks nach etwa 3.000 Betriebsstunden. Die Oberfläche hat einen Mittenrauwert von $R_a = 7,5 \mu\text{m}$ und Schiefe und Steilheit betragen $R_{sk} = 2,8$ bzw. $R_{ku} = 11,3$. Die großen Werte für R_{sk} und R_{ku} sind typisch für Oberflächen mit Ablagerungen, die normalerweise aus einer Anordnung einzelner Rauigkeitsspitzen auf sonst relativ glatter Oberfläche bestehen. Aus der Durchmesserverteilung ist zu erkennen, dass die Rauigkeitselemente in Strömungsrichtung gestreckt sind und gut durch Elemente mit elliptischer Grundflä-

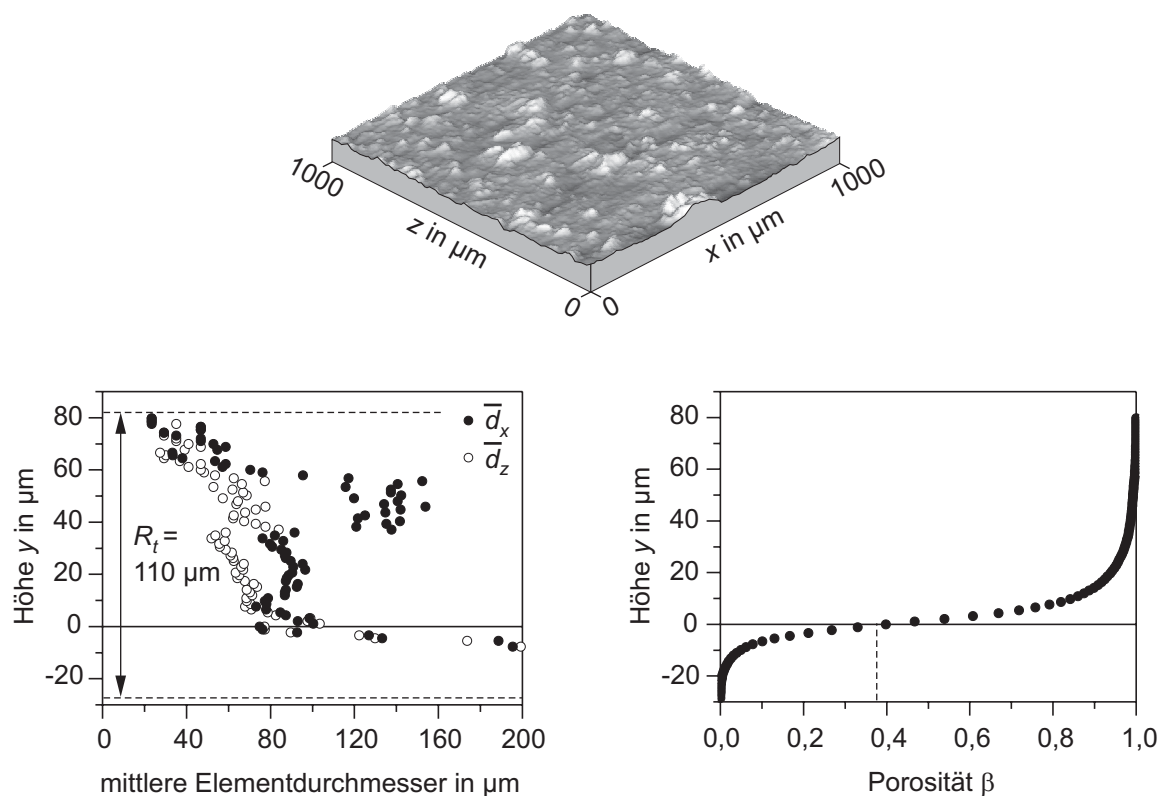


Abb. 2.3: Rauigkeit durch Partikelablagerung auf der Druckseite einer Triebwerksschaufel (eigene Messungen)

che angenähert werden können. Die Porosität wächst mit steigendem Wandabstand y deutlich schneller als bei der keramischen Schutzschicht in Abbildung 2.2, was auf eine geringere Rauigkeitsdichte schließen lässt.

2.1.4 Erosion und Korrosion

Partikel, die trotz der hohen Temperaturen noch nicht zu sehr erweicht sind und eine ausreichende Geschwindigkeit haben, treffen auf der Oberfläche auf und bleiben dort nicht haften, sondern führen zu Erosion. Besonders kritisch sind dabei größere Partikel, die sich aus dem evtl. bereits an den Brennkammerwänden bildenden Belag herauslösen und auf die Turbinenschaufeln treffen (siehe Brandauer (1993)). Vor allem die Vorderkante der Schaufel sowie die druckseitige Hinterkante werden von den Partikeln, die der Strömung aufgrund ihrer Masse nicht folgen können, unmittelbar und fast senkrecht getroffen, was zu besonders großen Rauigkeiten aufgrund von Erosion führt. Durch die Reflexion der Partikel an der Druckseite ist jedoch auch die saugseitige Hinterkante je nach Schaufelgeometrie mehr oder weniger stark betroffen (Hamed et al. (2006)). Während in der ersten Stufe noch über der gesamten Schaufelhöhe Erosion zu beobachten ist, sind in den hinteren Stufen vor allem die Schaufelspitzen betroffen, da die Partikel durch die Zentrifugalkraft zunehmend nach außen transportiert werden (Tabakoff et al. (1991)).

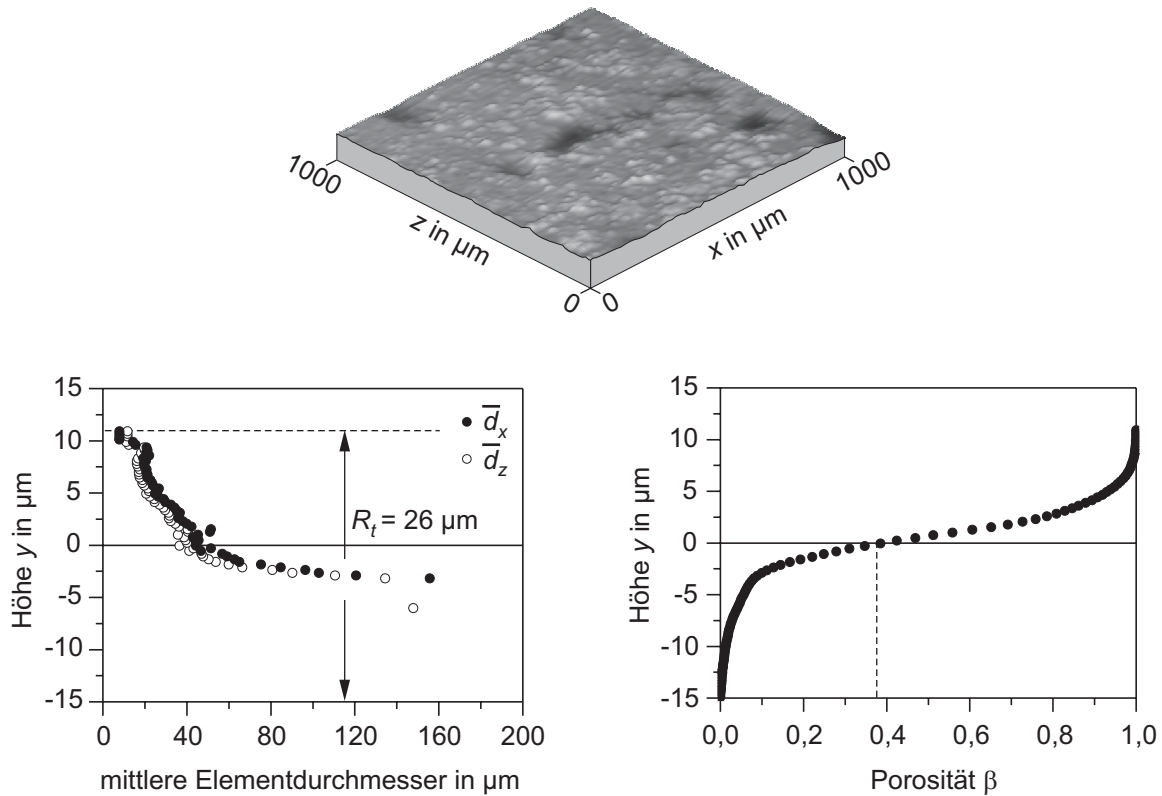


Abb. 2.4: Rauigkeit durch Korrosion und Erosion auf der Saugseite einer Triebwerksschaufel (eigene Messungen)

Durch die Erosion der Oberfläche wird ein korrosiver Angriff erleichtert, da die schützende Oxidschicht zerstört wird. Korrosive Bestandteile im Heißgas (z.B. Alkalisulfate) können dann zu Lochfraß führen. Oft bewirken auch korrosive Ablagerungen aus Brennstoffverunreinigungen oder Salzen eine verstärkte Korrosion in diesen Bereichen. Betroffen sind vor allem die Stellen auf der Oberfläche mit der höchsten Temperatur, also die Schaufelvorderkante und die Hinterkante.

Die aufgrund von Erosion und Korrosion entstehenden Rauigkeiten sind durch tiefe und steile Krater charakterisiert und haben deshalb meist eine negative Schiefe R_{sk} und geringe Mittenrauwerte R_a . Die Messungen von Bons et al. (2001) an Gasturbinenschaufeloberflächen, die durch Erosion und Korrosion angegriffen wurden, ergeben Mittenrauwerte bis zu $R_a = 8 \mu\text{m}$ bei maximalen Rautiefen von $R_t = 130 \mu\text{m}$. Fast alle untersuchten Oberflächen besitzen eine negative Schiefe R_{sk} und eine positive Steilheit R_{ku} .

Abbildung 2.4 zeigt das Ergebnis eigener Messungen an der saugseitigen Hinterkante einer durch Erosion und Korrosion angegriffenen Turbinenschaufel. Die Oberfläche mit dem Mittenrauwert $R_a = 2,4 \mu\text{m}$ besitzt eine Schiefe $R_{sk} = -0,7$ und eine Steilheit $R_{ku} = 2,4$ und ist durch einzelne tiefe Krater charakterisiert. Die Durchmesserverteilung für $y > 0$ deutet auf relativ kleine kegelförmige Erhebungen hin. Unterhalb der Nulllinie weist die Porosität sehr kleine Werte auf und es kann nicht mehr zwischen einzelnen Rauigkeitselementen differenziert werden.

2.2 Schaufelumströmung: Einfluss der Rauigkeit und weiterer Faktoren

Der Wärmeübergang und die strömungsmechanischen Verluste an einer Gasturbinenschaufel werden maßgeblich durch Vorgänge bestimmt, die in den dünnen Grenzschichten an der Schaufeloberfläche ablaufen. Ausgehend vom Staupunkt bilden sich bei der Umströmung der Schaufel je eine saug- und eine druckseitige Grenzschicht aus. Innerhalb dieser Grenzschichten gehen Temperatur und Geschwindigkeit vom Wert an der Oberfläche asymptotisch in den Wert der Freiströmung über. Die Grenzschichten beginnen im Staupunkt laminar und nehmen im weiteren Verlauf entlang der Oberfläche an Dicke zu. Bei Erreichen einer kritischen, mit der Grenzschichtdicke gebildeten Reynoldszahl reicht die dämpfende Wirkung der Viskosität nicht mehr aus, um in die Grenzschicht eingebrachte Störungen zu dissipieren. Es setzt eine laminar-turbulente Transition ein. Nach einer gewissen Lauflänge, die abhängig von den Umgebungsbedingungen ist, liegt schließlich eine vollturbulente Grenzschicht vor. Zum molekularen Impuls- und Wärmeaustausch kommt eine Komponente aufgrund der turbulenten Schwankungen hinzu. Infolgedessen steigen die Schubspannungen und der Wärmeübergang an der Schaufeloberfläche im Vergleich zur laminaren Grenzschicht stark an. Um die thermische Belastung der Turbinenschaufel und die aerodynamischen Verluste gering zu halten, werden deshalb große Bereiche mit laminaren Grenzschichten angestrebt. Abbildung 2.5 zeigt die unterschiedlichen Grenzschichtzustände, wie sie typischerweise bei einer Schaufelumströmung auftreten.

Wie groß der Wärmeübergang und die an der Oberfläche angreifenden Reibungskräfte in den laminaren, transitionalen und turbulenten Grenzschichtbereichen tatsächlich sind, und an welcher Stelle der Übergang von einer laminaren in eine turbulente Grenzschicht erfolgt, hängt von verschiedenen Einflussfaktoren ab. An erster Stelle sind hier die Reynoldszahl, die Turbulenz-

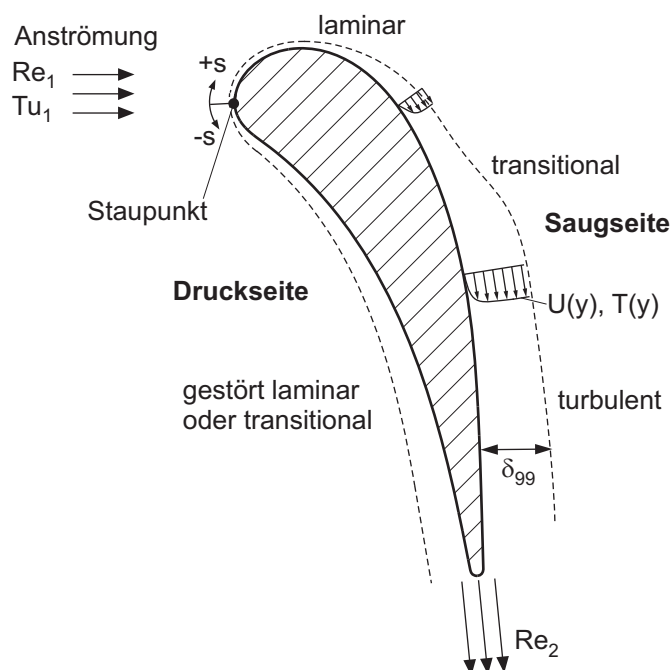


Abb. 2.5: Grenzschicht einer umströmten Turbinenschaufel (Mittelschnitt)

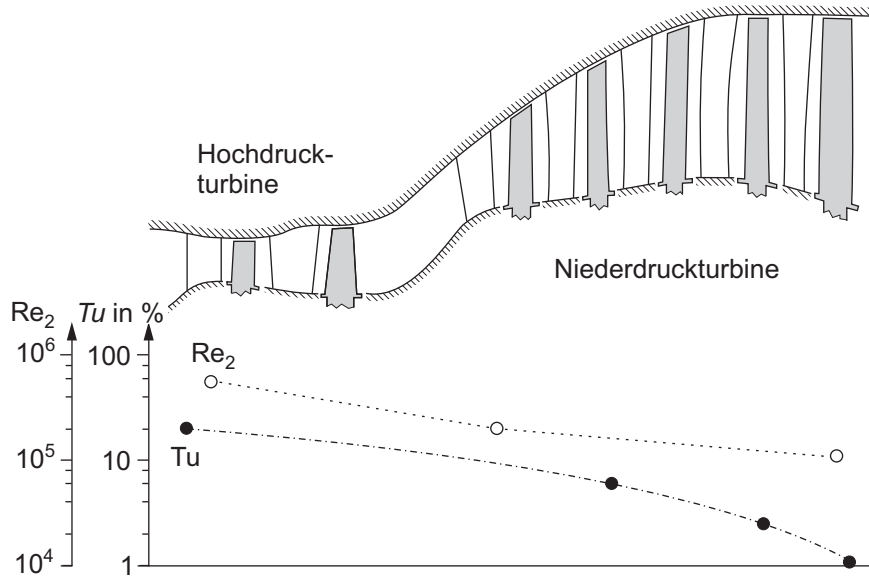


Abb. 2.6: Typische Verläufe von Freistromturbulenzgrad und Reynoldszahl beim Durchströmen der Turbine

intensität und der Druckgradient (bzw. der Geschwindigkeitsgradient) sowie die Oberflächenrauigkeit zu nennen. Weitere Einflüsse entstehen durch instationäre Schaufelnachläufe, Oberflächenkrümmung, Machzahlniveau und Temperaturverhältnis zwischen Heißgas und Schaufeloberfläche.

Typische Werte für Reynoldszahlen und Turbulenz in der Turbine eines großen Flugtriebwerks sind in Abbildung 2.6 gezeigt. Die mit der Schaufelsehnenlänge c und der Abströmgeschwindigkeit U_2 gebildete **Reynoldszahl** Re_2 liegt in der ersten Stufe der Hochdruckturbinen bei etwa $5 \cdot 10^5$ bei Reiseflughöhe. Bei der Durchströmung der Turbine nehmen Druck und Dichte ab, während die Axialgeschwindigkeit in etwa konstant bleibt. Die Reynoldszahl ist deshalb in den hinteren Stufen der Niederdruckturbinen deutlich geringer (Hourmouziadis (1989)). Befindet sich die Turbine auf Meereshöhe, verdoppelt sich das Reynoldszahlenniveau aufgrund der höheren Dichte der Luft (Mayle (1991)).

Die **Turbulenzintensität** erreicht am Eintritt in die erste Leitreihe der Hochdruckturbinen ihr Maximum und weist dort in der Kernströmung Werte zwischen 7% und 22% auf. Je nach Brennkammerkonzept und -geometrie können diese Werte innerhalb des genannten Bereichs stark unterschiedlich sein. Messungen bei eingeschalteter Verbrennung zeigen bis zu 40% geringere Turbulenzgrade als Messungen bei Umgebungstemperatur (Goldstein et al. (1983), Goebel et al. (1993)). Dennoch wurden die meisten veröffentlichten experimentellen Untersuchungen bei Raumtemperatur durchgeführt, um den Einsatz der Hitzdrahtmesstechnik zu ermöglichen. Unter diesem Gesichtspunkt sind die Messungen von Van Fossen und Bunker (2001) zu sehen, die den Turbulenzgrad am Austritt einer Ringrohrbrennkammer bei Raumtemperatur bestimmen. Die Autoren weisen eine annähernd isotrope Turbulenz nach und messen Turbulenzgrade bis zu 20%. Weitere Messungen an einer Doppelringbrennkammer eines Hochbypass-Triebwerks ergeben Turbulenzgrade bis zu 22% (Van Fossen und Bunker (2002)). Beim Durchströmen der Turbinen nimmt die Turbulenz aufgrund der starken Strömungsbeschleunigung immer weiter ab.

Dem entgegen wirken allerdings die Schaufelnachläufe und Sekundärströmungen, welche sich stromab mit der Hauptströmung vermischen und somit zur Turbulenz beitragen. Messungen von Binder et al. (1989) in den letzten drei Stufen einer Niederdruckturbine zeigen ein Abklingen des Turbulenzgrades von 6% auf 1%. Insgesamt ergibt sich so der in Abbildung 2.6 gezeigte exemplarische Verlauf des Turbulenzgrades in der Kernströmung entlang der Turbine.

Während des Betriebs nimmt die **Oberflächenrauigkeit** der Turbinenschaufeln durch verschiedene Mechanismen wie Erosion, Korrosion und Partikelablagerung zu. Verschiedene neuere Untersuchungen zeigen, dass die Rauigkeit häufig Werte annimmt, die zu einer Veränderung des Wärmeübergangs an den Turbinenschaufeln führen (z.B. Bons et al. (2001)). Art und Verteilung der Rauigkeit auf den Schaufeln sind dabei stark vom Einsatzort, vom verwendeten Brennstoff und der Position in der Turbine abhängig. Eine eingehende Diskussion bisheriger Erkenntnisse über turbinentypische Rauigkeiten wird in Kapitel 2.1 gegeben.

Je nach Grenzschichtzustand wirken sich die genannten Einflussfaktoren unterschiedlich aus, so dass eine nach Grenzschichtbereichen gegliederte Diskussion in den folgenden Kapiteln sinnvoll erscheint. Die Diskussion konzentriert sich auf den Rauigkeitseinfluss und die wichtigsten Parameter Reynoldszahl, Turbulenz und Druckgradient bzw. Geschwindigkeitsgradient.

Der Einfluss instationärer Vorgänge, die vor allem durch Schaufelnachläufe entstehen, wird in der vorliegenden Arbeit nicht näher diskutiert. Es sei an dieser Stelle auf die am Institut für Thermische Strömungsmaschinen durchgeführten Untersuchungen von Dullenkopf (1992) und Suslov (2002) verwiesen (siehe auch Mayle und Dullenkopf (1989, 1990), Dullenkopf und Mayle (1994) und Suslov et al. (2001)). Allgemein lässt sich der Einfluss der Nachläufe recht gut durch eine Erhöhung der effektiven Turbulenzintensität beschreiben, so dass die dort gefundenen Ergebnisse auch auf die hier durchgeführten Untersuchungen an rauen Oberflächen übertragen werden können.

An den stark gekühlten Turbinenschaufeln ändern sich mit der Temperatur auch die Stoffwerte innerhalb der Grenzschicht. Rüd (1985) bzw. Rüd und Wittig (1986) zeigen an Plattengrenzschichten, dass die bei steigendem Verhältnis zwischen Heißgas- und Wandtemperatur fülliger werdenden Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile zu einem Anstieg des Wärmeübergangs und der Wandschubspannungen führen. Schulz (1986) bestätigt diesen Einfluss intensiver Kühlung bei Untersuchungen an einem Schaufelprofil. Da diese Einflüsse durch eine Berücksichtigung variabler Stoffgrößen bei der Berechnung gut erfasst werden, wird in den vorliegenden Untersuchungen auf eine Variation des Temperaturverhältnisses verzichtet.

2.2.1 Staupunktbereich

Bei Annäherung an den Staupunkt teilt sich das Fluid in einen saug- und einen druckseitigen Ast und wird bei der weiteren Umströmung der Schaufelvorderkante zunächst sehr stark beschleunigt. Im Allgemeinen ist der **Geschwindigkeitsgradient** $a = dU_\infty/ds$ im Bereich unmittelbar um den Staupunkt konstant, so dass dort – zumindest bei laminarer Anströmung – die Grenzschicht sehr genau berechnet werden kann. Nach Hiemenz (1911) hängt die Grenzschichtdicke δ_99 im Falle der konstant beschleunigten Staupunktströmung nur von der Viskosität ν und dem

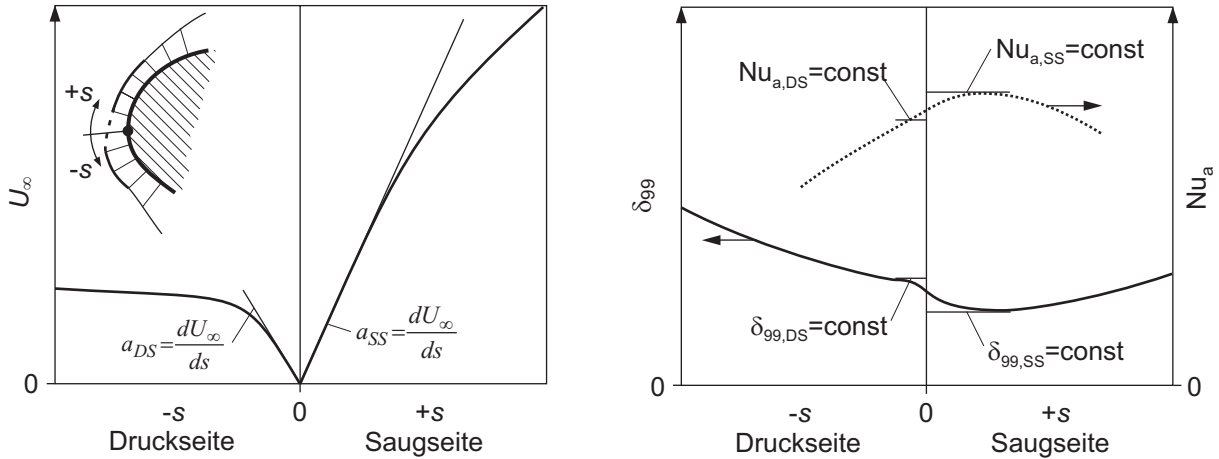


Abb. 2.7: Geschwindigkeits-, Grenzschichtdicken- und Wärmeübergangsverlauf im Staupunktbereich

Geschwindigkeitsgradienten $a = dU_\infty/ds$ ab (siehe auch Schlichting und Gersten (1997)):

$$\delta_{99} = 2,4 \sqrt{\frac{v}{a}} . \quad (2.6)$$

Der Term $\sqrt{v/a}$ kann dabei als charakteristisches Längenmaß der Staupunktströmung aufgefasst werden. Wird dieses Längenmaß zur Definition einer Nusseltzahl verwendet, so ist diese innerhalb des konstant beschleunigten Bereichs ebenfalls konstant und einzig eine Funktion der Prandtlzahl. Die Lösung von Frössling (1940) bzw. Eckert (1942) für den Wärmeübergang im Staupunkt kann dann wie folgt ausgedrückt werden (Dullenkopf und Mayle (1994)):

$$Nu_a = \frac{\alpha \cdot \sqrt{v/a}}{\lambda_{fl}} = 0,571 Pr^{0,37} . \quad (2.7)$$

In der Regel sind die Geschwindigkeitsgradienten im Staupunktbereich einer Turbinenschaufel auf Saug- und Druckseite unterschiedlich ($a_{SS} \neq a_{DS}$ in Abb. 2.7), so dass im Staupunkt theoretisch zwei unterschiedlich dicke Grenzschichten aufeinander treffen. In der Realität stellt sich dort eine mittlere Grenzschichtdicke ein, wie in Abbildung 2.7 beispielhaft gezeigt ist. Gleichzeitig folgt aus den unterschiedlich großen Beschleunigungen, dass die Dicke der Grenzschicht nicht im Staupunkt, sondern etwas versetzt dazu minimal wird. Infolgedessen befindet sich dann das Wärmeübergangsmaximum nicht im Staupunkt sondern im Bereich der minimalen Grenzschichtdicke.

Im Gegensatz zur bisher angenommenen ungestörten Anströmung ist die Strömung in der Turbine hochturbulent (vgl. Abbildung 2.6). Während sich das mittlere Geschwindigkeitsprofil der Staupunktströmung weitgehend unbeeinflusst von der erhöhten **Freistromturbulenz** zeigt (Hanarp und Sundén (1982), Xiong und Lele (2003), Bae et al. (2003)), wurde in zahlreichen experimentellen Untersuchungen ein starker Anstieg des Staupunktwärmeübergangs um bis zu 77% festgestellt (Smith und Kuethe (1966), Lowery und Vachon (1975), Ames und Moffat (1990), Van Fossen und Bunker (2002)). Als Einflussparameter für diesen Anstieg kann außer

der Turbulenzintensität auch die spektrale Verteilung der Turbulenzenergie identifiziert werden. Physikalisch scheinen verschiedene, sich überlagernde Mechanismen für dieses Verhalten verantwortlich zu sein. So werden Wirbel mit Drehrichtung senkrecht zur Hauptströmungsrichtung und Schaufelvorderkante bei Annäherung an den Staupunkt gestreckt und aufgrund der Drehimpulserhaltung verstärkt (Sutera et al. (1963), Kestin und Wood (1970), Van Fossen et al. (1995)). Die Verstärkung kommt allerdings je nach Wirbelgröße unterschiedlich stark zum Tragen. Wirbel mit sehr großen Abmessungen gegenüber der Schaufelvorderkante erfahren kaum eine Verstärkung, und sehr kleine Wirbel werden dissipiert, bevor sie die Staupunktgrenzschicht erreichen. Am Grenzschichttrand liegen schließlich sowohl die durch Wirbelstreckung intensivierten Turbulenzanteile als auch die unverstärkten Anteile mit anderem Drehsinn vor und wirken auf die Grenzschicht ein. Die Interaktion mit der Grenzschicht hängt nun wiederum von der Größe der Wirbel ab. Dullenkopf und Mayle (1995) und Mayle et al. (1998) geben basierend auf der Stabilitätstheorie ein Wirbellängenmaß von etwa $16\delta_{99}$ an, bei dem der Einfluss auf die Grenzschicht besonders groß ist. Kleinere Wirbel werden durch die Reibungskräfte gedämpft, während größere Wirbel quasistationär auf die Grenzschicht einwirken und nicht zu einer Wärmeübergangserhöhung beitragen (Nix et al. (2007)). Mit Hilfe dieser Überlegungen und unter Verwendung eines universellen Turbulenzspektrums geben Dullenkopf und Mayle (1995) eine Erweiterung von Gleichung 2.7 an, die nun auch Turbulenzintensität und -spektrum berücksichtigt:

$$\text{Nu}_a \text{Pr}^{-0,37} = 0,571 + 0,01 Tu_\lambda \quad (2.8)$$

mit der effektiven Turbulenzintensität¹

$$Tu_\lambda = 1,29 \cdot Tu_a \sqrt{\frac{0,74 \Lambda_a (1 + 90 \text{Re}_\lambda^{-1})^{2/9}}{1 + 0,01 \left(1 - 15 \text{Re}_\lambda^{-3/2}\right) \Lambda_a^{5/3} \exp\left(\frac{0,29 \Lambda_a}{0,105(1 + 24 \text{Re}_\lambda^{-1}) \text{Re}_\lambda^{3/2}}\right)}} \quad (2.9)$$

Der benötigte Turbulenzparameter Tu_a ist gegeben durch $Tu_a = Tu_1 U_1 / \sqrt{a v}$. Die Berücksichtigung der spektralen Verteilung der Turbulenzenergie geschieht durch Verwendung des integralen Längenmaßes Λ und des Mikrolängenmaßes λ der Turbulenz über $\Lambda_a = \Lambda / \sqrt{v/a}$ bzw. $\text{Re}_\lambda = \sqrt{u'^2} \lambda / v$.

Die Schaufelvorderkante ist eine der Regionen, in der die **Oberflächenrauigkeit** im Betrieb stark zunehmen kann (vgl. Kapitel 2.1). Dennoch existieren nur sehr wenige experimentelle Untersuchungen, die ausnahmslos an quer angeströmten Kreiszyklindern durchgeführt wurden. Die untersuchten Rauigkeiten reichen dabei von $R_z/\delta_1 = 0,5$ bis $R_z/\delta_1 = 70$ und sind unterschiedlicher Natur. So erzeugt Achenbach (1977) die Rauigkeiten durch Prägen eines Pyramidenmusters auf einen Kupferzylinder, während Van Fossen und Simoneau (1985) Quarzsand aufkleben. In der Arbeit von Abuaf et al. (1997) wird dagegen die natürliche Rauigkeit einer keramischen Schutzschicht genutzt. Alle genannten Untersuchungen finden trotz der teilweise sehr großen Rauigkeit und der damit verbundenen vergrößerten benetzten Oberfläche keinen

¹ Gleichung 2.9 ergibt sich durch Verwendung des in Mayle und Schulz (1997) aktualisierten universellen Turbulenzspektrums und unterscheidet sich deshalb von der ursprünglich angegebenen Form.

Anstieg des Wärmeübergangs im Staupunkt. Stromab des Staupunktes kommt es jedoch bei erhöhter Oberflächenrauigkeit zu einem starken Anstieg des Wärmeübergangs, was alle Autoren auf eine Stromaufverschiebung des laminar-turbulenten Übergangs zurückführen.

2.2.2 Laminare Grenzschicht

Bei modernen Schaufelprofilen werden heute große Bereiche mit laminarer Grenzschicht angestrebt, da dies zu geringen Wärmeübergängen und somit zu einer möglichst kleinen Wärmebelastung der Schaufel führt. Gleichzeitig sind die aerodynamischen Verluste des Schaufelprofils bei laminarer Grenzschicht kleiner. Bei dem in der Turbine vorherrschenden hohen Turbulenzgrad sind solche ausgedehnten laminaren Bereiche allerdings nur möglich, wenn diese durch eine starke Strömungsbeschleunigung stabilisiert werden (vgl. Kapitel 2.2.3). Abbildung 2.8 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung an einem modernen Schaufelprofil (Schiele (1999)), bei dem die Grenzschicht über weite Bereiche beschleunigt wird. Im Vergleich hierzu ist die Verteilung der Freistromgeschwindigkeit an einem Profil älterer Auslegung dargestellt. Insbesondere auf der Saugseite ist erkennbar, dass beim älteren Profil bereits nach einer bezogenen Lauflänge von $s/c = 0,17$ das Geschwindigkeitsmaximum erreicht wird und keine weitere Beschleunigung und Stabilisierung der Grenzschicht erfolgen. Beim modernen Profil liegt das Geschwindigkeitsmaximum deutlich weiter stromab bei $s/c = 0,75$ wodurch ein sehr viel größerer Bereich mit laminarer Grenzschicht verwirklicht wird.

Der **Druckgradient** in Strömungsrichtung entlang der Schaufeloberfläche und die damit einhergehende **Beschleunigung** oder **Verzögerung** der Strömung wirken sich direkt auf das Geschwindigkeitsprofil in der Grenzschicht aus. Die Krümmung des Geschwindigkeitsprofils an der Wand ist aufgrund der Haftbedingung direkt mit dem Druckgradienten verknüpft:

$$\mu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)_w = \frac{dP}{ds} . \quad (2.10)$$

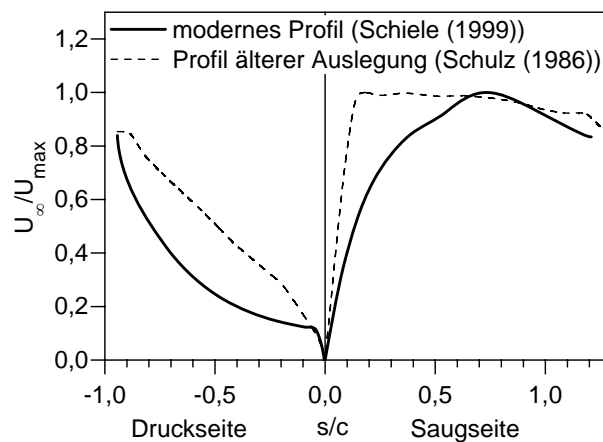


Abb. 2.8: Verlauf der Freistromgeschwindigkeit an einer Turbinenschaufel mit großen laminaren Grenzschichtbereichen

Bei beschleunigter Strömung und damit negativem Druckgradienten besitzt das Geschwindigkeitsprofil eine durchweg negative Krümmung. Der Geschwindigkeitsgradient und somit die Schubspannung $\tau = \mu dU/dy$ weisen in diesem Fall direkt an der Wand die größten Werte auf. Das Geschwindigkeitsprofil ist fülliger, die Wandschubspannung ist größer und die Grenzschicht ist dünner als im unbeschleunigten Fall (Abb. 2.9). In Analogie zur Schubspannung steigt der Wärmeübergang bei beschleunigter Grenzschicht im Vergleich zur unbeschleunigten Grenzschicht an (Back (1970)).

Anders verhält es sich, wenn die Strömung verzögert wird bzw. wenn ein positiver Druckgradient vorherrscht. Nach Gleichung 2.10 liegt dann an der Wand eine positive Krümmung des Geschwindigkeitsprofils vor, welche in größerem Wandabstand jedoch in eine negative Krümmung übergeht. Das Geschwindigkeitsprofil besitzt nun in einem gewissen Abstand zur Wand einen Wendepunkt. In diesem Punkt nehmen Geschwindigkeitsgradient und Schubspannung in der Grenzschicht die maximalen Werte an (Abb. 2.9). Die Wandschubspannung ist deutlich kleiner, die Grenzschicht ist dicker und der Wärmeübergang ist geringer als im unbeschleunigten Fall.

In der Turbine wirken auf die sehr dünnen laminaren Grenzschichten (<1 mm) starke turbulente Schwankungen der Freistromung ein. Die Auswirkung der hohen **Freistromturbulenz** ist stark vom anliegenden Druckgradienten und der spektralen Verteilung der Turbulenzenergie abhängig. So zeigen zahlreiche Untersuchungen bei unbeschleunigten laminaren Grenzschichten nur sehr geringen bis gar keinen Turbulenzeinfluss auf den Wärmeübergang und die Wandschubspannungen. Im Gegensatz dazu kann bei beschleunigten Grenzschichten unter dem Einfluss hoher Freistromturbulenz ein Anstieg des Wärmeübergangs um bis zu 30% beobachtet werden, obwohl die mittleren Grenzschichtprofile weiterhin ihren laminaren Charakter beibehalten (Kestin (1966), Smith und Kueth (1966), Junkhan und Serovy (1967), Rüd (1985), Nix (2003)). Üblicherweise wird in diesem Fall von gestört laminaren Grenzschichten gesprochen. Ähnliche Ergebnisse zeigen die instationären Wärmeübergangsmessungen von Suslov (2002) an Turbinenschaufeln unter dem Einfluss von Nachläufen. Während sich die Nachläufe in den beschleunigten laminaren Grenzschichtbereichen durch starke Wärmestromschwankungen bemerkbar machen, reagieren die unbeschleunigten laminaren Bereiche fast nicht auf die Nachläufe.

Je nach Frequenz hat die Turbulenz unterschiedlich starken Einfluss auf den Wärmeübergang

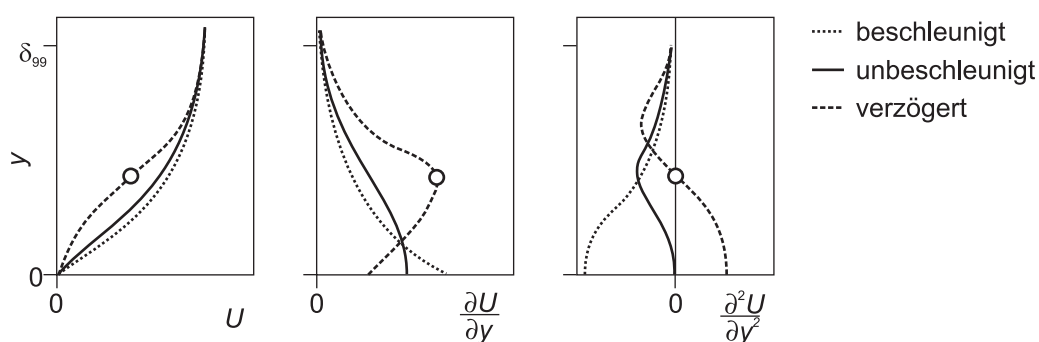


Abb. 2.9: Geschwindigkeitsprofil und dessen Ableitungen bei Beschleunigung und Verzögerung

in der Grenzschicht. Die im vorhergehenden Kapitel erläuterten Überlegungen von Dullenkopf und Mayle (1995) für den Staupunktwärmeübergang gelten hier analog. Demnach haben turbulente Schwankungen mit einem Wirbellängenmaß von etwa $16\delta_{99}$ eine maximale Wirkung. Die relativ großskaligen Wirbel stauchen lokal die Grenzschicht und bringen Fluid aus der Freiströmung periodisch näher an die Wand (Volino und Simon (2000)). Wie tief die niederfrequenten Schwankungen in die Grenzschicht eindringen hängt von deren Amplitude und der Beschleunigung der Grenzschicht ab. Zaki und Durbin (2006) zeigen mit Hilfe der Stabilitätstheorie für lokale Störungen und ausführlichen Direkten Numerischen Simulationen, dass die Eindringtiefe bei beschleunigten Grenzschichten größer ist als bei unbeschleunigten oder verzögerten. So werden die Wirbel durch die in der Grenzschicht vorhandenen Scherkräfte $\tau = \mu dU/dy$ abgehalten (*shear sheltering*, siehe Jacobs und Durbin (1998)). Da diese Scherkräfte bei beschleunigten Grenzschichten in den äußeren Bereichen kleiner sind als bei unbeschleunigten oder verzögerten, können die niederfrequenten Wirbel tiefer eindringen (vgl. Abb. 2.9). Hochfrequente Turbulenzanteile werden dagegen auch bei Beschleunigung bereits in den äußeren Grenzschichtbereichen abgehalten. Wärmeübergang und Wandschubspannungen steigen also bei erhöhter Turbulenz durch die beschriebenen Mechanismen an. Für konstant beschleunigte, gestört laminare Grenzschichten, die z.B. auf der Druckseite vieler Schaufelprofile zu finden sind, gilt Gleichung 2.8 unverändert.

Der Einfluss der **Reynoldszahl** ist in Gleichung 2.8 nicht unmittelbar ersichtlich, da die Nusseltzahl dort mit dem Längenmaß $\sqrt{v/a}$ definiert ist. Wird stattdessen die Sehnenlänge c des Schaufelprofils zur Definition der Nusseltzahl verwendet, so ergibt sich die bekannte Proportionalität für ungestörte laminare Grenzschichten:

$$\text{Nu}_c = \frac{\alpha \cdot c}{\lambda} \propto \sqrt{\text{Re}_c} . \quad (2.11)$$

Die Wirkung dreidimensionaler **Oberflächenrauigkeiten** auf die laminare Grenzschicht wurde bisher vor allem in Bezug auf die Stabilität untersucht (siehe folgendes Kapitel). Dagegen liegen nur sehr wenige Untersuchungen zum Einfluss auf Wandreibungskräfte und Wärmeübergang vor. Die frühen Untersuchungen von Nikuradse (1933) zeigen, dass die Reibung in rauen Rohren unabhängig von der Rauigkeit ist, solange diese laminar durchströmt werden. Lediglich der Übergang in eine turbulente Rohrströmung erfolgt bei erhöhter Rauigkeit schon bei geringeren Reynoldszahlen. Dagegen zeigen die Experimente von Gibbings und Al-Shukri (1997) an einer ebenen Platte, dass sowohl die Verdrängungsdicke δ_1 der laminaren Grenzschicht als auch die an die Wand übertragenen Reibungskräfte mit der Rauigkeit zunehmen. Messungen des Geschwindigkeitsprofils von Bammert und Sandstede (1980) in den laminaren Grenzschichtbereichen einer glatten und einer rauen Turbinenschaufel scheinen diese Ergebnisse zu bestätigen. Dagegen konnte bisher keine Beeinflussung des laminaren Wärmeübergangs durch eine erhöhte Oberflächenrauigkeit festgestellt werden. Die verfügbaren experimentellen Daten wurden an unbeschleunigten Plattenströmungen (Pinson und Wang (1994), Pinson und Wang (2000)) und in den laminaren Bereichen von Turbinenschaufelumströmungen (Hoffs et al. (1996), Blair (1994)) gewonnen. Die untersuchten Rauigkeitshöhen erreichen teilweise die Dicke der Grenzschicht und bestehen aus aufgeklebtem Schleifpapier bzw. Pulver oder unpolierten Flüssigkris-

tallen. Eine systematische Variation der Rauigkeitshöhe und -dichte wurde nicht durchgeführt. Auch auf die Bedeutung der Wärmeleitfähigkeit der Rauigkeitselemente wird bisher in der Literatur nicht eingegangen (siehe Kap. 2.2.4). Die genannten Ergebnisse sind daher unter diesen Einschränkungen zu betrachten.

Auf der Druckseite einer Turbinenschaufel besitzt die Oberfläche eine **konkave Krümmung**. Aufgrund der in diesem Fall auftretenden Zentrifugalkräfte können in der Grenzschicht Wirbelpaare mit entgegengesetztem Drehsinn entstehen, deren Achsen in Strömungsrichtung zeigen. Diese sogenannten Görtlerwirbel bewirken eine Intensivierung des Impuls- und Wärmeaustauschs in der laminaren Grenzschicht, so dass der Wärmeübergang um bis zu 100% ansteigen kann (z.B. Kottke (1986), Crane und Sabzvari (1989)). Die Entstehung der Görtlerwirbel hängt in erster Linie vom Krümmungsradius r und der Impulsverlustdicke θ ab und kann mit der dimensionslosen Görtlerzahl $G\ddot{o}_\theta$ beschrieben werden:

$$G\ddot{o}_\theta = \frac{U_\infty \theta}{\nu} \sqrt{\frac{\theta}{r}} . \quad (2.12)$$

Experimentell wurden Görtlerwirbel für $G\ddot{o}_\theta > 1$ nachgewiesen (z.B. Tani (1962)). Diese untere Grenze und die Stärke der entstehenden Wirbel sind allerdings stark von der Strömungsbeschleunigung und der Freistromturbulenz abhängig (Finnis und Brown (1996)). Auch gibt es Anzeichen für eine Verstärkung der Görtlerwirbel durch vorhandene Oberflächenrauigkeiten (Morkovin (1990)). Bei Turbinenschaufeln ist ein Auftreten von Görtlerwirbeln aus den genannten Gründen bis heute nur sehr schwer vorhersagbar.

2.2.3 Laminar-turbulente Transition

Die laminare Grenzschicht kann je nach Grenzschichtzustand und Umgebungsbedingungen (Turbulenz, Druckgradient, Rauigkeit, etc.) über unterschiedliche Vorgänge instabil werden und in eine turbulente Grenzschicht übergehen. Unter Verwendung der Impulsverlustdicken-Reynoldszahl $Re_{\theta,t}$ und des dimensionslosen Beschleunigungsparameters

$$K_t = \frac{\nu}{U_\infty^2} \frac{dU_\infty}{ds} \quad (2.13)$$

am Beginn der Transition (Index t) lassen sich die unterschiedlichen Instabilitätsmechanismen in einem Diagramm darstellen (siehe Abb. 2.10). Drei Transitionsmoden sind dabei zu unterscheiden: die Natürliche Transition, die Bypass-Transition und die Transition über eine Ablöseblase.

Natürliche Transition

Ist die Turbulenz in der Freiströmung gering und die Strömung unbeschleunigt oder verzögert, so kann bei Überschreiten der Indifferenz-Reynoldszahl eine Natürliche Transition auftreten (Abb. 2.10, grau hinterlegter Bereich). Kleinste Störungen in der Grenzschicht, die durch Oberflächenrauigkeit oder geringste Druckschwankungen der Freiströmung entstehen, werden dann

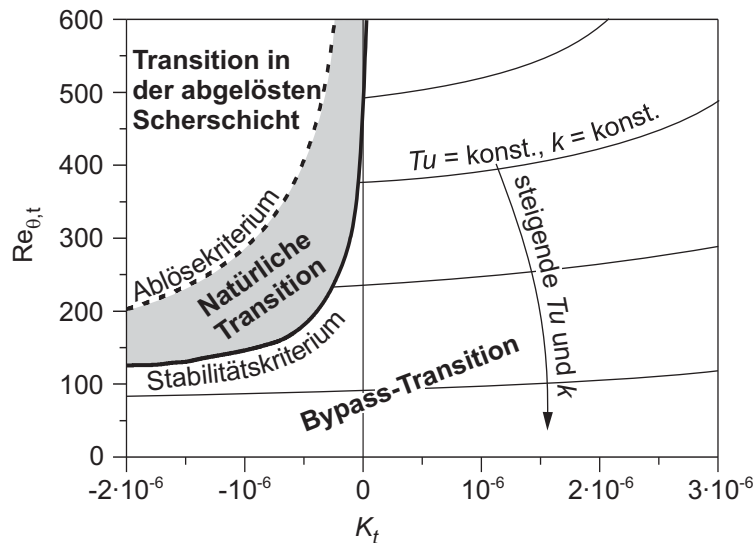


Abb. 2.10: Transitionsmechanismen nach Mayle (1991)

angefacht und rufen zweidimensionale Tollmien-Schlichting-Wellen hervor, die sich mit etwa 30%-35% der Freistromgeschwindigkeit stromab bewegen und dabei exponentiell anwachsen. Im weiteren Verlauf entstehen dreidimensionale Instabilitäten, die sich schließlich zu Turbulenzflecken entwickeln. Die zunächst kleinen Turbulenzflecken bewegen sich stromab und wachsen dabei an, bis sich schließlich eine vollturbulente Grenzschicht ausbildet. Die Indifferenz-Reynoldszahl, bei der diese Form der Transition einsetzen kann, hängt vom **Druckgradient** bzw. dem Beschleunigungsparameter K ab und sinkt je stärker die Grenzschichtströmung verzögert wird. Die Kurve mit der Bezeichnung „Stabilitätskriterium“ in Abb. 2.10 spiegelt diese Abhängigkeit wieder. Die Länge des Transitionsgebietes, also die Strecke zwischen dem Auftreten von Tollmien-Schlichting-Wellen bis zum Vorliegen einer vollturbulenten Grenzschicht, hängt dabei wesentlich von der Stärke der anfänglichen Störungen und damit vom Turbulenzgrad und der Rauigkeit ab. Analytisch lässt sich die Entstehung von Tollmien-Schlichting-Wellen sehr gut mit Hilfe der linearen Stabilitätstheorie beschreiben. Eine detaillierte Darstellung ist in Schlichting und Gersten (1997) gegeben.

Bypass-Transition

Die Entstehung von Tollmien-Schlichting-Wellen ist bei der Umströmung von Flugzeugtragflächen entscheidend, in der Turbine tritt dieser Mechanismus jedoch aufgrund der stark gestörten Freistromung ($Tu > 1\%$) so gut wie nicht auf. Hier beginnt die Transition bereits bei Reynoldszahlen, die unterhalb der Indifferenz-Reynoldszahl liegen und wo eine Verstärkung kleinster Störungen nach der Stabilitätstheorie ausgeschlossen werden kann. Nach Morkovin (1969) wird diese Form der Transition, in Anlehnung an das Umgehen der Tollmien-Schlichting-Wellen, Bypass-Transition genannt. Die kritische Reynoldszahl $Re_{\theta,t}$, bei der eine Bypass-Transition einsetzt ist stark vom Turbulenzgrad der Freistromung, der Oberflächenrauigkeit und der Beschleunigung abhängig. In Abb. 2.10 geben die Linien mit konstantem Turbulenzgrad und konstanter Rauigkeit Aufschluss darüber, bei welcher Impulsverlustdicken-Reynoldszahl die Transition für die gegebenen Bedingungen einsetzt.

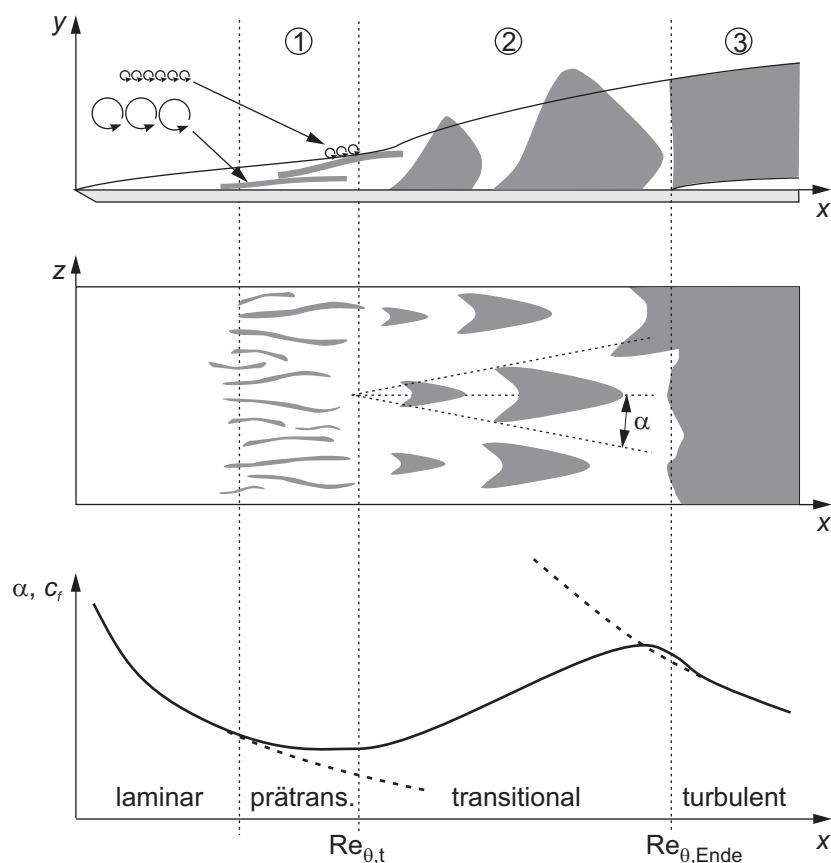


Abb. 2.11: Bypass-Transition

Die Interaktion der **Freistromturbulenz** mit der Grenzschicht und die Ausbildung von Instabilitäten, die schließlich zu einer Bypass-Transition führen, sind bis heute nicht vollständig verstanden. Zahlreiche neuere numerische und experimentelle Untersuchungen geben jedoch einen tieferen Einblick in die dabei ablaufenden Vorgänge. Die in Abbildung 2.11 gezeigte Darstellung des Transitionsprozesses fasst die aktuellen Erkenntnisse zusammen. Demnach können drei wichtige Bereiche unterschieden werden: (1) ein prätransitionaler Bereich, in dem die laminare Grenzschicht durch turbulente Schwankungen der Freistromung beeinflusst wird, (2) ein Bereich, in dem sich turbulente und laminare Grenzschichtgebiete abwechseln und schließlich (3) ein vollturbulenter Bereich.

Auf die zunächst laminare Grenzschicht (prätransitionaler Bereich) wirken die turbulenten Schwankungen der Freistromung ein, wobei nur Störungen mit relativ großer Wellenlänge ($\lambda \approx 15\delta_{99} - 20\delta_{99}$) tief genug in die Grenzschicht eindringen können, um einen Effekt zu bewirken (Mayle et al. (1998), Johnson und Dris (2000), Volino und Simon (2000), Johnson (2002), Volino (2005)). Höherfrequente Störungen werden dagegen durch die Scherkräfte in der Grenzschicht abgehalten (siehe Kapitel 2.2.2 und Jacobs und Durbin (1998)). Bei der Interaktion der großen Wirbel mit der Grenzschicht werden lokal Druckschwankungen induziert. Dabei wird während eines Druckminimums aufgrund der Kontinuität Fluid nahe der Wand beschleunigt und die Grenzschicht dadurch gestaucht. Genau umgekehrt verhält es sich bei einem Druckmaximum, welches zu einer Verzögerung von Fluid in Wandnähe führt. Resultat dieser

Vorgänge sind dünne Streifen in der Grenzschicht (*streaks*) mit sehr starken positiven bzw. negativen Geschwindigkeitsschwankungen in Strömungsrichtung. Mayle und Schulz (1997) zeigen, dass diese Turbulenzstreifen stromab durch die Einwirkung höherfrequenter Freistromturbulenz ($\lambda \approx 1,2\delta_{99}$) am Grenzschichtrand an Intensität zunehmen. Sowohl die anfängliche Stärke der Turbulenzstreifen als auch deren Verstärkung stromab hängen also direkt von der Intensität und dem Frequenzspektrum der lokalen Freistromturbulenz ab.

Für den Übergang der geordneten Turbulenzstreifen in Turbulenzflecken scheinen mehrere Vorgänge eine Rolle zu spielen. Johnson (1994) schlägt vor, dass ein Turbulenzfleck gebildet wird, sobald eine transiente lokale Ablösung in der Grenzschicht auftritt. Es wird gezeigt, dass dies dann der Fall ist, wenn die Momentangeschwindigkeit u innerhalb eines Turbulenzstreifens nahe der Wand ($y/\delta_{99} \approx 0,1$) auf die Hälfte der mittleren Geschwindigkeit U absinkt. Ein anderer Mechanismus wird von Jacobs und Durbin (2001) aufgezeigt. Die Autoren zeigen mit Hilfe von Direkten Numerischen Simulationen, dass die Turbulenzstreifen am Grenzschichtrand mit hochfrequenten Schwankungen der Freistromung interagieren und von dort Turbulenzflecken ausbilden. Weitere Simulationen von Zaki und Durbin (2005) scheinen dies zu bestätigen. Die beiden Mechanismen unterscheiden sich damit im Ort der Turbulenzfleckenentstehung. Nach Johnson (1994) beginnt die Turbulenzfleckenbildung an der Wand, wohingegen die Turbulenzflecken von Jacobs und Durbin (2001) am Grenzschichtrand ihren Ursprung haben.

Obwohl die Turbulenzstreifen bereits einen gewissen Einfluss auf Wandschubspannungen und Wärmeübergang haben, beginnen die Werte erst bei der Bildung von Turbulenzflecken merklich von den für laminare Grenzschichten typischen Werten abzuweichen (siehe Abb. 2.11 unten). Emmons (1951) beschreibt erstmals das Auftreten dieser Turbulenzflecken während eines laminar-turbulenten Übergangs. Demnach sind diese pfeilförmig und begrenzen innerhalb der laminaren Grenzschicht Gebiete mit ausgeprägten turbulenten Schwankungen. Die zunächst sehr kleinen Turbulenzflecken bewegen sich in Strömungsrichtung mit einer Geschwindigkeit von etwa $0,62U_\infty$ und wachsen dabei in alle Richtungen an bis eine vollständig turbulente Grenzschicht vorliegt. Die Erstreckung der Flecken normal zur Wand entspricht etwa der dreifachen laminaren Grenzschichtdicke, während die Abmessung in lateraler Richtung vom halben Öffnungswinkel α (Abb. 2.11) und der Entfernung vom Entstehungsort abhängt. Bei unbeschleunigten Grenzschichten ist $\alpha \approx 11^\circ$.

Die in Abb. 2.11 gezeigte Pfeilform der Turbulenzflecken wurde vielfach durch Messungen bestätigt (z.B. Singer und Joslin (1994), Chong und Zhong (2005), Schröder und Kompenhans (2004)). Allerdings wurden alle diese Messungen bei niedriger Freistromturbulenz ($Tu < 0,1\%$) und künstlich erzeugten Turbulenzflecken durchgeführt. Da die Flecken mit Druckimpulsen durch kleine Wandbohrungen getriggert werden, befindet sich der Ursprung der Flecken ebenfalls an der Wand und der von Jacobs und Durbin (2001) beschriebene Zerfall von Turbulenzstreifen am Grenzschichtrand kann nicht stattfinden. Ob die Pfeilform der Turbulenzflecken auch unter erhöhter Freistromturbulenz erhalten bleibt, ist fraglich. So zeigen die Messungen von Anthony et al. (2005) eine mit dem Turbulenzgrad zunehmende Abweichung von der idealen Form. Bei den Direkten Numerischen Simulationen von Wu et al. (1999) entstehen sogar Turbulenzflecken, deren Pfeilform entgegen der Strömungsrichtung zeigt. Die Autoren begründen dies damit, dass die Flecken in ihrer Simulation nicht an der Wand sondern am Grenzschicht-

rand entstehen. Trotz der Formabweichung scheinen die an künstlichen Turbulenzflecken bestimmten Ausbreitungsgeschwindigkeiten und Wachstumsraten auch für große Turbulenzgrade gültig zu sein. Anders wäre sonst die erfolgreiche Anwendung der mit Hilfe dieser Größen entwickelten Modelle auch bei hoher Turbulenz nicht zu begründen (siehe Kapitel 5.3).

Die an Turbinenschaufeln grundsätzlich vorhandene **Beschleunigung** oder Verzögerung der Grenzschicht hat einen Einfluss auf die Bildung der Turbulenzstreifen und das Anwachsen der Turbulenzflecken. Zaki und Durbin (2006) zeigen anhand von stabilitätstheoretischen Überlegungen und Direkten Numerischen Simulationen, dass die niederfrequenten Freistromturbulenzanteile bei Beschleunigung zwar tiefer in die Grenzschicht eindringen, deren Verstärkung durch hochfrequente Anteile jedoch deutlich geringer ausfällt. Bei ausreichend großer Beschleunigung wird die Bildung von Turbulenzstreifen sogar vollständig unterdrückt. Dieses Verhalten ist in Übereinstimmung mit Beobachtungen von Jones und Launder (1972), nach denen kein laminar-turbulenter Übergang möglich ist, wenn die Grenzschicht sehr stark beschleunigt wird ($K > 3 \cdot 10^6$). Umgekehrt verhält es sich bei verzögerten Grenzschichten: die niederfrequenten Störungen initiieren zwar schwächere anfängliche Turbulenzstreifen, allerdings ist der Verstärkungseffekt deutlich größer. Analog dazu entstehen bei beschleunigter Grenzschicht sehr viel weniger Turbulenzflecken als bei verzögerter. Zusätzlich wachsen diese Flecken bei Beschleunigung langsamer an, als bei Verzögerung (Gostelow et al. (1994), Fraser et al. (1994), D'Ovidio et al. (2001b)), so dass sich die Bypass-Transition bei Beschleunigung über ein wesentlich längeres Gebiet erstreckt. Einige Untersuchungen lassen außerdem eine unterschiedliche Wirkung der Beschleunigung auf die thermische Grenzschicht und die Geschwindigkeitsgrenzschicht erkennen (Blair (1982), Keller und Wang (1996)). Bei Beschleunigung scheint in der Grenzschicht bereits nach kürzerer Transitionslänge ein vollturbulentes Geschwindigkeitsprofil vorzuliegen, bevor der Wärmeübergang auf das turbulente Niveau angestiegen ist. Gleichzeitig weist die Turbulenzstruktur im Vergleich zur mittleren Geschwindigkeit erst nach größerer Distanz die für turbulente Grenzschichten typische Verteilung auf. Im verzögerten Fall ist genau der gegenteilige Effekt zu beobachten (Mislevy und Wang (1996)).

Die **Oberflächenrauigkeit** ist eine weitere, sehr wichtige Einflussgröße bei der Betrachtung des laminar-turbulenten Übergangs. In der Literatur werden hauptsächlich drei mögliche Mechanismen beschrieben, mit denen der Rauigkeitseinfluss begründet werden könnte. Diese sind: (1) die Rauigkeit bewirkt eine Änderung des Geschwindigkeitsprofils, so dass dieses anfälliger für die Verstärkung von Tollmien-Schlichting-Wellen wird, (2) durch die Rauigkeit werden zunächst langwellige Störungen in der Grenzschicht verursacht, die durch die Freistromturbulenz verstärkt werden, und (3) an den einzelnen Rauigkeitselementen entstehen direkt Turbulenzflecken.

Während Tollmien-Schlichting-Wellen bei zweidimensionalen Rauigkeiten (Stolperdrähte) erfolgreich nachgewiesen wurden (Klebanoff und Tidstrom (1972)), scheint dieser Mechanismus bei dreidimensionalen und verteilten Rauigkeiten kaum eine Rolle zu spielen (Reshotko (1984)). Neuere Untersuchungen legen dagegen für verteilte Rauigkeiten nahe, dass zunächst langwellige Störungen in Wandnähe erzeugt werden, die im weiteren Verlauf durch Freistromturbulenz und stromab liegende Rauigkeit angeregt und verstärkt werden (Kendall (1981), White und Reshotko (2002), Reshotko und Tumin (2004)). Damit ähnelt dieser zweite Mechanismus dem

bereits beschriebenen Einfluss der Turbulenz. Zusätzlich ist das Fluid zwischen den Rauigkeitselementen bzw. im Nachlauf einzelner Elemente durch seinen niedrigen Impuls empfindlicher gegenüber äußeren Druckschwankungen, was die Bildung von Turbulenzstreifen begünstigt (Morkovin (1990)). Auch wenn die Kopplung zwischen den durch Rauigkeit induzierten Störungen und der Freistromturbulenz noch nicht vollständig erklärt werden kann, wird deutlich, dass Rauigkeit und Turbulenz eine synergistische Wirkung auf die Transition haben. In den wenigen Arbeiten, die den überlagerten Effekt von Rauigkeit und Turbulenz untersuchen, konnte dieses Verhalten bestätigt werden (Feindt (1956), Dryden (1958), Gibbings und Al-Shukri (1997)). Die neueren Untersuchungen von Wang und Rice (2005) umfassen zusätzlich die Messung von Wärmeübergangsvläufen. Die dort sichtbare Erhöhung des Wärmeübergangs im prätransitionalen Bereich deutet auf die erläuterte Ausbildung von Turbulenzstreifen hin.

Eine direkte Entstehung von Turbulenzflecken an den Rauigkeitselementen scheint zumindest für große Rauigkeiten ($k/\delta_{99} \approx 1$) denkbar. Das würde bedeuten, dass die Turbulenz in diesem Fall kaum noch zusätzlichen Einfluss auf den Transitionsbeginn hat und die Anzahl der erzeugten Turbulenzflecken direkt mit der Rauigkeitsdichte korreliert. Eine gezielte experimentelle Überprüfung dieser Aussage ist jedoch bis heute nicht verfügbar.

Auf der Druckseite der Schaufel kann es durch die **konkave Krümmung** zur Bildung von Görtlerwirbelpaaren kommen (vgl. Kapitel 2.2.2). Die jeweils gegenseitig rotierenden Wirbel bewirken einen Transport von Fluid senkrecht zur Wand und damit eine Variation der Grenzschichtdicke in lateraler Richtung. Riley et al. (1989) zeigen, dass an den Stellen mit maximaler lokaler Grenzschichtdicke aufgrund der Interaktion zwischen Wirbeln und Freistromturbulenz Turbulenzflecken gebildet werden. Insgesamt wird damit der laminar-turbulente Übergang zu kleineren kritischen Reynoldszahlen Re_θ verschoben. Mit steigendem Turbulenzgrad und bei beschleunigter Grenzschicht nimmt der Krümmungseinfluss jedoch ab (Mayle (1991), Dris und Johnson (2005)).

Transition über eine Ablöseblase

In der Niederdruckturbine sind Freistromturbulenz und Reynoldszahl Re_2 vergleichsweise niedrig (vgl. Abb. 2.6). Häufig löst dann die laminare Grenzschicht im verzögerten Bereich der Saugseite ab, ohne dass stromauf die kritischen Bedingungen für einen laminar-turbulenten Übergang erreicht werden. Die Grenzschicht im Ablösepunkt ist charakterisiert durch ein Geschwindigkeitsprofil mit einem Wandgradienten von Null und verschwindenden Wandschubspannungen. Nach Thwaites (1949) besteht am Ort der Ablösung zwischen der Impulsverlustdicken-Reynoldszahl und dem Beschleunigungsparameter der Zusammenhang $Re_\theta^2 K = -0,082$ (vgl. Kurve „Ablösekriterium“ in Abb. 2.10).

Die abgelöste Grenzschicht ist sehr empfindlich gegenüber äußeren Störungen, so dass je nach Umgebungsbedingungen früher oder später eine laminar-turbulente Transition über die zuvor beschriebenen Mechanismen einsetzt. Je früher der Übergang in eine turbulente Scherschicht stattfindet, desto wahrscheinlicher ist aufgrund des höheren Impulsaustauschs ein baldiges Wiederanlegen der Grenzschicht. In der Literatur wird deshalb häufig zwischen kurzen und langen Ablöseblasen unterschieden (siehe z.B. Mayle (1991)). Während kurze Ablöseblasen nur eine geringe und lokale Auswirkung auf die Schaufeldruckverteilung haben, kommt es bei langen

Ablösungen zu einer deutlich veränderten Druckverteilung, was zu einer Verringerung der Umfangsarbeit führt. Um die strömungsmechanischen Verluste gering zu halten und eine große Umfangsarbeit zu erreichen, müssen die Niederdruckturbinenschaufeln deshalb so entworfen werden, dass bei Auftreten einer Ablösung ein rasches Wiederanlegen gewährleistet ist.

Ein über längere Strecken anhaltender stark positiver **Druckgradient** (starke Verzögerung) führt zu langen Ablöseblasen oder sogar zu einer vollständigen Grenzschichtablösung ohne Wiederanlegen. Verringert sich der positive Druckgradient nach der Ablösung, so ist ein rasches Wiederanlegen nach erfolgter laminar-turbulenter Transition wahrscheinlicher. Der Transitionsvorgang selbst wird durch den Druckgradienten kaum beeinflusst, da der Druck in der abgelösten Scherschicht fast konstant bleibt (Mayle (1991)).

Je niedriger die **Reynoldszahl** Re_2 ist, desto später erfolgt der Umschlag in der freien Scherschicht und desto länger wird die Ablöseblase. Oft legt sich die Grenzschicht bei sehr geringen Reynoldszahlen nicht mehr an die Schaufeloberfläche an und die Verluste steigen sprunghaft an (Hourmouziadis (1989)).

Eine hohe **Freistromturbulenz** bewirkt wie bei anliegenden Grenzschichten einen früher einsetzenden und rascher ablaufenden laminar-turbulenten Übergang. Die Ablöseblasen sind dann kurz und die Verluste gering. Vor allem bei Ablöseblasen, die nahe der Schaufelvorderkante aufgrund von Übergeschwindigkeiten auftreten, ist die Freistromturbulenz noch relativ hoch und die Ablöseblasen dadurch kurz. Bei Ablöseblasen, die weit hinten auf der Saugseite nach dem Geschwindigkeitsmaximum auftreten, ist die Freistromturbulenz durch die zuvor starke Strömungsbeschleunigung bereits deutlich geringer, so dass hier das Auftreten von langen Ablöseblasen wahrscheinlicher ist.

Der Einfluss der **Rauigkeit** auf die Transition der freien Scherschicht ist gering, solange die Rauigkeitselemente nicht bis in die abgelöste Scherschicht hineinragen (Roberts und Yaras (2004a, 2006)). Dennoch ist eine gewisse Beeinflussung auch für kleinere Rauigkeitshöhen wahrscheinlich, da durch die Rauigkeit zusätzliche turbulente Schwankungen in der Ablöseblase erzeugt werden. Die wenigen heute verfügbaren Untersuchungen lassen jedoch noch keine zuverlässige Beurteilung des Rauigkeitseinflusses auf diese Art der Transition zu.

2.2.4 Turbulente Grenzschicht

Nach erfolgtem laminar-turbulentem Übergang liegt an der Schaufeloberfläche eine vollturbulente Grenzschicht vor. Diese ist charakterisiert durch eine ständige Erzeugung von Turbulenz in Wandnähe. Die Turbulenzproduktion erfolgt hierbei durch eine Übertragung von kinetischer Energie aus der Hauptströmung an die großskaligen Wirbel in der Grenzschicht. In einem Kaskadenprozess wird die Energie der großskaligen Wirbel an immer kleinere Turbulenzelemente weitergegeben, bis sie schließlich dissipiert. Die resultierende Verteilung des Turbulenzspektrums ist dabei abhängig vom Wandabstand. So entsprechen die Abmessungen der größten und energiereichsten Wirbel an einer Stelle in der Grenzschicht etwa ihrem Abstand zur Wand. Die starken turbulenten Schwankungen sorgen dafür, dass die Impuls- und Wärmeaustauschvorgänge erheblich effektiver ablaufen. Die Gradienten der Geschwindigkeits- und Temperaturprofile

an der Wand steigen an und Wandschubspannung und Wärmeübergang sind im Vergleich zur laminaren Grenzschicht um ein Vielfaches höher.

Üblicherweise wird die Geschwindigkeitsverteilung einer turbulenten Grenzschicht mit Hilfe charakteristischer Größen dimensionslos gemacht, so dass sie einer Ähnlichkeitsbetrachtung erschlossen wird. Als charakteristisches Geschwindigkeitsmaß dient hierzu die Wandschubspannungsgeschwindigkeit $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ und als Längenmaß ν/u_τ . Die dimensionslose Geschwindigkeit $u^+ = U/u_\tau$ ist dann in Wandnähe nur noch eine Funktion des dimensionslosen Wandabstands $y^+ = yu_\tau/\nu$:

$$u^+ = u^+(y^+) . \quad (2.14)$$

Die in Abbildung 2.12 gezeigte Geschwindigkeitsverteilung $u^+(y^+)$ für eine glatte Wand (durchgezogene Linie), besitzt also universellen Charakter. Es lassen sich vier Bereiche unterscheiden: (1) viskose Unterschicht, (2) Übergangsbereich, (3) Bereich mit logarithmischem Wandgesetz und (4) *Wake*-Bereich. In der viskosen Unterschicht ($y^+ \leq 5$) dominiert die Zähigkeit des Fluids und turbulente Austauschvorgänge spielen keine Rolle, obwohl die Strömung auch hier turbulenten Schwankungen unterliegt². Das viskose Längenmaß ν/u_τ ist somit maßgebend für das Strömungsgeschehen in diesem wandnächsten Bereich und es gilt die einfache Beziehung $u^+ = y^+$. Im daran anschließenden Übergangsbereich ($5 < y^+ \leq 30$) steigt der Anteil turbulenter Schubspannungen immer weiter an, bis schließlich im Bereich des logarithmischen Wandgesetzes ($y^+ > 30$) nur noch die turbulenten Schubspannungen von Bedeutung sind. Die Strömung wird nun durch das Längenmaß der turbulenten Schwankungen bestimmt, welches direkt proportional zum Wandabstand y ist. Es gilt dann die Beziehung:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C , \quad (2.15)$$

mit $\kappa \approx 0,41$ und $C \approx 5,2^3$.

Bis zu einer Entfernung von etwa $y/\delta_{99} = 0,3$ behält das universelle Geschwindigkeitsprofil seine Gültigkeit und ist ausschließlich eine Funktion von y^+ . Für größere Wandabstände wird die Grenzschicht stark durch die Freiströmung beeinflusst und es kommt zu einem intermittierenden Verhalten, bei dem Fluid aus der Freiströmung zeitweise bis in Bereiche $y/\delta_{99} = 0,4$ eindringt (vgl. Jischa (1982)). Dieser sog. *wake*-Bereich ist also stark von den Eigenschaften der Freiströmung und vor allem vom Druckgradienten abhängig. Für beschleunigte Grenzschichten weicht die Geschwindigkeitsverteilung auch für Abstände $y/\delta_{99} > 0,3$ kaum vom logarithmischen Wandgesetz ab. Bei unbeschleunigten oder verzögerten Grenzschichten ist jedoch ein deutlicher *wake*-Bereich erkennbar.

Für turbulente Grenzschichten bei ungestörter Freiströmung ist der Wärmeübergang in erster Linie eine Funktion der **Reynoldszahl**. Es gilt dann für die Nusseltzahl die folgende Proportionalität (vgl. Gl. 2.11):

$$\text{Nu}_c = \frac{\alpha \cdot c}{\lambda} \propto \text{Re}_c^{4/5} . \quad (2.16)$$

² Die heute immer noch verwendete Bezeichnung *laminare Unterschicht* ist deshalb irreführend. Es handelt sich bei der viskosen Unterschicht nicht um eine zeitlich invariante Schichtenströmung.

³ Die in der Literatur angegebenen Werte für C variieren zwischen 5,0 und 5,5

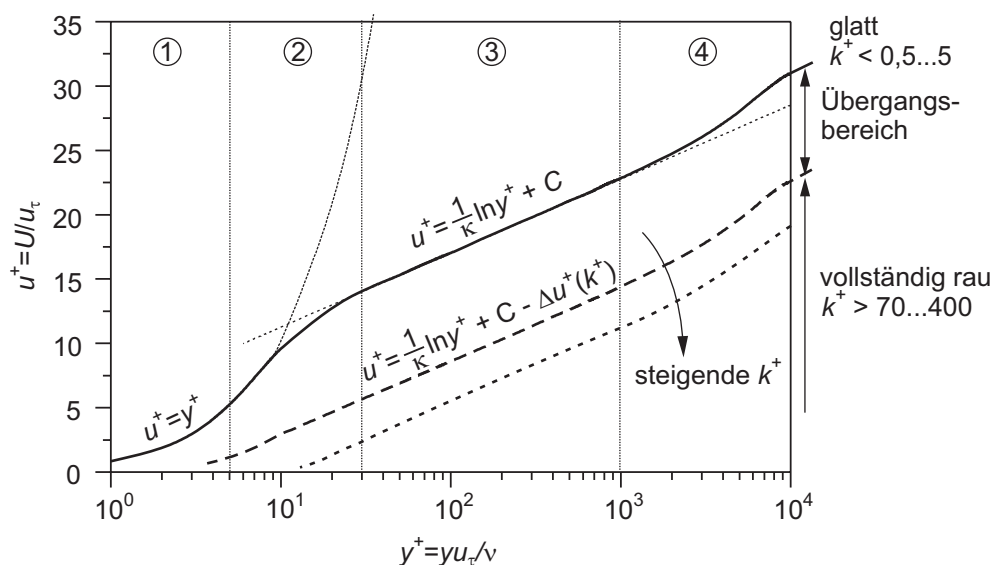


Abb. 2.12: Universelle Geschwindigkeitsverteilung in einer turbulenten Grenzschicht an glatter und rauher Wand

Die bisherigen Ausführungen setzen eine vollständig glatte Wand voraus. Unter realistischen Bedingungen (vgl. Kapitel 2.1) muss die **Oberflächenrauigkeit** mit in die Betrachtung einbezogen werden. Mit steigender Rauigkeitshöhe erfolgt die Impulsübertragung in unmittelbarer Wandnähe nicht mehr allein wegen der Zähigkeit des Fluids in der viskosen Unterschicht, sondern zunehmend aufgrund des Formwiderstands der einzelnen Rauigkeitselemente und zusätzlich erzeugter turbulenter Schubspannungen.

Abbildung 2.13 zeigt die Auswirkung einer Oberflächenrauigkeit auf das Geschwindigkeitsprofil. Obwohl sich das Profil der rauhen Oberfläche fast über die gesamte Grenzschichtdicke vom Profil an der glatten Wand unterscheidet, ist die direkte Wirkung der Rauigkeit auf einen Bereich $y < 2k \dots 5k$ beschränkt (Raupach et al. (1991)). Innerhalb dieser sog. Rauigkeitsunterschicht (*roughness sublayer*), welche nun an Stelle der viskosen Unterschicht tritt, sind zusätzlich zum viskosen Längenmaß ν/u_τ vor allem die charakteristischen Längen der Rauigkeit (k , Rauigkeitsstruktur) von Bedeutung. Der Einfluss des viskosen Längenmaßes im Verhältnis zur Rauigkeitshöhe k kann mit Hilfe der Rauigkeitsreynoldszahl $k^+ = ku_\tau/\nu$ beschrieben werden. Je nach Rauigkeitsstruktur kann für $k^+ > 70 \dots 400$ von einem vollständig rauhen Verhalten ausgegangen werden, das heißt die viskose Wandschubspannung ist vernachlässigbar. Liegt z.B. eine Sandkornrauigkeitsstruktur vor, so kann die Grenzschicht bereits ab $k^+ > 70$ als vollständig rau angesehen werden. Die resultierende Wandschubspannung ist folglich nicht mehr direkt durch den Geschwindigkeitsgradienten an der Wand charakterisiert, sondern durch die Impulsübertragung an die Rauigkeitselemente. Damit lässt sich erklären, warum das Geschwindigkeitsprofil der rauhen Oberfläche in Abb. 2.13 weniger füllig ist als das der glatten Oberfläche, obwohl die effektiven Wandschubspannungen im rauhen Fall deutlich größer sind.

Außerhalb der Rauigkeitsunterschicht sind die Längenmaße der Rauigkeit von untergeordneter Bedeutung und die Geschwindigkeitsverteilung wird zunehmend durch das Längenmaß der turbulenten Schwankungen und somit durch den Wandabstand y bestimmt. Wie bei der glatten

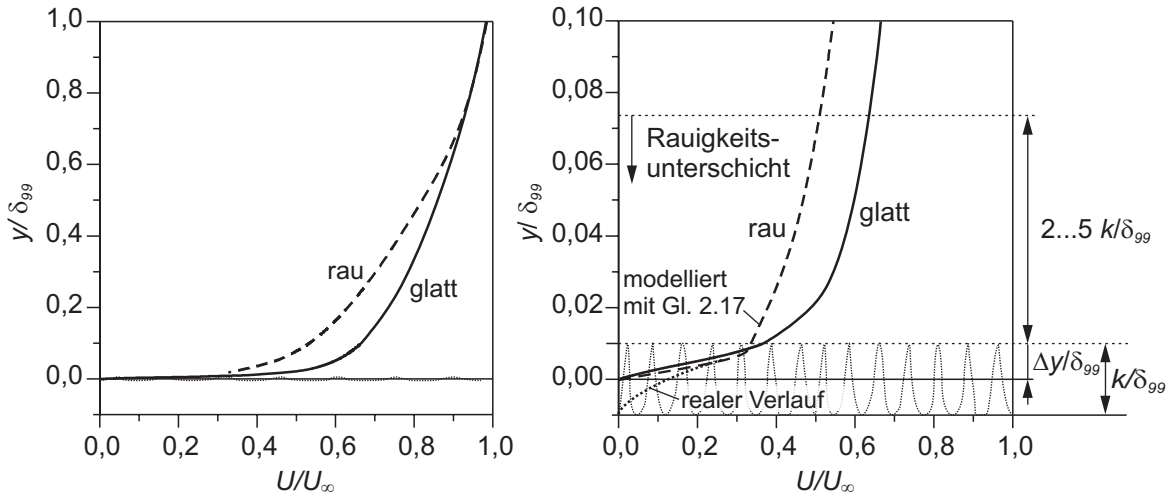


Abb. 2.13: Turbulente Geschwindigkeitsverteilung an glatter und rauher Wand

Wand gilt auch hier eine dimensionslose logarithmische Geschwindigkeitsverteilung (Bereich 3 in Abb. 2.12). Allerdings ist diese aufgrund der effektiveren Impulsübertragung an die rauhe Wand (höhere Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ) um den Betrag Δu^+ nach unten verschoben:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C - \Delta u^+ (k^+) . \quad (2.17)$$

Für einige exakt definierte Oberflächenrauigkeiten existieren Korrelationen, die eine Berechnung von Δu^+ in Abhängigkeit der Rauigkeitsgeometrie erlauben. So z.B. für die Sandkornrauigkeiten von Nikuradse (1933) oder für gleichmäßig angeordnete Rauigkeitselemente unterschiedlichster Form von Schlichting (1936). Neuere Korrelationen fassen weitere experimentelle Ergebnisse zusammen und sind für eine Vielzahl von Rauigkeitsgeometrien gültig (Simpson (1973), Sigal und Danberg (1990), Waigh und Kind (1998)). Auch zur Beschreibung der Interaktion welliger Flüssigkeitsfilme mit der umgebenden Luftströmung sind entsprechende Korrelationen für Δu^+ verfügbar, die auf der Arbeit von Sattelmayer (1985) basieren und erfolgreich von Himmelsbach (1992) und Ebner (2004) getestet wurden. Trotz dieser viel versprechenden Ansätze ist eine Anwendung auf bekannte Rauigkeitsstrukturen begrenzt und bei bisher nicht strömungsmechanisch untersuchten Topographien mit großen Unsicherheiten behaftet.

Gewisse Schwierigkeiten bereitet auch die Definition des y -Achsenursprungs bei rauher Oberfläche. Grundsätzlich liegt dieser virtuelle Ursprung um einen Betrag Δy unterhalb der Rauigkeitsspitzen (vgl. Abb. 2.13). Aus Sicht des logarithmischen Wandgesetzes (Gl. 2.17) entspricht der virtuelle Nullpunkt der Ebene, in der die resultierende Wandschubspannung anzugreifen scheint und wo die mittlere Geschwindigkeit zu Null gesetzt wird (modellierter Verlauf in Abb. 2.13). Er ist somit ein Maß für die *Verteilung* der Kräfte, die an den Rauigkeitselementen angreifen und damit abhängig von der Rauigkeitsstruktur. Die Verschiebung Δu^+ im logarithmischen Geschwindigkeitsprofil ist dagegen ein Maß für die Effektivität der Impulsübertragung an die Oberfläche (Jackson (1981)). Es ist zu beachten, dass die flächen- und zeitgemittelte Geschwindigkeit an der Stelle des virtuellen Ursprungs in der Realität keinesfalls null ist (realer Verlauf in Abb. 2.13 bzw. Nikora et al. (2004)). Sie wird dort lediglich zur Beschreibung der effektiven

Rauigkeitswirkung mit dem logarithmischen Wandgesetz zu Null gesetzt. Außerdem verschwinden die turbulenten Schubspannungen bei $y = 0$ im Gegensatz zur glatten Wand nicht.

Der Wärmeübergang wird in ähnlicher Weise durch eine vorhandene Oberflächenrauigkeit beeinflusst wie die Wandschubspannungen. So zeigen Untersuchungen an ebenen Platten bei rauhen Oberflächen aus Metall einen Anstieg des Wärmeübergangs um bis zu 120% im Vergleich zur glatten Oberfläche (Barlow et al. (1997), Hosni et al. (1998)). Der Wandwärmestrom wird mit zunehmender Rauigkeitshöhe immer mehr durch die an einzelne Rauigkeitselemente übertragenen Wärmeströme bestimmt und weniger durch den Wandgradienten des Temperaturprofils. Dabei sind die einzelnen Wärmeströme an die Rauigkeitselemente abhängig von der Temperaturverteilung des Fluids innerhalb der Rauigkeitsunterschicht, aber auch von der Temperaturverteilung des Rauigkeitselements. Der effektiv an die Oberfläche übertragene Wärmestrom ist damit nicht nur von der Rauigkeitsgeometrie abhängig, sondern auch von der Wärmeleitfähigkeit der einzelnen Elemente, die deren Temperaturverteilung maßgeblich beeinflusst. Ansätze, die mit Hilfe der Analogie zwischen Impuls- und Wärmeaustausch versuchen den Wärmeübergang an rauhen Oberflächen bei bekanntem Δu^+ zu berechnen sind deshalb höchstens für grobe Abschätzungen brauchbar. Trotzdem wird in der Praxis fast ausschließlich auf diese Methode zurückgegriffen, und die dadurch verursachten Fehler werden in Kauf genommen (siehe z.B. Boyle (1991), Durbin et al. (2001)).

Der **Druckgradient** bzw. die Strömungsbeschleunigung ist eine weitere wichtige Einflussgröße der turbulenten Grenzschicht. Liegt eine beschleunigte Grenzschicht vor, so ist das Geschwindigkeitsprofil fülliger und der Gradient an der Wand nimmt zu (vgl. Kapitel 2.2.2). Damit steigen die Wandschubspannungen im Vergleich zum unbeschleunigten Fall an. Bei einer Strömungsverzögerung kann genau der gegenteilige Effekt beobachtet werden. Gleichzeitig wird durch eine Beschleunigung der Strömung die Produktion der turbulenten kinetischen Energie reduziert, während eine Verzögerung zu einer erhöhten Turbulenzproduktion führt. Diese Beeinflussung des Turbulenzhaushaltes der Grenzschicht bewirkt somit einen gegenläufigen Effekt zu den veränderten Grenzschichtprofilen, der sich vor allem im Wärmeübergang bemerkbar macht. Bei größeren Beschleunigungen sinkt der Wärmeübergang aufgrund der Dämpfung der turbulenten Schwankungen und kann sogar auf das laminare Niveau zurückfallen, wenn die Grenzschicht bei Überschreiten des kritischen Wertes für den Beschleunigungsparameter $K = 3 \cdot 10^{-6}$ relaminarisiert (Jones und Launder (1972), Blair (1983), Rüd (1985), Fernholz und Warnack (1998), Warnack und Fernholz (1998)). Bei Verzögerung kann dagegen ein Anstieg des Wärmeübergangs beobachtet werden.

Der kombinierte Einfluss von **Druckgradient und Rauigkeit** wird von Bons und McClain (2004) untersucht. Die Autoren finden einen synergistischen Effekt, der von der additiven Betrachtung der einzelnen Einflussgrößen abweicht. Die Steigerung des Wärmeübergangs mit Rauigkeit und beschleunigter Grenzschicht ist dabei größer als die Addition der Einzeleffekte. Bei verzögerter Grenzschicht und Rauigkeit ist die Steigerung des Wärmeübergangs dagegen geringer als bei additiver Betrachtung. Ähnliche Beobachtungen machen Hosni et al. (1998) bei Messungen an einer ebenen Platte. Während der Wärmeübergang an der glatten Wand im beschleunigten Fall gegenüber dem unbeschleunigten Fall abnimmt, wird an der vollständig rauhen Wand ($k^+ > 70$) genau der gegenteilige Effekt registriert.

Bei steigendem **Freistromturbulenzgrad** nehmen die turbulenten Schwankungen in der Grenzschicht zu, und Wärmeübergang und Schubspannung steigen an (Rüd (1985), Moss und Oldfield (1994), Thole und Bogard (1995)). Ähnlich wie im Kapitel 2.2.2 erläutert, haben vor allem die niederfrequenten Turbulenzanteile mit Längenmaßen, die in der Größenordnung der Grenzschichtdicke liegen, einen großen Einfluss (Hancock und Bradshaw (1983), Nix (2003)).

Bei der Überlagerung von **Turbulenz und Rauigkeit** beobachten Bogard et al. (1998) einen additiven Effekt beider Einflussgrößen auf den Wärmeübergang an einer ebenen Platte mit deterministischen Rauigkeiten. Bons (2002) untersucht den Wärmeübergang an sechs verschiedenen stochastischen Rauigkeiten. Auch er findet durch Variation der Freistromturbulenz einen überlagerten Effekt von Rauigkeit und Turbulenz, der allerdings größer ist, als die alleinige Addition beider Einzeleffekte.

Während die **konvexe Krümmung** der Saugseite nur eine schwache Dämpfung der turbulenten Schwankungen in der Grenzschicht bewirkt, führt die **konkave Krümmung** auf der Druckseite der Schaufel zu einer verstärkten Turbulenzproduktion und damit zu einem Anstieg des Wärmeübergangs und der Schubspannungen. Ähnlich wie bei laminarer Grenzschicht kann die konkave Krümmung außerdem zu Görtlerwirbeln führen, die den Wärmeübergang ebenfalls stark anfachen.

2.2.5 Grenzschicht im Einflussbereich von Sekundärströmungen

Im Gegensatz zur zweidimensionalen Strömung um den Mittelschnitt der Turbinenschaufel kommt es in der Nähe des Schaufelfußes und der Schaufelspitze zu komplexen dreidimensionalen Wirbelsystemen. Neben einer Erhöhung der aerodynamischen Verluste dominieren diese Wirbel das Grenzschichtverhalten in den genannten Bereichen und können zu einem starken Anstieg des Wärmeübergangs im Vergleich zum Mittelschnitt führen.

Die genaue Struktur des komplexen Wirbelsystems ist seit Jahrzehnten Gegenstand zahlreicher Forschungsvorhaben, bei denen ein zunehmend detailliertes Bild des Wirbelmusters erarbeitet wird. Die Übersichtsartikel von Sieverding (1985) und Langston (2001) fassen die erreichten Ergebnisse zusammen. Eines der aktuellsten und detailreichsten Modelle der Wirbelstrukturen ist in Abbildung 2.14 gezeigt. Wang et al. (1997) erstellen dieses Modell basierend auf zahlreichen Strömungsvisualisierungen und Stoffübertragungsversuchen. Kurz vor der Schaufelvorderkante spaltet sich die ankommende Grenzschicht der Schaufelplattform in einen saug- und einen druckseitigen Ast und bildet dabei ein **Hufeisenwirbelpaar** V_{hs} und V_{hd} . Für große Verhältnisse zwischen Grenzschichtdicke und Vorderkantenradius bestehen V_{hs} und V_{hd} wie in der Abbildung gezeigt aus jeweils zwei zueinander versetzten Wirbeln, die sich periodisch vereinigen und wieder separieren. Im weiteren Verlauf der Passage vermischen die Wirbel zunehmend, so dass im Punkt P nur noch jeweils ein Wirbel V_{hs} bzw. V_{hd} vorzufinden ist. Für kleinere Verhältnisse von Grenzschichtdicke zu Vorderkantenradius ist dagegen von Beginn an nur jeweils ein Wirbel zu beobachten.

Im weiteren Verlauf durch die Schaufelpassage wird der druckseitige Ast des Hufeisenwirbels V_{hd} durch den starken Druckgradienten zwischen Druck- und Saugseite rasch zur Saugseite

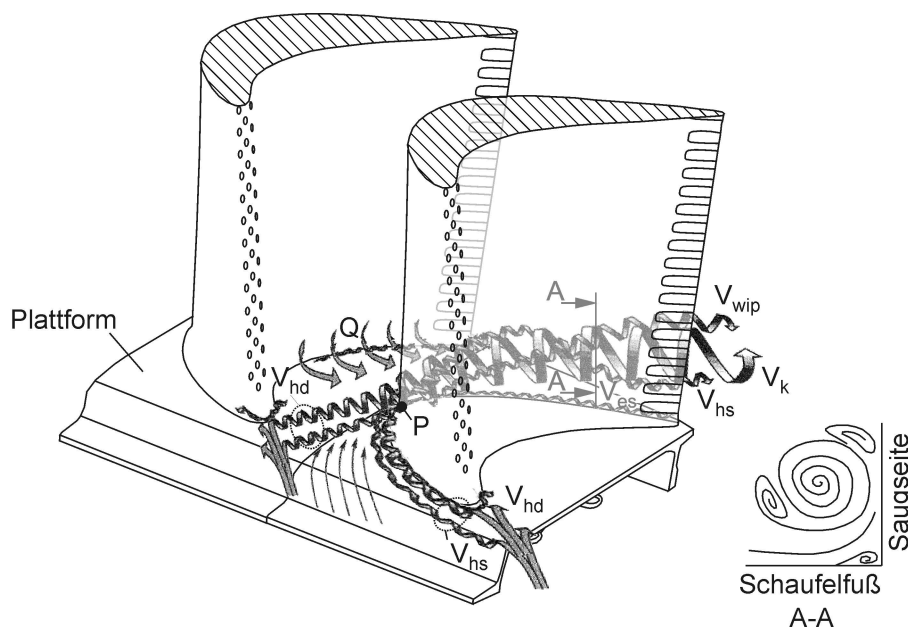


Abb. 2.14: Sekundärströmungen an einer Turbinenschaufel nach Wang et al. (1997)

abgelenkt. Währenddessen nimmt der Wirbel immer mehr Fluid aus der Plattformgrenzschicht und der Hauptströmung auf und verstärkt sich dadurch. Im Punkt P, wo der in Strömungsrichtung gegen den Uhrzeigersinn rotierende, druckseitige Ast (V_{hd}) auf die Saugseite der benachbarten Schaufel trifft, ist V_{hd} bereits viel stärker als der gegenläufig rotierende Wirbel V_{hs} . Durch die Vereinigung von V_{hd} mit der durch den Druckgradienten induzierten Querströmung Q entsteht der starke **Kanalwirbel** V_k , der stromab durch weiteres Einmischen der Querströmung immer weiter an Intensität zunimmt. Die Interaktion mit der Querströmung führt dazu, dass der Wirbel zunehmend von der Schaufelplattform abhebt und an der Saugseite der Schaufel emporklettert. In Abbildung 2.14 sind zur Veranschaulichung sehr viele Wirbelumdrehungen gezeigt. In Wirklichkeit vollzieht z.B. der Kanalwirbel bei der Durchströmung des Schaufelkanals nur etwa 1,5 Umdrehungen.

Der saugseitige Ast des Hufeisenwirbels V_{hs} wird im Punkt P vom gegenläufig rotierenden druckseitigen Ast V_{hd} bzw. dem daraus hervorgegangenen Kanalwirbel V_k von der Plattform abgehoben und auf die Saugseite der Schaufel gelenkt. Dort verläuft der Wirbel nun nahe der Schaufeloberfläche und oberhalb des Kanalwirbels. Je nach Stärke des Kanalwirbels V_k wird V_{hs} früher oder später stromab durch V_k von der Saugseite abgehoben und führt dann eine präzedierende Bewegung um diesen aus.

Einige Autoren (Jabbari et al. (1992), Goldstein et al. (1995), Wang et al. (1997)) berichten von einem weiteren sehr kleinen aber gleichzeitig sehr starken Wirbel V_{wip} , der beim Aufeinandertreffen der gegensinnig rotierenden Wirbel V_{hs} und V_{hd} im Punkt P entsteht. Der neue Wirbel V_{wip} rotiert gegenläufig zum Kanalwirbel V_k und verläuft auf der Saugseite oberhalb von V_k nahe der Oberfläche.

In den Ecken zwischen Schaufeloberfläche und Plattform können weitere kleine Eckenwirbel V_{es} und V_{ed} entstehen, deren Intensität von der Stärke der Hufeisenwirbel und dem Ausrun-

dungsradius zwischen Saugseite und Schaufelplattform abhängt.

Die beschriebene allgemeine Wirbelstruktur bleibt unabhängig von **Reynoldszahl** und Turbulenzgrad der Anströmung erhalten. Allerdings scheinen die Abmessungen und Intensitäten der einzelnen Wirbel je nach Anströmbedingung zu variieren. So nehmen die Ausmaße des Kanalwirbels und damit die Größe der betroffenen Region auf der Saugseite mit der Dicke der ankommenden Plattformgrenzschicht bzw. mit sinkender Reynoldszahl zu (Graziani et al. (1980), Giel et al. (2004)).

Durch die auf der Saugseite nahe der Schaufeloberfläche vorhandenen Wirbel nehmen Wärmeübergang und Wandschubspannungen stark zu und führen dort neben dem Staupunkt zu den höchsten Wärmeübergängen auf der Schaufel (Graziani et al. (1980), Blair (1994), Giel et al. (2004)). Es ist allerdings zu beachten, dass diese erhöhten Wärmeübergänge nicht zwingend zu einer höheren thermischen Belastung der Schaufel führen, da die Wirbel zum Großteil aus Fluid der gekühlten Plattformgrenzschicht bestehen.

Obwohl die **Rauigkeit** gerade in den von Sekundärströmungen beeinflussten Bereichen sehr groß sein kann (vgl. Kapitel 2.1), wurde der Rauigkeitseinfluss dort bisher kaum untersucht. Die Wärmeübergangsmessungen von Blair (1994) an einer glatten und einer rauen Schaufel zeigen, dass die Rauigkeit in den plattformnahen Bereichen auf der Saugseite eine besonders große Erhöhung des Wärmeübergangs bewirkt. Weitere experimentelle Untersuchungen in diesen Bereichen, die auch eine systematische Variation der Rauigkeit vorsehen, sind in der Literatur bis heute nicht verfügbar. Die vorliegende Arbeit wird hier weitere umfangreiche Daten zur Verfügung stellen.

2.3 Übersicht existierender Untersuchungen an Schaufelgittern mit rauen Oberflächen

Der Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die transitionale Grenzschicht an Turbinenschaufeln war in den letzten zwei Jahrzehnten Gegenstand einiger Forschungsvorhaben. In diesem Kapitel wird eine Übersicht dieser in der Literatur verfügbaren Untersuchungen gegeben (siehe Tabelle 2.1). Es werden dafür nur solche Arbeiten ausgewählt, die auch den Rauigkeitseinfluss auf die Position der laminar-turbulenten Transition erfassen.

Bammert und Sandstede (1980) führen Grenzschichtmessungen entlang der Saug- und Druckseite eines stark vergrößerten Turbinenschaufelgitters durch. Eine Variation der Oberflächenrauigkeit wird durch Aufkleben von Schleifpulver erreicht, was zu äquivalenten Sandkornrauigkeiten zwischen $1\ \mu\text{m}$ und $580\ \mu\text{m}$ führt. Die Messergebnisse zeigen mit zunehmender Rauigkeit einen Anstieg der Impulsverlustdicke um das bis zu Dreifache. Gleichzeitig wandert die Position des laminar-turbulenten Übergangs stromauf in Gebiete mit starker Strömungsbeschleunigung.

Turner et al. (1985) messen die Wärmeübergangsverteilung im Mittelschnitt einer Turbinenlaufschaufel sowie den Profilverlust und variieren die Oberflächenrauigkeit durch Aufkleben von Schleifpulver. Die Autoren erreichen damit Mittenrauwerte zwischen $1\ \mu\text{m}$ (glatt) und $52\ \mu\text{m}$.

Die Ergebnisse zeigen mit größer werdender Rauigkeit einen Anstieg der Profilverluste sowie eine Stromaufverlagerung der laminar-turbulenten Transition auf der Saugseite der Schaufel. Auf der gesamten Druckseite ist mit steigender Rauigkeit ein starker Anstieg des Wärmeübergangs zu beobachten. Eine zusätzliche Erhöhung der Freistromturbulenz von 0,5% auf etwa 7% verstärkt den Rauigkeitseinfluss.

Tarada (1987) führt Wärmeübergangsmessungen an zwei Turbinenleitschaufelgittern von General Electric (GEC) bzw. Rolls-Royce (RR T13) durch. Während bei der ersten Gittergeometrie (GEC) durch aufgeklebtes Pulver Mittenrauwerte zwischen $0,1 \mu\text{m}$ und $13 \mu\text{m}$ erreicht werden, wird beim Rolls-Royce Gitter (RR T13) die natürliche Rauigkeit einer thermischen Schutzschicht verwendet. In beiden Fällen wird durch eine Erhöhung der Rauigkeit eine früher einsetzende laminar-turbulente Transition beobachtet und ein Anstieg des Wärmeübergangs in den turbulenten Grenzschichtbereichen registriert.

Blair (1994) führt Wärmeübergangsmessungen an den Rotorschaufeln einer 1 1/2-stufigen Turbine durch. Es werden eine glatte und zwei raue Schaufeloberflächen mit Farbpartikel und aufgeklebtem Schleifpulver untersucht. Die Arbeit ist eine der wenigen, in der nicht nur im Mittelschnitt gemessen wird, sondern auf der gesamten Schaufeloberfläche. Während die Wärmeübergangsverteilungen bei der glatten Oberfläche und der kleinsten Rauigkeit ($R_a = 6,4 \mu\text{m}$) im Rahmen der Messgenauigkeit übereinstimmen, zeigt sich bei der größten Rauigkeit ($R_z = 660 \mu\text{m}$) ein starker Anstieg des Wärmeübergangs auf der gesamten Schaufeloberfläche. Die größte Erhöhung um bis zu 100% wird dabei im vorderen Bereich der Saugseite festgestellt.

Bei den Wärmeübergangsmessungen von Guo et al. (1996) kommt außer einer glatten Schaufeloberfläche eine mit Flüssigkristallen beschichtete Schaufel zum Einsatz. Die so erzeugte raue Oberfläche besitzt eine maximale Rautiefe R_t von etwa $25 \mu\text{m}$ und führt im Vergleich zur glatten Oberfläche zu einer Stromaufverlagerung des laminar-turbulenten Übergangs auf der Saugseite sowie zu einem Anstieg des Wärmeübergangs auf der gesamten Druckseite.

Auch bei den Messungen von Hoffs et al. (1996) wird zur Erzeugung der rauen Oberfläche die natürliche Rauigkeit der Flüssigkristallbeschichtung verwendet. Die so hergestellte Schaufeloberfläche weist eine maximale Rautiefe $R_t = 25 \mu\text{m}$ auf, welche durch Polieren auf $R_t = 15 \mu\text{m}$ vermindert werden kann, um den Referenzfall mit möglichst glatter Oberfläche zu erzeugen. Auch die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen im Fall der rauen Oberfläche eine früher einsetzende Transition auf der Saugseite. Auf der Druckseite ist dagegen kaum eine Erhöhung des Wärmeübergangs zu beobachten.

Bei den Untersuchungen von Abuaf et al. (1997) stehen die bei unterschiedlichen Schaufelbeschichtungen entstehenden Oberflächenqualitäten im Vordergrund. Die Autoren messen sowohl die äußere Wärmeübergangsverteilung als auch die Profilverluste bei drei unterschiedlichen Oberflächen. Bereits eine mittlere Rautiefe von $1,03 \mu\text{m}$ zeigt einen Einfluss auf den laminar-turbulenten Übergang und den Wärmeübergang in der turbulenten Grenzschicht. Ein deutlicher Anstieg des Profilverlusts ist für die größte Rauigkeit ($R_a = 2,33 \mu\text{m}$) zu erkennen.

Bunker (1997) misst die Wärmeübergangsverteilung im Mittelschnitt eines transonischen Schaufelgitters bei drei verschiedenen Oberflächenrauigkeiten, die durch Aufbringen von Farbpartikeln hergestellt werden. Die erreichten Mittenrauwerte R_a liegen zwischen $0,4 \mu\text{m}$ (glatt) und

Tabelle 2.1: Experimentelle Untersuchungen an Schaufelgittern mit rauen Oberflächen

Quelle	Messungen ^a	Sehne in mm	α_0, β_1 in °	$\Delta\alpha, \Delta\beta$ in °	$Re_1 \cdot 10^{-5}$	$Re_{2, is} \cdot 10^{-6}$
Abuaf et al. (1997)	WÜ, PV	100	90	77,5	k.A.	1,4 - 4,8
Bammert und Sandstede (1980)	GS	175	90	k.A.	k.A.	0,56
Blair (1994)	WÜ	175	50	65	k.A.	0,25 - 0,63
Boyle et al. (2001)	WÜ	100	90	80	0,12 - 1,86	0,09 - 1,5
Boyle und Senyitko (2005)	WÜ	104	90	75	0,6 - 4,8	0,24 - 2,0
Bunker (1997)	WÜ	127,5	90	77,5	k.A.	4,0 - 8,7
Guo et al. (1996)	WÜ	123	90	73	k.A.	3,7
Hoffs et al. (1996)	WÜ	74,5	90	68	k.A.	0,52 - 2,6
Tarada (1987) GEC	WÜ	90,5	90	76	k.A.	k.A.
Tarada (1987) RR T13	WÜ	69	90	73,3	k.A.	k.A.
Turner et al. (1985)	WÜ	64	45,7	103,5	k.A.	bis 1,2
diese Arbeit Hochdruckgitter	WÜ	93,95	90	75	0,9 - 2,5	0,34 - 1,0
diese Arbeit Niederdruckgitter	WÜ	113,34	87,3	56,9	0,75 - 4,5	0,13 - 0,78

^a WÜ=Wärmeübergang, GS=Grenzschicht, PV=Profilverluste

4,5 μm . Eine Variation der Turbulenzintensität zwischen 4% und 13% zeigt, dass die Rauigkeit den dominierenden Einflussparameter für die laminar-turbulente Transition darstellt. Insgesamt steigt der Wärmeübergang auf der gesamten Schaufeloberfläche mit zunehmender Rauigkeit an.

Boyle et al. (2001) nutzen die natürliche Rauigkeit ($R_a = 92 \mu\text{m}$) einer aus Polyurethan bestehenden Messschaufel. Es werden Wärmeübergangsmessungen bei unabhängiger Variation der Reynoldszahl und der Machzahl vorgestellt, eine Vergleichsmessung bei glatter Oberfläche erfolgt nicht.

In der aktuellen Arbeit von Boyle und Senyitko (2005) wird die Wärmeübergangsverteilung an einer Turbinenleitschaufel mit thermischer Schutzschicht ($R_a = 12 \mu\text{m}$) gemessen. Die Er-

Tabelle 2.1: Fortsetzung

Ma_1	$Ma_{2, is}$	Tu_1 in %	R_a in μm	R_z in μm	<i>Rauigkeitstyp</i>
k.A.	0,3 - 0,9	14	0,81; 1,03 2,33	5,09; 6,25 14,23	thermische Schutzschichten
k.A.	k.A.	2	k.A.	$k_s = 1$; 100 180; 580	Schleifpulver
k.A.	k.A.	k.A.	0,33; 6,4 k.A.	7,6; 51 660	Farbpartikel und Schleifpulver
k.A.	0,3 - 0,9	1; 12	92	k.A.	Oberfläche aus Polyurethanschaum
k.A.	0,3 - 0,9	1	12	113	thermische Schutzschicht
k.A.	0,98	4; 13	0,4; 1,85 4,5	2,28; 13,2 27,8	Farbpartikel
k.A.	0,96	13	k.A.	glatt; 25	unpolierte Flüssigkristalle
k.A.	0,2 - 0,8	10	k.A.	15; 25	unpolierte und polierte Flüssigkristalle
k.A.	0,2 - 0,8	0,5; 13	0,1; 1,8 13	k.A.	aufgeklebtes Pulver
k.A.	0,3 - 0,8	0,5; 5	2; k.A.	k.A.	thermische Schutzschichten
k.A.	0,55 - 0,78	0,5; 7	glatt; 13 24; 27; 52	k.A.	aufgeklebtes Schleifpulver
0,05 - 0,12	0,21 - 0,55	3,5; 4,6 7,0; 8,0	0 - 19	1 - 80 14 Oberflächen	Anordnung von Kegelstümpfen
0,04 - 0,2	0,06 - 0,38	0,4; 4,6 10,0	0 - 21	1 - 90 20 Oberflächen	Anordnung von Kegelstümpfen

gebnisse zeigen einen deutlich höheren Wärmeübergang auf Saug- und Druckseite als Vergleichsrechnungen für eine glatte Schaufeloberfläche. Vergleichsmessungen an einer glatten Messschaufel werden nicht durchgeführt.

Die vorgestellten Arbeiten zeigen in Übereinstimmung den großen Einfluss der Rauigkeit auf den Wärmeübergang und die Grenzschicht an Gasturbinenschaufeln. Alle in den Experimenten verwendeten Oberflächenrauigkeiten wurden durch Flüssigkristalle, aufgeklebte Partikel oder durch natürlich raue Oberflächen erzeugt (vgl. Tabelle 2.1). Die Beschreibung der rauen Oberfläche beschränkt sich in den meisten Fällen auf die Angabe des Mittenrauwertes bzw. der maximalen Rautiefe. Außerdem ist eine systematische Variation der Rauigkeitshöhe und der

Rauigkeitsdichte in der Literatur bisher nicht verfügbar, so dass die Entwicklung von Korrelationen und Berechnungsmethoden noch nicht erfolgen konnte.

In der vorliegenden Arbeit werden deshalb an zwei unterschiedlichen Schaufelgittern Wärmeübergangsmessungen durchgeführt, wobei erstmals eine große Anzahl unterschiedlicher, exakt definierter Oberflächenrauigkeiten zum Einsatz kommt. Gleichzeitig werden Reynoldszahl und Turbulenzgrad über weite Bereiche variiert, so dass die Entwicklung allgemeingültiger Berechnungsmethoden ermöglicht wird. Die hierzu erforderlichen Versuchsaufbauten sowie die verwendete Messtechnik sind Gegenstand des folgenden Kapitels.

3 Versuchsaufbau und Messtechnik

Für die Entwicklung neuer Berechnungsmodelle und Korrelationen zur Erfassung des Rauigkeitseinflusses auf die transitionale Schaufelgrenzschicht werden realitätsnahe Testfälle benötigt, die in der Literatur bisher nicht zur Verfügung stehen. Um diese für die spätere Modellentwicklung bereitzustellen, werden in der vorliegenden Arbeit die äußeren Wärmeübergangsverteilungen an zwei unterschiedlichen ebenen Schaufelgittern bei systematischer Variation der Oberflächenrauigkeit, der Turbulenz und der Reynoldszahl untersucht. Die Durchführung der experimentellen Arbeiten erfordert die Konzeption und den Aufbau einer neuen Messstrecke unter Nutzung verfügbarer Anlagen sowie die Erweiterung existierender Wärmeübergangsmesstechniken. In den folgenden Kapiteln werden Versuchsaufbau und eingesetzte Messtechnik genauer erläutert.

3.1 Versuchsaufbau

Der Betrieb der neu konstruierten Messstrecke erfolgt am Heißluft-Gitterwindkanal, der bereits in der früheren Arbeit von Suslov (2002) erfolgreich eingesetzt wurde. Abbildung 3.1 zeigt ein Schema der Gesamtanlage. Die Umgebungsluft wird über eine verstellbare Dralldrossel mit einem Radialverdichter angesaugt und strömt über ein Ventil in den elektrischen Luftherhitzer, in dem sie auf bis zu 370 K aufgeheizt werden kann. Nach Durchlaufen einer Beruhigungsstrecke gelangt sie über eine Düse mit Kontraktionsverhältnis 6,5 zu 1 in die Messstrecke mit rechteckförmigem Querschnitt, der am Eintritt 250 mm x 100 mm misst. Durch die Regelung des elektrischen Luftherhitzers mittels PID-Regler können die Temperaturschwankungen in der Anströmung auf 0,2 K begrenzt werden. Die Einstellung des Luftmassenstroms erfolgt durch das Verstellen der Dralldrossel bzw. des Bypassventils.

Da es sich bei der gezeigten Anlage um einen offenen Windkanal handelt, bei dem der Austrittsdruck nach dem Schaufelgitter durch den Umgebungsdruck vorgegeben ist, können Reynoldszahl und Machzahl nicht unabhängig voneinander eingestellt werden. Es ergeben sich deshalb

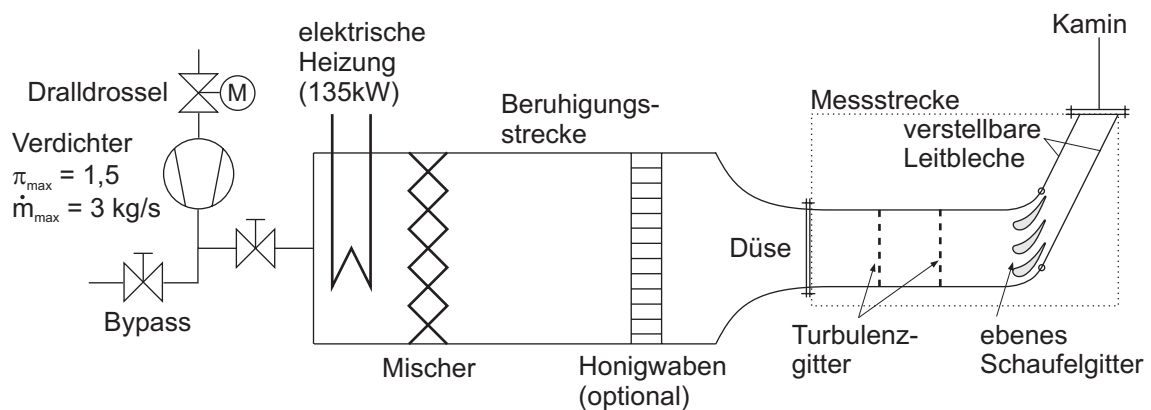


Abb. 3.1: Schematische Darstellung der Versuchsanlage

je nach eingesetztem Schaufelgitter unterschiedliche Zusammenhänge zwischen Reynoldszahl und Machzahl in der Anströmung des Kanals (vgl. Abb. 3.6). Da das Grenzschichtverhalten im Unterschallbereich einer Reynoldszahlähnlichkeit unterliegt und weitgehend unabhängig von der Machzahl ist, genügt das Einstellen möglichst realistischer Reynoldszahlen, um eine Übertragbarkeit auf die reale Maschine zu gewährleisten.

3.1.1 Einlaufstrecke und Turbulenzerzeuger

Die Messstrecke selbst besteht aus einer 536 mm langen Einlaufstrecke, an die entweder das Hochdruck- oder das Niederdruckschaufelgitter anschließt. Zum Einstellen der gewünschten Freistromturbulenz können wahlweise im Abstand von 210 mm oder 348 mm zur Vorderkante der mittleren Schaufel verschiedene Turbulenzgitter eingebaut werden (Abb. 3.2). Die Charakterisierung der Anströmung erfolgt durch verschiedene Sonden, die in unterschiedlichen Abständen zum Eintrittsquerschnitt des Schaufelgitters und in unterschiedlichen Höhen (y -Positionen) eingebracht und in z -Richtung traversiert werden können. Um den Betriebspunkt der Messstrecke einstellen zu können, ist 75 mm vor dem Eintritt in das Schaufelgitter etwas außerhalb der Mitte des Kanals ($y = 0$, $z = -18$ mm) dauerhaft eine kombinierte Totaldruck-, Totaltemperatursonde eingebracht. Durch die außermittige Anordnung der Sonde wird eine zusätzliche Einbringung von Turbulenz in der Messebene ($z = 0$) vermieden. In derselben Ebene wie die Sonde befinden sich in der Wand Druckmessbohrungen, mit denen der statische Druck bestimmt werden kann. Mit Hilfe dieser drei Messgrößen lässt sich die gewünschte Anströmreynoldszahl sehr genau einstellen.

Für die Auslegung der Turbulenzgitter mit rechteckförmigen Stäben und quadratischen Maschen wird auf die grundlegenden Arbeiten von Roach (1987) und Baines und Peterson (1951) sowie auf Erfahrungen aus früheren Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen

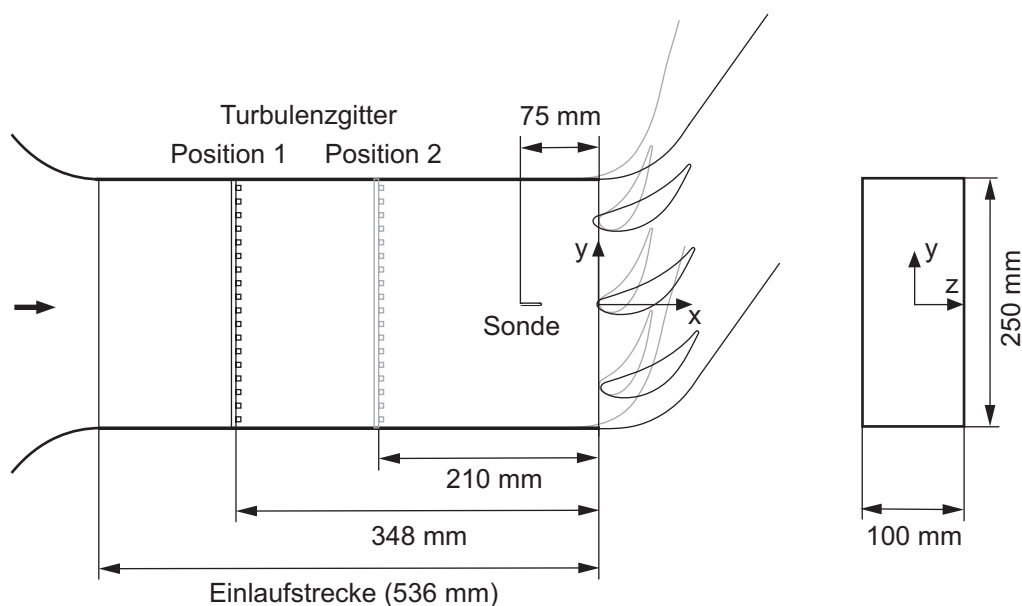


Abb. 3.2: Koordinatensystem der Messstrecke und Positionen des Turbulenzgitters

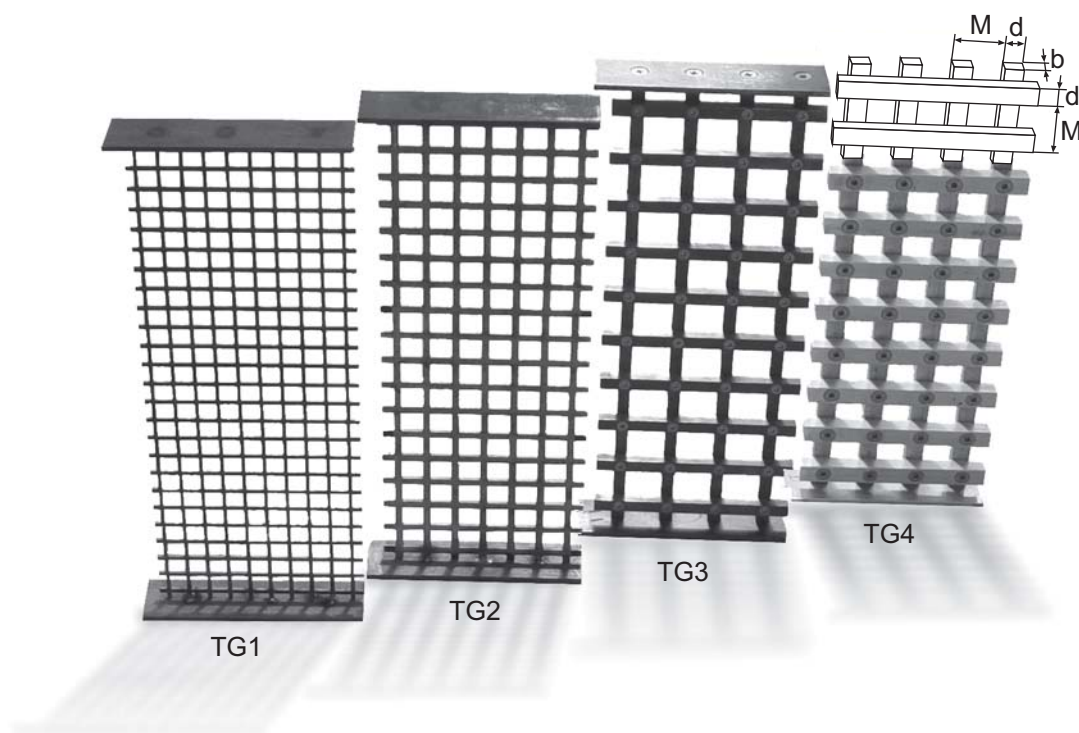


Abb. 3.3: Verwendete Turbulenzgitter

zurückgegriffen (Rüd (1985), Schulz (1986), Dullenkopf (1992), Schiele (1999)). Danach ist der Turbulenzgrad stromab eines solchen Turbulenzgitters nur eine Funktion der Stabbreite b und des Abstandes Δx vom Turbulenzgitter:

$$Tu = C_{Tu} \left(\frac{\Delta x}{d} \right)^{-5/7} . \quad (3.1)$$

Roach (1987) zeigt, dass der Faktor C_{Tu} für den hier verwendeten Reynoldszahlbereich etwa einen Wert von 1,13 besitzt und unabhängig von der Reynoldszahl ist.

Stromab der Turbulenzgitter ist die Turbulenz zunächst stark inhomogen, da die einzelnen Nachläufe der Rechteckstäbe noch nicht zusammengewachsen sind. Erst nach etwa 10 Maschenweiten M kann von einer über den Querschnitt homogen verteilten Turbulenz ausgegangen werden, was durch eigene Messungen bestätigt wird (vgl. Kapitel 4.1.3). Untersuchungen verschiedener Autoren zeigen außerdem, dass die so erzeugte Turbulenz in guter Näherung isotrop ist (siehe z.B. Schiele (1999)).

Abbildung 3.3 zeigt die in dieser Arbeit verwendeten Turbulenzgitter aus rechteckförmigen Stäben. Durch die Kombination der vier Turbulenzgitter und der zwei Einbaupositionen können am Eintritt in das Schaufelgitter Turbulenzgrade zwischen 3,5% und 10% erreicht werden. Die Abmessungen der Turbulenzgitter sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Eine exakte Charakterisierung der Turbulenzgrößen (Turbulenzgrad, Längenmaße und Frequenzspektren) für die unterschiedlichen Gitter erfolgt in Kapitel 4.1.3.

Tabelle 3.1: Abmessungen der verwendeten Turbulenzgitter

Gitter	Stabbreite d in mm	Stabstärke b in mm	Maschenweite M in mm
TG1	2,2	2,0	10,0
TG2	4,0	2,0	14,0
TG3	6,9	6,9	25,0
TG4	10,0	10,0	25,0

3.1.2 Schaufelgitter und Betriebsbereiche

Um eine möglichst allgemeingültige Datenbasis für die spätere Modellentwicklung zu schaffen, werden die experimentellen Untersuchungen an zwei Schaufelgittern mit stark unterschiedlicher Geometrie durchgeführt (Abb. 3.4 und Abb. 3.5). Beide Gitter sind aus jeweils drei unverwundenen Schaufeln aufgebaut, wobei die obere und untere Schaufel nur zur Strömungsführung dienen. Als mittlere Schaufel kommt dagegen wahlweise eine Druck- oder Wärmeübergangsmessschaufel zum Einsatz. Um periodische Strömungszustände im Kanal zu erreichen, ist die Form des oberen und unteren Begrenzungsblechs dem Verlauf der Stromlinien nachempfunden und kann durch Stellschrauben feinjustiert werden. Stromab des Schaufelgitters angebrachte verstellbare Leitbleche erlauben ebenfalls die Einstellung der Periodizität. Zur Überprüfung wird der Druckverlauf entlang des Schaufelkanals oberhalb und unterhalb der mittleren Schaufel mit jeweils acht Druckmessbohrungen in der Seitenwand gemessen und miteinander verglichen. Für periodische Strömungszustände müssen beide Druckverläufe identisch sein.

Die beiden Schaufelgitter entsprechen in ihrer Geometrie einem Hochdruckturbinenleitgitter (HDT) bzw. einem Niederdruckturbinenleitgitter (NDT), die im Vergleich zu ihrer ursprünglichen Auslegung vergrößert sind.

Hochdruckturbinenleitgitter (HDT)

Das verwendete Gitter ist für geringe Wärmeübergänge und niedrige aerodynamische Verluste optimiert und wurde für eine glatte Oberfläche bereits am Institut für Thermische Strömungsmaschinen von Schiele et al. (1995) bzw. Schiele (1999) ausführlich experimentell untersucht. Im Vergleich zu dem von Schiele et al. (1995) eingesetzten Gitter, ist die hier verwendete Geometrie um den Faktor 1,5 vergrößert, um eine genaue Instrumentierung bei der Verwendung rauer Oberflächen zu ermöglichen. Die Koordinaten des vergrößerten Profils sind in Anhang A.1.1 tabelliert. Abbildung 3.4 zeigt die Abmessungen des Schaufelgitters. Die Luft strömt das Gitter axial an, wird um 75° umgelenkt und strömt unter einem Winkel von 15° gegen die Umfangsrichtung ab. Mit der Sehnenlänge c von 93,95 mm und einer Teilung von 81,26 mm ergibt sich ein Teilungsverhältnis von 1,156.

Durch Variation des Massenstroms lassen sich unterschiedliche Anströmreynoldszahlen Re_1 realisieren. Wie zuvor beschrieben wurde, entspricht der Druck nach dem Schaufelgitter in etwa dem Umgebungsdruck, so dass sich die Machzahl nicht unabhängig von der Reynoldszahl einstellen lässt. Je nach Anströmtemperatur ergeben sich so leicht unterschiedliche Zusammen-

hänge zwischen Reynoldszahl und Machzahl, die in Abbildung 3.6 dargestellt sind. Da zur Temperaturregelung mindestens ein Massenstrom von etwa 0,24 kg/s benötigt wird, liegt die untere Grenze der erreichbaren Anströmmachzahlen und Anströmreynoldszahlen bei $Ma_1 = 0,03$ bzw. $Re_1 = 0,4 \cdot 10^5$. Die oberen Grenzen $Ma_1 = 0,12$ bzw. $Re_1 = 2,5 \cdot 10^5$ ergeben sich durch den bei angeschlossener Messstrecke vom Verdichter maximal lieferbaren Massenstrom von 1,4 kg/s.

Niederdruckturbinenleitgitter (NDT)

Das zweite Schaufelgitter ist ein Niederdruckturbinenleitgitter, welches erstmals in dieser Arbeit experimentell untersucht wird. Das Gitter ist um den Faktor 3,62 vergrößert, um eine Instrumentierung mit rauen Oberflächen und eine Austauschbarkeit mit dem Hochdruckgitter zu ermöglichen. Auf diese Weise kann dieselbe Einlaufstrecke mit Turbulenzerzeugern und Sondenmesstechnik wie beim Hochdruckgitter verwendet werden, was den experimentellen Aufwand erheblich reduziert. Die Koordinaten des vergrößerten Profils sind in Anhang A.1.2 tabelliert. Aus Abb. 3.5 werden die Abmessungen des Schaufelgitters deutlich. Das Gitter ist um $2,7^\circ$ gedreht, so dass sich ein Anströmwinkel von $92,7^\circ$ ergibt. Bei der Durchströmung des Gitters wird die Luft um $56,9^\circ$ umgelenkt und strömt unter einem Winkel von $35,8^\circ$ ab. Bei einer Sehnenlänge c von 113,34 mm und einer Teilung von 83,4 mm ergibt sich ein Teilungsverhältnis von 1,36.

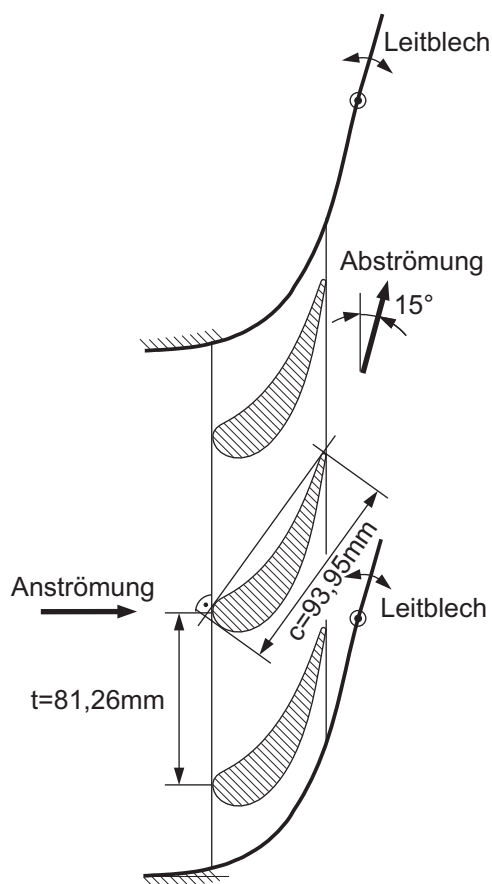


Abb. 3.4: Geometrie des Hochdruckturbinenleitgitters

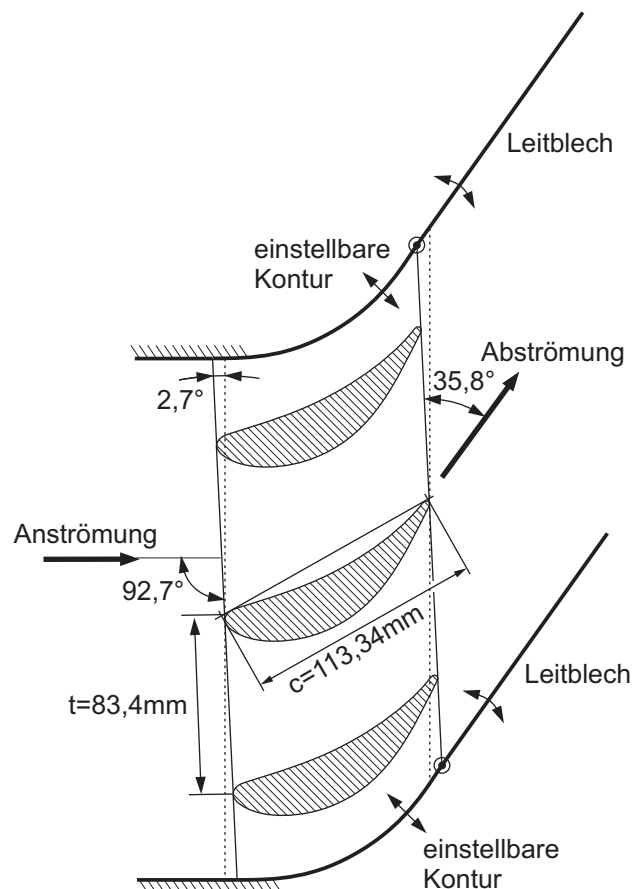


Abb. 3.5: Geometrie des Niederdruckturbinenleitgitters

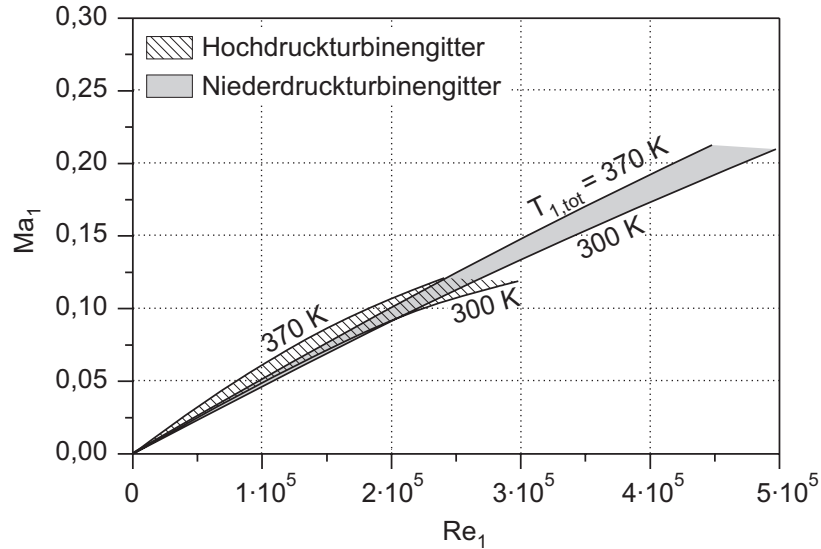


Abb. 3.6: Betriebsbereiche der Schaufelgitter

Die Anordnung des Gitters ist so gewählt, dass die Vorderkante der mittleren Schaufel den gleichen Abstand zu den Turbulenzgittern besitzt wie die Vorderkante der mittleren Schaufel des Hochdruckgitters.

Der Betriebsbereich des Schaufelgitters ergibt sich wieder aus dem zur Temperaturregelung mindestens benötigten Massenstrom von 0,24 kg/s, welcher zu einer Anströmmachzahl von $Ma_1 = 0,02$ und einer Anströmreynoldszahl von $Re_1 = 0,5 \cdot 10^5$ führt. Der maximale Massenstrom, den der Verdichter bei angeschlossenem Niederdruckgitter liefern kann, beträgt 2,4 kg/s. Dadurch werden die erreichbare Anströmmachzahl Ma_1 auf 0,22 und die maximale Reynoldszahl auf $Re_1 = 5 \cdot 10^5$ begrenzt. Der Zusammenhang zwischen Reynoldszahl und Machzahl innerhalb des genannten Bereichs ist in Abbildung 3.6 gezeigt.

3.1.3 Analyse der Sekundärströmungseinflüsse

Um den Einfluss der Sekundärwirbelsysteme auf Druck- und Wärmeübergangsverteilung der Hochdruckturbinenschaufel zu erfassen, wird in dieser Arbeit erstmalig eine neue Messmethode eingesetzt, bei der eine verschiebbare Zwischenwand verwendet wird (siehe Abb. 3.7). Die 1 mm dünne Zwischenwand ist an der oberen und unteren Führungsschaufel befestigt und gleitet berührungslos über die mittlere instrumentierte Schaufel hinweg. Die Erstreckung dieser Wand stromauf der Schaufelvorderkante beträgt 46 mm, was etwa der halben Sehnenlänge der Hochdruckschaufel entspricht. Bei eingesetzter Zwischenwand entstehen dann insgesamt vier Sekundärwirbelsysteme – zwei an den Seitenwänden des Kanals und jeweils eins auf beiden Seiten der Zwischenwand. In ihrer Struktur entsprechen diese dem in Kapitel 2.2.5 beschriebenen Wirbelsystem.

Durch das Verschieben der Zwischenwand im Bereich $0 \text{ mm} < z < 25 \text{ mm}$ können die Sekundärwirbel schrittweise über die Messebene in der Mitte des Kanals ($z = 0$) geschoben werden, was eine flächige Bestimmung der Druck- bzw. Wärmeübergangsverteilung auf der Schaufel

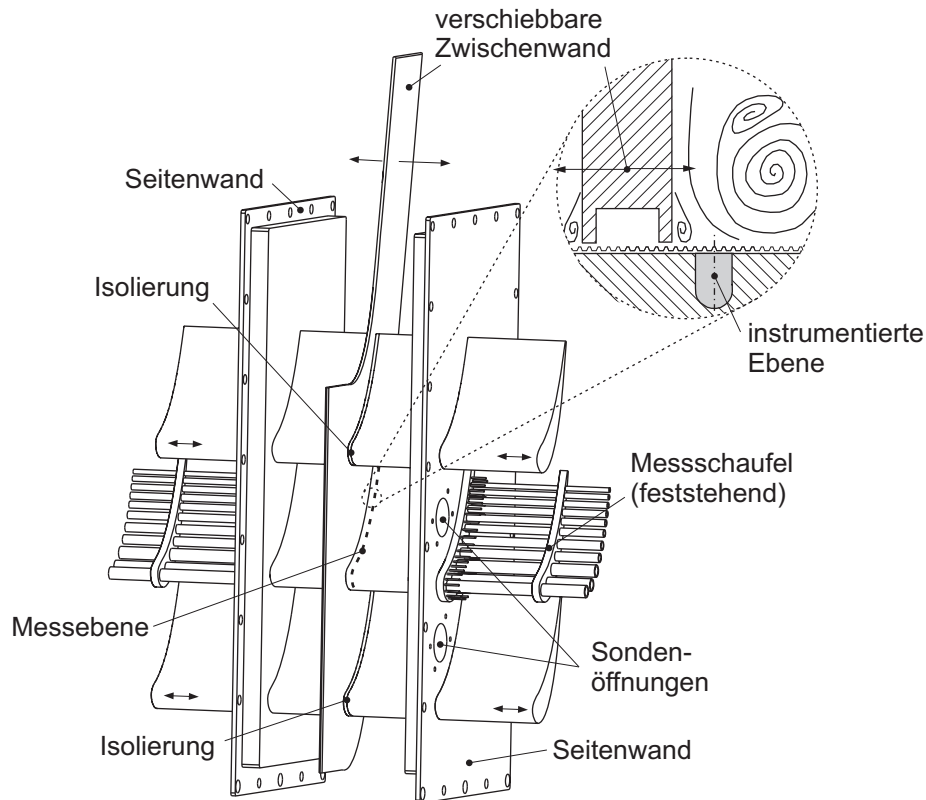


Abb. 3.7: Schaufelgitter mit verschiebbarer Zwischenwand

erlaubt. Durch zahlreiche Ölanstrichbilder bei verschiedenen Zwischenwandpositionen wurde sichergestellt, dass bei Einhaltung des genannten Bereichs keine gegenseitige Beeinflussung der Wirbelsysteme stattfindet (vgl. Kapitel 4.2.3).

Vorteil der beschriebenen Methode ist, dass eine Instrumentierung nur in einer Ebene notwendig ist und dadurch eine sehr hohe Auflösung der Wärmeübergangs- und Druckmessung verwirklicht werden kann. Weiterhin ist die Randbedingung an der Zwischenwand eindeutig bestimmt, da diese aufgrund identischer Strömungsverhältnisse auf beiden Seiten der Wand als Symmetrieebene angesehen werden kann. Wärmeströme durch die Wand können deshalb ausgeschlossen werden.

3.1.4 Wahl und Definition der Oberflächenrauigkeiten

Für die folgenden Wärmeübergangsuntersuchungen an rauen Schaufeloberflächen wird ein deterministisches Rauigkeitsmodell gewählt. Die rauen Oberflächen bestehen aus regelmäßig angeordneten Kegelstümpfen konstanten Durchmessers d mit der Höhe k . Abbildung 3.8 verdeutlicht die Anordnung der Kegelstümpfe mit zueinander versetzten Reihen und den Abständen t_1 quer zur Strömungsrichtung und t_2 in Strömungsrichtung. Der Flankenwinkel der Kegelstümpfe beträgt aufgrund des im nächsten Abschnitt beschriebenen Herstellungsverfahrens etwa 55° . Ebenfalls in der Abbildung dargestellt ist eine Perthometermessung solch einer Topographie, welche die ausgezeichnete Qualität der hergestellten Oberflächen unterstreicht.

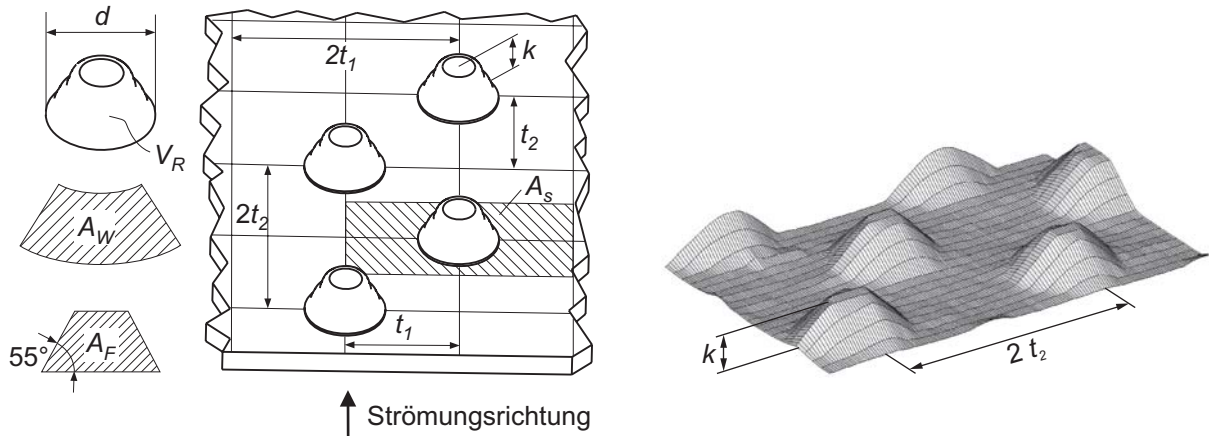


Abb. 3.8: Geometrie der Modellrauigkeit und Beispiel einer gemessenen Topographie

Im Gegensatz zu stochastischen Rauigkeiten bieten die hier gewählten Modellrauigkeiten den Vorteil der exakt definierten Geometrie. Unsicherheiten und Annahmen bei der Entwicklung und Kalibrierung von Berechnungsmodellen werden auf diese Weise vermieden. Außerdem können Rauigkeitshöhe und Rauigkeitsdichte gezielt und unabhängig voneinander variiert werden.

Obwohl die hier verwendeten Rauigkeiten durch die Angabe der vier Parameter d , k , t_1 und t_2 eindeutig definiert sind, wird für jede Oberfläche zusätzlich die von Schlichting (1936) eingeführte äquivalente Sandkornrauigkeit $k_{s,\ddot{a}q}$ angegeben. Trotz der in Kapitel 2.1.1 beschriebenen Unzulänglichkeiten ist $k_{s,\ddot{a}q}$ die am häufigsten in der Literatur verwendete Größe bei der Entwicklung von Korrelationen zur Beschreibung des Rauigkeitseinflusses. Es soll also für jede hier verwendete deterministische Oberfläche eine gedachte äquivalente Oberfläche mit dichtest gepackten Sandkörnern des Durchmessers $k_{s,\ddot{a}q}$ gefunden werden, welche die gleiche Wirkung auf die turbulente Grenzschicht hervorruft. Ausgangspunkt ist das logarithmische Wandgesetz für raue Oberflächen (vgl. Gl. 2.17):

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C - \Delta u^+ . \quad (3.2)$$

Für die Sandkornrauigkeit von Nikuradse (1933) ist Δu^+ sehr genau bekannt und es gilt:

$$\Delta u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln k_s^+ + C - 8,5 \quad (3.3)$$

mit $k_s^+ = k_s u_\tau / \nu$.

Für beliebige Rauigkeitsgeometrien kann Δu^+ wie folgt dargestellt werden:

$$\Delta u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln k^+ + D \quad (3.4)$$

mit $k^+ = k u_\tau / \nu$ und $D = D(\text{Rauigkeitsgeometrie})$.

Sowohl die deterministische Rauigkeit aus Kegelstümpfen der Höhe k , als auch die gedachte Oberfläche mit Sandkornrauigkeit müssen dieselbe Verschiebung Δu^+ im logarithmischen Wandgesetz bewirken. Gleichsetzen von Gl. 3.3 und Gl. 3.4 liefert deshalb die Bestimmungsgleichung für $k_{s,\ddot{a}q}$:

$$k_{s,\ddot{a}q} = k_s = k \cdot \exp[\kappa(D + 8,5 - C)] . \quad (3.5)$$

Die äquivalente Sandkornrauigkeit ist also auch vom Parameter C des logarithmischen Wandgesetzes abhängig. Da für C Werte zwischen 5,0 und 5,5 üblich sind, muss darauf geachtet werden, dass bei der Bestimmung der Sandkornrauigkeit mit Hilfe experimenteller Untersuchungen oder unter Verwendung von Korrelationen derselbe Wert für C zugrunde gelegt wird, wie bei der Anwendung im numerischen Modell (hier $C = 5,2$). Für die Bestimmung des von der Rauigkeitsgeometrie abhängigen Parameters D stehen in der Literatur mehrere Korrelationen zur Verfügung (Sigal und Danberg (1990), Waigh und Kind (1998), Van Rij et al. (2002)). In dieser Arbeit wird die Korrelation von Waigh und Kind (1998) verwendet, da die dort zugrunde liegende Datenbasis ähnliche Elemente enthält wie die hier verwendeten Kegelstümpfe. Die Autoren geben eine Beziehung zur Berechnung von D an, in der sowohl die Rauigkeitsdichte als auch die Form der Rauigkeitselemente berücksichtigt werden. Die Korrelation unterscheidet dabei zwischen Oberflächen mit dicht angeordneten Rauigkeitselementen und spärlich besetzten Oberflächen. Diese Betrachtung entspricht der Vorstellung, dass die Strömung bei sehr dichter Rauigkeit über die nebeneinander liegenden Elemente hinwegströmt, ohne sie individuell wahrzunehmen. Der Einfluss der Rauigkeit auf die turbulente Grenzschicht verringert sich in diesem Fall mit zunehmender Rauigkeitsdichte. Bei weniger dicht besetzten Oberflächen nimmt die Strömung jedes Rauigkeitselement individuell wahr und der Einfluss der Rauigkeit nimmt mit der Dichte zu. Die Unterscheidung dieser beiden Fälle geschieht mit Hilfe des Rauigkeitsdichteparameters

$$\Lambda_R = \frac{A_S \cdot k}{V_R} = \frac{k}{h_m} , \quad (3.6)$$

wobei $\Lambda_R < 6$ für dichte Rauigkeiten und $\Lambda_R > 6$ für eher spärlich besetzte Rauigkeiten steht. Unter Verwendung des effektiven, dimensionslosen Elementabstands

$$\lambda_{eff} = \begin{cases} \left(\frac{A_S}{A_F} \left(\frac{k}{d} \right)^{0,87} \left(\frac{A_W}{A_F} \right)^{0,44} & \Lambda_R < 6 \\ \left(\frac{A_S}{A_F} \left(\frac{k}{d} \right)^{0,55} \left(\frac{A_W}{A_F} \right)^{1,38} & \Lambda_R > 6 \end{cases} \quad (3.7)$$

geben die Autoren schließlich folgende Korrelation für den Parameter D an:

$$D = \begin{cases} 10,56 \log(\lambda_{eff}) - 7,59 & \Lambda_R < 6 \\ -5,75 \log(\lambda_{eff}) + 5,78 & \Lambda_R > 6 . \end{cases} \quad (3.8)$$

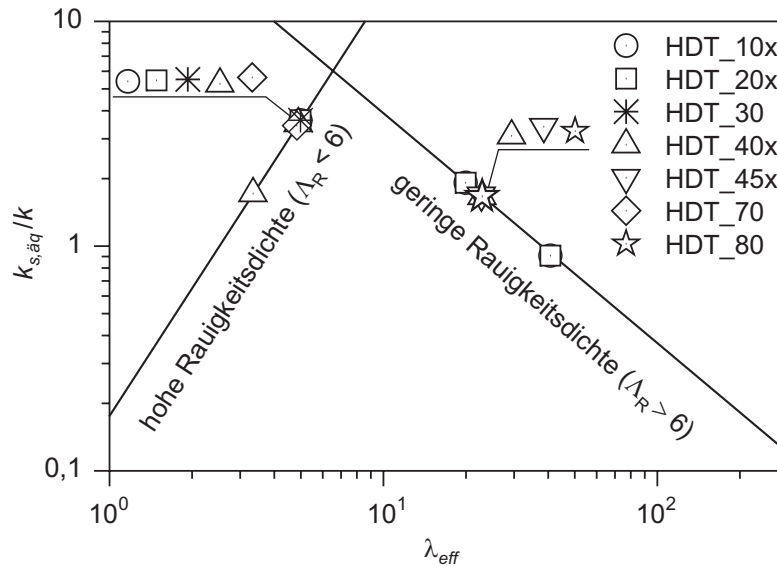


Abb. 3.9: Äquivalente Sandkornrauigkeit der Oberflächen des Hochdruckgitters

Darin ist A_S die gedachte Fläche ohne Rauigkeitselemente¹, A_F die Projektionsfläche in Strömungsrichtung, A_W die halbe Mantelfläche und V_R das Volumen des Kegelstumpfes (vgl. Abb. 3.8). Das Verhältnis A_S/A_F beschreibt also eine reziproke Rauigkeitsdichte, während die Verhältnisse k/d und A_W/A_F die Form der Rauigkeitselemente charakterisieren.

Die Erzeugung einer großen Anzahl unterschiedlicher Oberflächenrauigkeiten für die nachfolgenden Wärmeübergangsuntersuchungen geschieht durch Variation der Rauigkeitshöhe k , der Kegelstumpfdurchmesser d und der Elementabstände t_1 und t_2 . Die realisierten Rauigkeitshöhen und Rauigkeitskennwerte decken einen Großteil der in Kapitel 2.1 beschriebenen turbinentypischen Rauigkeiten ab.

Oberflächen des Hochdruckleitgitters

Insgesamt werden beim Hochdruckleitgitter 13 raue und eine glatte Oberfläche verwirklicht (vgl. Tabelle 3.2). Es ist jeweils die gesamte Schaufeloberfläche mit der gleichen Oberfläche versehen, eine lokale Variation der Rauigkeit erfolgt nicht. Die Rauigkeitshöhen k variieren dabei zwischen $10\ \mu\text{m}$ und $80\ \mu\text{m}$, wobei für konstante k unterschiedliche Elementabstände eingestellt werden. Wie in Abb. 3.9 dargestellt, wird dadurch sowohl der Bereich dichter Rauigkeiten ($\Lambda_R < 6$) als auch der Bereich spärlich besetzter Rauigkeiten ($\Lambda_R > 6$) abgedeckt. Die resultierenden Sandkornrauigkeiten $k_{s,\text{äq}}$ liegen zwischen $9\ \mu\text{m}$ und $238\ \mu\text{m}$. Durch die Kegelstümpfe erfolgt ein Oberflächenzuwachs zwischen 5,9% (geringste Rauigkeitsdichte) und 29,1% (größte Rauigkeitsdichte). Tabelle 3.2 zeigt zusätzlich die Mittenrauwerte R_a und die Werte für Schiefe R_{sk} und Steilheit R_{ku} jeder rauhen Oberfläche.

¹ In der Veröffentlichung von Waigh und Kind (1998) ist die Fläche A_S in der Abbildung falsch eingetragen. Richtig ist die Darstellung in Abb. 3.8

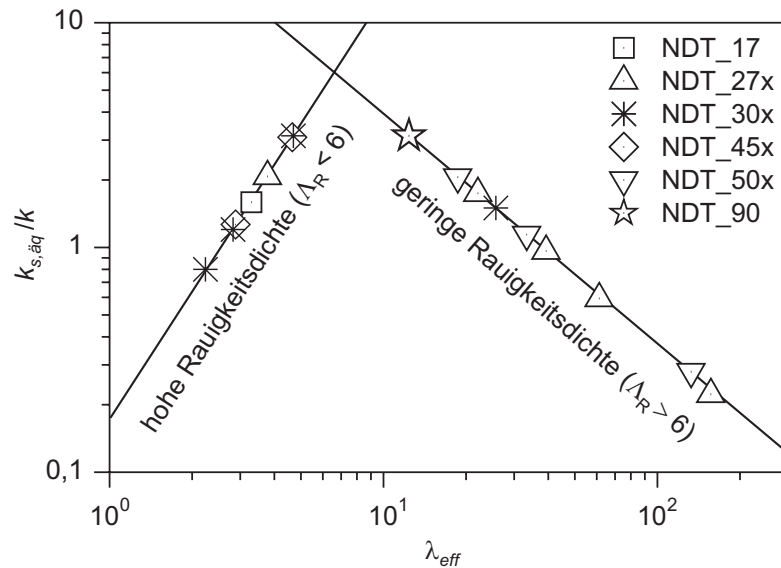


Abb. 3.10: Äquivalente Sandkornrauigkeit der Oberflächen des Niederdruckgitters

Oberflächen des Niederdruckleitgitters

Für das Niederdruckgitter werden insgesamt 19 raue und eine glatte Oberfläche hergestellt (vgl. Tabelle 3.3). Darin enthalten sind drei Oberflächen (NDT_30le, NDT_30mc, NDT_40te), die nur in bestimmten Bereichen eine erhöhte Rauigkeit aufweisen. Die Oberflächen NDT_35inv, NDT_60inv und NDT_40rnd weichen von der in Abb. 3.8 gezeigten Geometrie ab. Die Rauigkeiten NDT_35inv, und NDT_60inv bestehen aus einer Anordnung von kegelförmigen Vertiefungen und NDT_40rnd weist ein zufälliges Muster auf. Die Rauigkeitshöhen k decken einen

Tabelle 3.2: Abmessungen und Kennzahlen der rauhen Oberflächen des Hochdruckgitters

Name	$\frac{k}{\mu\text{m}}$	$\frac{d}{\mu\text{m}}$	$\frac{t_1}{\mu\text{m}}$	$\frac{t_2}{\mu\text{m}}$	Λ_R	$\frac{k_{s,\ddot{a}q}}{\mu\text{m}}$	$\frac{\Delta A/A_s}{\%}$	$\frac{h_m}{\mu\text{m}}$	$\frac{R_a}{\mu\text{m}}$	R_{sk}	R_{ku}
HDT_glatt	hydraulisch glatt										
HDT_10a	10	25	27,5	27,5	5,7	36	19,5	1,8	2,5	1,6	1,2
HDT_10b	10	25	35	35	9,2	19	12,0	1,1	1,8	2,4	4,6
HDT_10c	10	25	50	50	18,7	9	5,9	0,5	1,0	3,9	14,0
HDT_20a	20	50	55	55	5,7	72	19,5	3,5	5,0	1,6	1,2
HDT_20b	20	50	70	70	9,2	38	12,0	2,2	3,5	2,4	4,6
HDT_20c	20	50	100	100	18,7	18	5,9	1,1	1,9	3,9	14,2
HDT_30	30	75	82,5	82,5	5,7	108	19,5	5,3	7,5	1,6	1,2
HDT_40a	40	100	90	90	3,8	68	29,1	10,5	12,4	1,0	-0,5
HDT_40b	37	100	110	110	5,4	129	18,5	6,9	9,7	1,6	0,9
HDT_40c	40	100	150	150	10,5	66	10,5	3,8	6,3	2,7	6,0
HDT_45	45	100	150	150	11,4	75	11,2	3,9	6,6	2,8	6,8
HDT_70	70	200	220	220	5,2	238	17,9	13,4	18,9	1,5	0,8
HDT_80	80	200	300	300	10,5	132	10,5	7,6	12,7	2,7	6,0

Tabelle 3.3: Abmessungen und Kennzahlen der rauen Oberflächen des Niederdruckgitters

Name	$\frac{k}{\mu\text{m}}$	$\frac{d}{\mu\text{m}}$	$\frac{t_1}{\mu\text{m}}$	$\frac{t_2}{\mu\text{m}}$	Λ_R	$\frac{k_{s,\ddot{a}q}}{\mu\text{m}}$	$\frac{\Delta A/A_s}{\%}$	$\frac{h_m}{\mu\text{m}}$	$\frac{R_a}{\mu\text{m}}$	R_{sk}	R_{ku}
NDT_glatt	hydraulisch glatt										
NDT_17	17	60	55	55	3,3	27	22,1	5,2	6,1	0,8	-1
NDT_27a	27	80	60	100	4	56	22,5	6,8	8,6	1,1	-0,4
NDT_27b	27	80	90	150	8,9	47	10	3	5	2,4	4,4
NDT_27c	27	80	120	200	15,9	26	5,6	1,7	3,1	3,5	11,4
NDT_27d	27	80	150	250	24,8	16	3,6	1,1	2	4,6	20,5
NDT_27e	27	80	240	400	63,5	6	1,4	0,4	0,8	7,7	59,9
NDT_30a	30	180	120	200	2,4	36	16,3	12,5	13	0,3	-1,7
NDT_30b	30	140	120	200	4,3	94	12,2	7	9,9	1,2	-0,2
NDT_30c	30	100	120	200	9,6	45	8,1	3,1	5,3	2,6	5
NDT_50a	50	200	225	300	6,2	103	10	8	12,5	1,8	1,6
NDT_50b	50	200	300	400	11,1	57	5,6	4,5	7,9	2,8	6,5
NDT_50c	50	200	600	800	44,2	14	1,4	1,1	2,2	6,4	40,2
NDT_90	90	200	220	220	6,1	282	20,8	14,7	20,8	1,7	1,7
NDT_30le ^a	30	80	90	150	9,5	53	10,7	3,2	5,2	2,5	5
NDT_30mc ^b	30	140	120	200	4,3	94	12,2	7	9,9	1,2	-0,2
NDT_40te ^c	40	80	90	150	11,6	71	12,6	3,4	5,7	2,8	6,9
NDT_35inv	35	80	90	150	1,2	k.A.	12,4	30	8,5	-1,5	1
NDT_60inv	60	200	225	300	1,3	k.A.	10,6	44,5	18,8	-1	-0,6
NDT_40rnd	40	k.A.	k.A.	k.A.	8,6	k.A.	17,2	4,7	6,7	2,6	6,5

^a Rauigkeit nur im Vorderkantenbereich $-0,062 < s/c < 0,207$

^b Rauigkeit nur in den Bereichen $-0,829 < s/c < -0,269$ und $0,384 < s/c < 0,920$

^c Rauigkeit nur in den Hinterkantenbereichen $s/c < -0,503$ und $s/c > 0,763$

Bereich zwischen 17 μm und 90 μm ab. Durch Variation der Kegelstumpfdurchmesser d und der Abstände t_1 und t_2 werden Sandkornrauigkeiten $k_{s,\ddot{a}q}$ zwischen 6 μm und 282 μm verwirklicht. Abbildung 3.10 verdeutlicht die Einteilung der Oberflächen in Rauigkeiten hoher ($\Lambda_R < 6$) und niedriger ($\Lambda_R > 6$) Dichte. Die Vergrößerung der Oberfläche liegt zwischen 1,4% für die Rauigkeit mit der geringsten Dichte und 22,5% für sehr dicht angeordnete Kegelstümpfe. Angaben über Mittenrauwerte R_a , Schiefe R_{sk} und Steilheit R_{ku} für jede Oberfläche sind in Tabelle 3.3 zu finden.

Herstellverfahren

Die Herstellung der rauen Oberflächen erfolgt auf 100 μm dünnen Metallfolien mit Hilfe eines in dieser Arbeit angepassten Ätzverfahrens. Der prinzipielle Ablauf des lithographischen Verfahrens ist in Abb. 3.11 gezeigt. Zunächst wird mit Hilfe eines Laserbelichters das Grundmuster der Rauigkeitselemente auf einen Film übertragen, der als Maske für die Lithographie dient (1). Die mit einem Positivresist beschichtete Neusilberfolie (CuNi18Zn20) wird dann durch diese

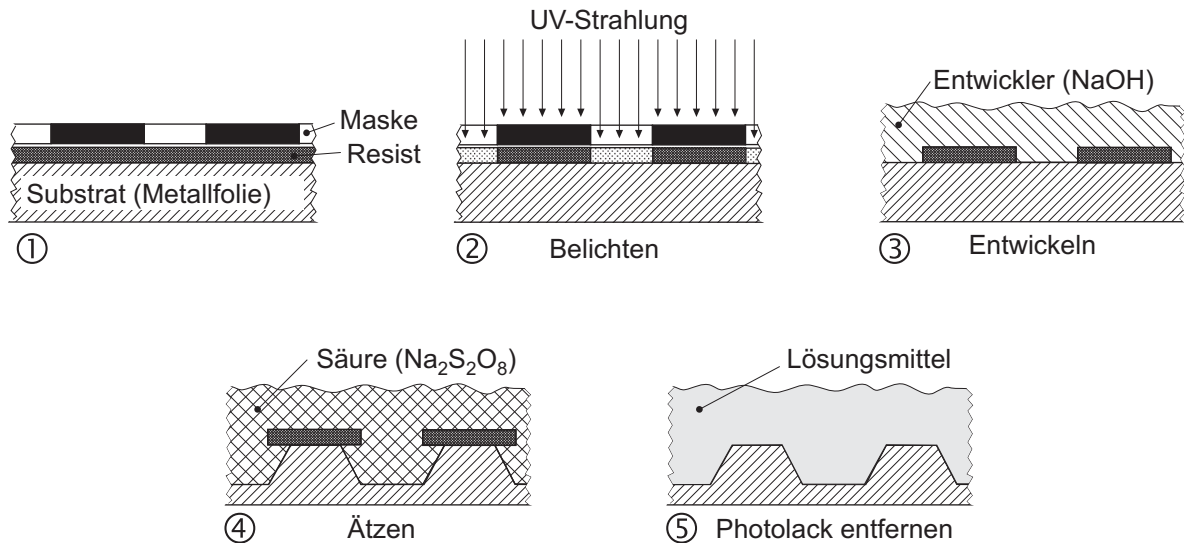


Abb. 3.11: Herstellverfahren für deterministische Rauigkeiten

Maske mit UV-Strahlung belichtet, wobei die Polymerketten des Resists an den belichteten Stellen aufgebrochen werden (2). Durch anschließendes Entwickeln mit Natriumhydroxid wird der Resist an den belichteten Stellen herausgelöst und die Metallfolie wird an diesen Stellen sichtbar (3). Beim darauf folgenden Nassätzen mit einer Natriumpersulfatlösung wird das Metall an den ungeschützten Stellen herausgelöst (4). Da der Ätzangriff in alle Richtungen gleichzeitig erfolgt und die oberen Schichten des Metalls länger dem Ätzprozess ausgesetzt sind, ergeben sich nach oben zulaufende Strukturen. In einem letzten Arbeitsgang wird der unbelichtete Resist durch ein Lösungsmittel entfernt (5).

Die Ätztiefe und damit die Rauigkeitshöhe k sind im betrachteten Bereich ($10\mu\text{m}$ bis $90\mu\text{m}$) proportional zur Ätzdauer und der Konzentration der Natriumpersulfatlösung. Bei einer Ätzbadtemperatur von 323 K und Natriumpersulfatkonzentrationen zwischen 45 g/l und 180 g/l gilt dann in guter Näherung folgende Beziehung für die Rauigkeitshöhe k in μm :

$$\{k\} = (2,19 \cdot 10^{-4} \{\chi\} + 0,0372) \{t\} \quad (3.9)$$

mit der Natriumpersulfatkonzentration χ in g/l und der Ätzdauer t in Sekunden.

Applizierung

Für die Wärmeübergangsuntersuchungen werden die rauen Metallfolien auf die instrumentierte Messschaufel aufgeklebt. Ein guter thermischer Kontakt zwischen Folie und Schaufel ist hierbei äußerst wichtig für die Qualität der Messergebnisse. Das in dieser Arbeit verwendete Vakuumklebeverfahren gewährleistet zusammen mit einem hoch wärmeleitfähigen Klebstoff sowohl einen großen Wärmedurchgangskoeffizienten der Kleberschicht, als auch eine ausgezeichnete Reproduzierbarkeit der Klebeverbindung. Abbildung 3.12 zeigt das Prinzip des Klebeverfahrens. Es wird zunächst eine gleichmäßige Schicht des wärmeleitfähigen Klebstoffs auf die Metallfolie aufgebracht und diese anschließend auf der Schaufel positioniert. Im nächsten Schritt

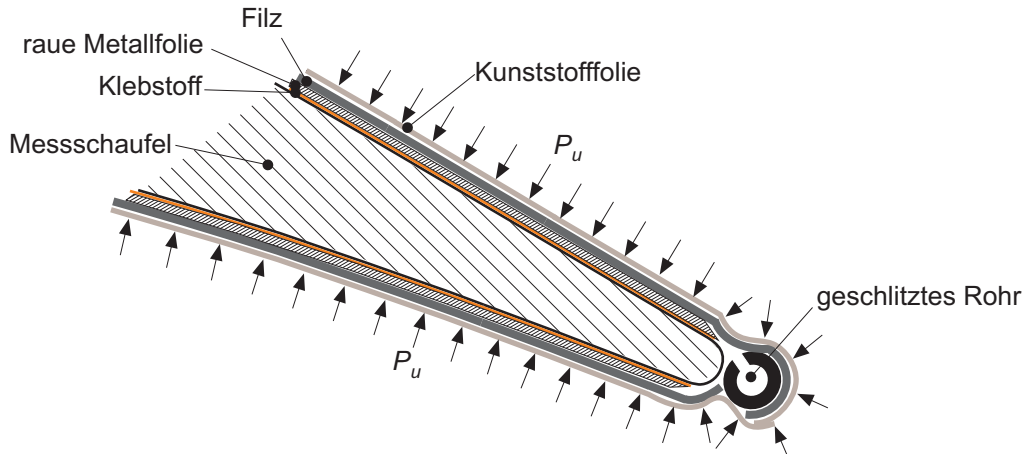


Abb. 3.12: Vakuumklebverfahren

wird eine Kunststofffolie um Schaufel und Metallfolie gelegt und an den beiden Schaufelstirnflächen luftdicht verschlossen. Über ein Röhrchen kann nun ein Vakuum zwischen Schaufel und Kunststofffolie erzeugt werden, so dass die Metallfolie mit einer gleichmäßigen Kraft auf die Schaufel gepresst wird. Ein zusätzlicher Filz zwischen Metall- und Kunststofffolie sorgt dafür, dass die Luft gleichmäßig entweichen kann. Das Vakuum wird solange aufrechterhalten, bis der Klebstoff vollständig ausgehärtet ist. Wärmedurchgangsmessungen an mehreren Proben, bei denen die Folie unter den gleichen Bedingungen wie beim Vakuumklebverfahren aufgebracht wurde, ergaben einen Wärmedurchgang der Kleberschicht von $15.000 \text{ W/m}^2/\text{K}$.

3.2 Messtechnik

Schwerpunkt der experimentellen Untersuchungen sind die Wärmeübergangsmessungen an den Schaufeloberflächen der Hoch- und Niederdruckschaufeln bei variierender Rauigkeit. Das hierzu erweiterte Wärmeübergangsmessverfahren wird deshalb in Kapitel 3.2.3 ausführlich erläutert. Da zur sinnvollen Verwendung der Wärmeübergangsdaten auch die genaue Charakterisierung der An- und Umströmung der Schaufelgitter benötigt wird, sind die Messverfahren zur Turbulenzmessung in der Anströmung und zur Bestimmung der Schaufeldruckverteilungen ebenfalls Gegenstand der folgenden Kapitel.

3.2.1 Turbulenzmessung mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie

Die Bestimmung der Turbulenzgrößen in der Anströmung des Schaufelgitters erfolgt mit einem Hitzdrahtanemometer an unterschiedlichen Positionen zwischen Turbulenzgitter und Schaufelgitter. In früheren Arbeiten wurde bereits gezeigt, dass die Geschwindigkeitsfluktuationen in Hauptströmungsrichtung bei den verwendeten Turbulenzgittern etwa 10% größer sind als in lateraler Richtung (Roach (1987), Schiele (1999)). Die Messungen in dieser Arbeit konzentrieren sich deshalb auf die turbulenten Schwankungen in Hauptströmungsrichtung. Insbesondere werden für alle vier Turbulenzgitter und für die Fälle ohne Turbulenzgitter die Spektren und die

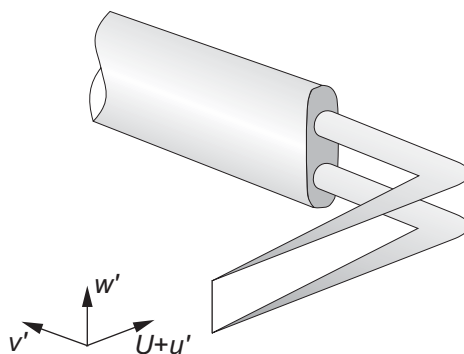


Abb. 3.13: Hitzdrahtsonde

Längenmaße der Turbulenz genau ermittelt.

Die verwendeten Eindrahtsonden bestehen aus einem platinbeschichteten Wolframdraht mit 5 μm Durchmesser und einer Länge von 1,25 mm (Abb. 3.13). Der Draht ist zwischen zwei dünnen Haltenadeln aufgespannt und besitzt einen elektrischen Widerstand R , der proportional zur Drahttemperatur ist. Zur Messung der zeitlich aufgelösten Strömungsgeschwindigkeit wird das Hitzdrahtanemometer im Konstant-Temperatur-Modus betrieben. Bei diesem Verfahren wird die Temperatur des Drahtes bzw. der Widerstand R über eine geregelte Wheatstonesche Brückenschaltung konstant gehalten. Die zugeführte Heizleistung

$$\dot{Q}_{el} = \frac{U_{el}^2}{R} \quad (3.10)$$

muss dabei ständig den Wärmestrom ausgleichen, der durch Konvektion an das Strömungsmedium übergeht. Dieser Wärmestrom ist gleich dem Produkt aus Wärmeübergangskoeffizient α und Temperaturdifferenz zwischen Draht und Strömungsmedium:

$$\dot{Q}_{el} = \dot{Q} = \alpha \Delta T . \quad (3.11)$$

Die mit dem Drahtdurchmesser gebildete Reynoldszahl Re_d erreicht in der Anströmung der Schaufelgitter Werte zwischen 2 und 23. Sind zusätzlich die Anströmtemperatur und die Drahttemperatur, wie im vorliegenden Fall konstant, so gilt für den genannten Reynoldszahlbereich nach Collis und Williams (1959) die folgende Proportionalität für den mittleren Wärmeübergang am Hitzdraht:

$$\alpha \propto Re_d^{0,45} \propto (u\rho)^{0,45} . \quad (3.12)$$

Für Turbulenzgrade bis etwa 20% ist der Wärmeübergang am Draht durch die Momentangeschwindigkeit u in Hauptströmungsrichtung bestimmt und die Schwankungskomponenten v' und w' können vernachlässigt werden (Bruun (1995)). Durch Kombination von Gleichung 3.10 bis 3.12 ergibt sich schließlich die Beziehung zwischen Hitzdrahtspannung U_{el} und Strömungsgeschwindigkeit u :

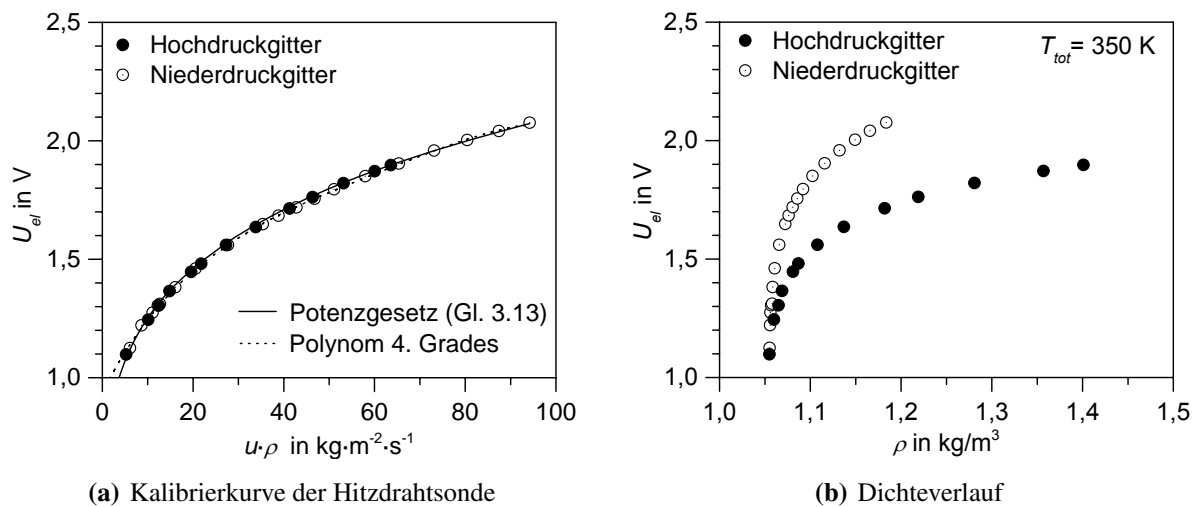


Abb. 3.14: Kalibrierung der Hitzdrahtsonde mit Berücksichtigung der Dichteabhängigkeit

$$U_{el} \propto \sqrt{(u\rho)^{0,45}}. \quad (3.13)$$

Der Proportionalitätsfaktor in dieser Beziehung ist äußerst sensitiv gegenüber der Sondengeometrie sowie den parasitären Widerständen in den Steckverbindungen zwischen Sonde und Messbrücke. Zudem wurde bisher vernachlässigt, dass auch ein gewisser Wärmestrom über die Haltenadeln der Hitzdrahtsonde verloren geht. Aus diesem Grund wird eine in-situ Kalibrierung der Sonde in der parallelen Anströmung des Gitterwindkanals durchgeführt. Die Anströmgeschwindigkeit im Kanal wird dazu in mehreren Schritten von 5 m/s auf den Maximalwert erhöht, wobei gleichzeitig Totaldruck, statischer Druck, Totaltemperatur und zeitlich gemittelte Hitzdrahtspannung gemessen werden. Über das ideale Gasgesetz lässt sich dann aus Druck und Temperatur die Dichte bestimmen. Da der Zusammenhang zwischen Dichte und Geschwindigkeit bzw. Dichte und Hitzdrahtspannung vom eingesetzten Schaufelgitter abhängt, muss jeweils eine eigene Kalibrierung durchgeführt werden. Die offsetbereinigte Hitzdrahtspannung in Abhängigkeit der Massendichte $u \cdot \rho$ ist in Abbildung 3.14(a) gezeigt. Es ergibt sich eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen den Sondenkalibrierungen bei eingesetztem Hochdruck- und Niederdruckgitter. Die oben hergeleitete Proportionalität (Gl. 3.13) spiegelt den realen Kurvenverlauf sehr gut wieder. Dennoch wird zur Interpolation der Messwerte ein Polynom vierten Grades verwendet, womit eine etwas höhere Genauigkeit erreicht wird (Bruun (1995)). Abbildung 3.14(b) zeigt die zur Geschwindigkeitsbestimmung notwendigen Dichteverläufe in der Anströmung des Hoch- und Niederdruckgitters.

Nach erfolgter Kalibrierung kann mit Hilfe der in Abb. 3.14 dargestellten Zusammenhänge unmittelbar von der zeitlich gemittelten Hitzdrahtspannung auf die mittlere Geschwindigkeit in der Anströmung geschlossen werden. Zur Bestimmung der Schwankungsgeschwindigkeiten bzw. des Turbulenzgrades sind jedoch weitere Überlegungen notwendig, die von Schiele (1999) erstmals dargelegt werden. Hintergrund ist die Tatsache, dass im vorliegenden Versuchsaufbau eine Dichteänderung im Fluid nur aufgrund einer Änderung der mittleren Strömungsgeschwin-

digkeit zustande kommt. Die Geschwindigkeitsschwankungen bewirken dagegen bei den hier auftretenden geringen Machzahlen vernachlässigbar kleine Dichteschwankungen. Es gilt deshalb:

$$u \cdot \rho = (U + u') (\bar{\rho} + \rho') = (U + u') \bar{\rho} = u \cdot \bar{\rho} . \quad (3.14)$$

Zur Bestimmung der Momentangeschwindigkeit muss der über die Kalibrierkurve (Abb. 3.14(a)) aus dem Hitzdrahtsignal gewonnene Wert $(u \cdot \rho)$ durch die mittlere Dichte $\bar{\rho}$ geteilt werden:

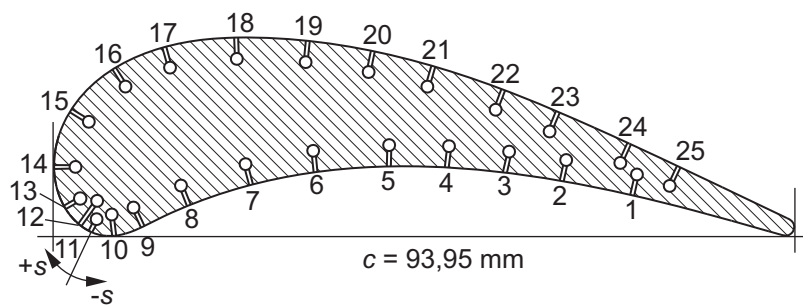
$$u = \frac{(u \cdot \rho)_{f(U_{el})}}{\bar{\rho}} . \quad (3.15)$$

Unter Verwendung der zeitlich gemittelten Hitzdrahtspannung \bar{U}_{el} kann $\bar{\rho}$ aus dem in Abb. 3.14(b) gezeigten Verlauf ermittelt werden.

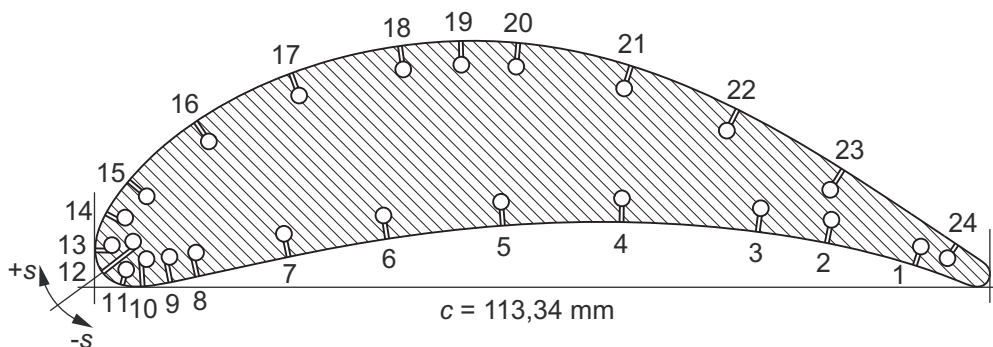
Würde die Momentangeschwindigkeit lediglich aus einem bei der in-situ Kalibrierung ermittelten Zusammenhang zwischen Hitzdrahtspannung und Geschwindigkeit bestimmt werden, so wäre der ermittelte Turbulenzgrad größer als der Tatsächliche (vgl. Schiele (1999)).

3.2.2 Messung der Profildruckverteilung

Für die Bestimmung der Profildruckverteilungen wird bei den Schaufelgittern die mittlere Schaufel durch eine Druckmessschaufel ausgetauscht. Die Druckmessung geschieht bei der Hoch-



(a) Druckmessschaufel des Hochdruckgitters



(b) Druckmessschaufel des Niederdruckgitters

Abb. 3.15: Druckmessschaufeln

und Niederdruckschaufel an 25 bzw. 24 Stellen, die entlang der Schaufeloberfläche positioniert sind (siehe Abb. 3.15). Die Bohrungen haben einen Durchmesser von 0,5 mm und sind jeweils senkrecht zur Oberfläche angeordnet. Über laterale Bohrungen und Druckschläuche werden die Drücke schließlich auf einen mechanischen Messstellenumschalter und darüber auf einen Drucksensor geleitet. Um eine Beeinflussung stromab liegender Druckmessbohrungen zu vermeiden, sind diese in einem 20 mm breiten Band um den Mittelschnitt leicht versetzt zueinander angeordnet. Es wurde zuvor durch Ölanstrichbilder sichergestellt, dass in diesem Bereich keine Beeinflussung durch Sekundärströmungen stattfindet. Insbesondere im Bereich sehr dünner Grenzschichten hat sich diese Anordnung bereits in früheren Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen ausgezeichnet bewährt (Dullenkopf (1992), Schiele (1999), Suslov (2002)). Die Koordinaten der Druckmessstellen sind in Anhang A.2 aufgeführt.

Bei eingesetzter Zwischenwand (vgl. Kapitel 3.1.3) kann beim Hochdruckgitter der Einfluss der Sekundärwirbelsysteme auf die Druckverteilung gemessen werden. Die Zwischenwand und mit ihr die Sekundärwirbel werden dazu über die feststehende Druckmessschaufel verschoben, so dass unterschiedliche Abstände zwischen Druckmessbohrungen und Zwischenwand erreicht werden. Die bei unterschiedlichen Zwischenwandpositionen gemessenen Drücke lassen sich dann unter Berücksichtigung des lateralen Versatzes der Bohrungen zu einer flächigen Druckverteilung zusammensetzen.

3.2.3 Bestimmung des Wärmeübergangs

Die Ermittlung der Wärmeübergangsverteilung entlang der Schaufeloberfläche geschieht über den Umweg der Temperaturfeldbestimmung in der Schaufel. Das Messverfahren entspricht im Wesentlichen dem von Turner (1971) bzw. Wittig et al. (1985) und wurde bereits in früheren Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen erfolgreich angewandt (siehe z.B. Schulz (1986), Dullenkopf (1992), Schiele (1999), Suslov (2002)). Für die hier zu bewältigende Messaufgabe werden Erweiterungen vorgenommen, welche in diesem Kapitel beschrieben werden (siehe auch Stripf et al. (2005, 2007)).

Messschaufeln

Die mittlere Schaufel des Hoch- bzw. Niederdruckgitters wird für die Wärmeübergangsuntersuchungen durch eine Temperaturmessschaufel ersetzt. Die identisch aufgebauten Messschaufeln des Hoch- und Niederdruckgitters bestehen aus einem Schaufelgrundkörper aus Titanaluminium (TiAl6V4), auf dem eine austauschbare Metallfolie aus Neusilber ($\lambda_f = 33 \text{ W/m/K}$) mit der gewünschten Rauigkeit aufgeklebt wird (Abb. 3.16). Die Wahl des Schaufelmaterials begründet sich durch dessen günstige Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_{TiAl} \approx 7 \text{ W/m/K}$, bei der ein minimaler Messfehler erreicht wird (siehe Fehlerabschätzung in Anhang A.3). Ein spezielles Klebeverfahren stellt dabei sicher, dass die Klebeverbindung zwischen Folie und Schaufel gleichbleibende Eigenschaften und einen geringen Wärmeleitwiderstand besitzt (vgl. Kapitel 3.1.4). Bei der Herstellung des Schaufelgrundkörpers aus Titanaluminium wurde die Dicke der Folie berücksichtigt, so dass die Schaufelgeometrie bei aufgeklebter Folie wieder dem ursprünglichen Profil

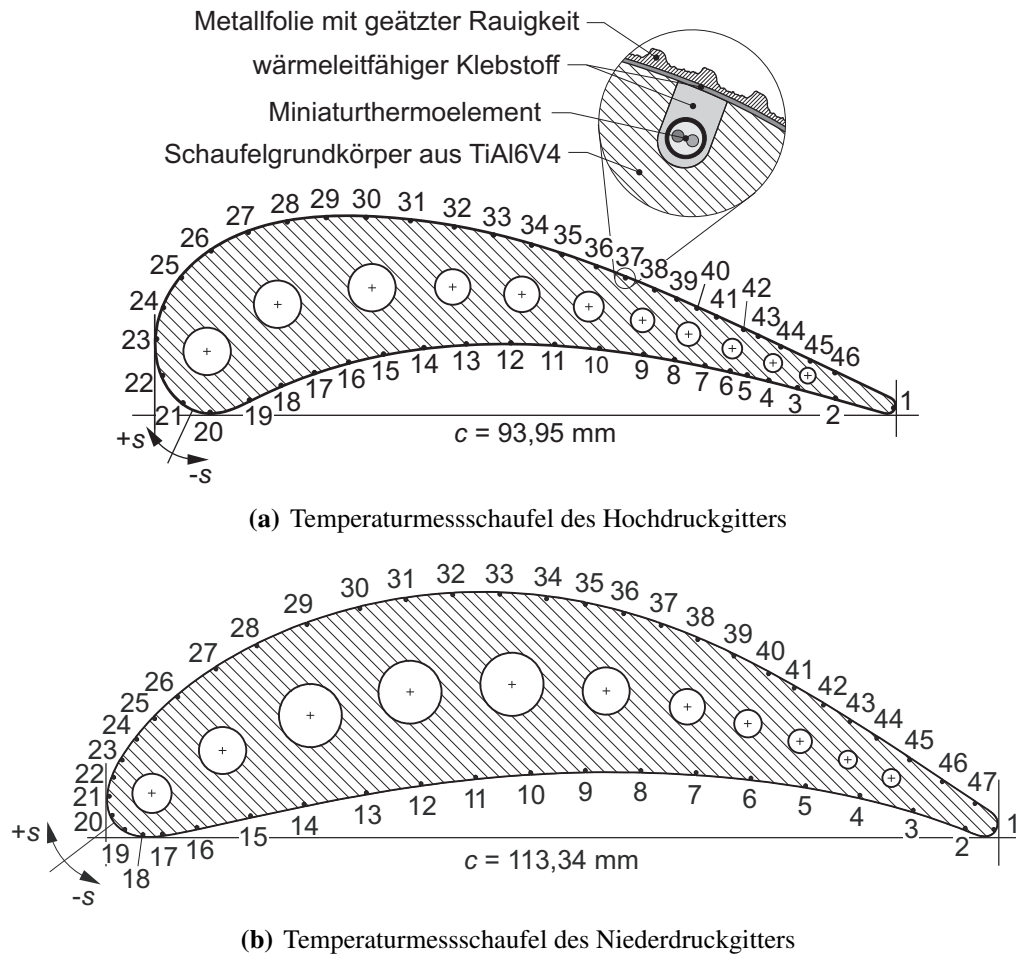


Abb. 3.16: Temperaturmessschaufeln

entspricht. Die Messungen bei glatter Oberfläche erfolgen mit aufgeklebter glatter Folie, so dass auch hier die korrekte Schaufelkontur eingehalten wird.

Über elf mit Kühlwasser durchströmte zylindrische Bohrungen wird die Schaufeloberfläche auf etwa 290 K bis 300 K gekühlt, so dass sich ein Wärmestrom von der 350 K heißen Luft in die Schaufel einstellt. Für jede Kühlbohrung wird der Massenstrom \dot{m}_k sowie die Ein- und Austrittstemperatur des Kühlwassers $T_{k, \text{ein}}$ bzw. $T_{k, \text{aus}}$ getrennt gemessen.

Entlang des Umfangs der Messschaufeln sind in den Schaufelgrundkörper 46 (HDT) bzw. 47 (NDT) Miniaturmantelthermoelemente (Typ K, $\varnothing=0,25 \text{ mm}$) in 0,5 mm tiefe Nuten eingeklebt. Die Thermoelemente sind dabei so positioniert, dass sich die Messebene genau im Mittelschnitt der Schaufel bzw. in der Mitte des Windkanals ($z = 0$) ergibt. Durch sorgfältige Kalibrierung der Thermoelemente im eingebauten Zustand wird sichergestellt, dass die Temperaturen aller Thermoelemente im erwarteten Messbereich bei isothermer Schaufel auf $\pm 0,1 \text{ K}$ genau übereinstimmen. Die Koordinaten der Thermoelemente sind in Anhang A.2 tabellarisch aufgeführt.

Messprinzip

Ausgangspunkt für die Bestimmung der Wärmeübergangsverteilung

$$\alpha(s) = \frac{\dot{q}_w(s)}{T_{tot,1} - T_w(s)} \quad (3.16)$$

ist das Wärmestromgleichgewicht an der Grenze zwischen Schaufeloberfläche und Fluid:

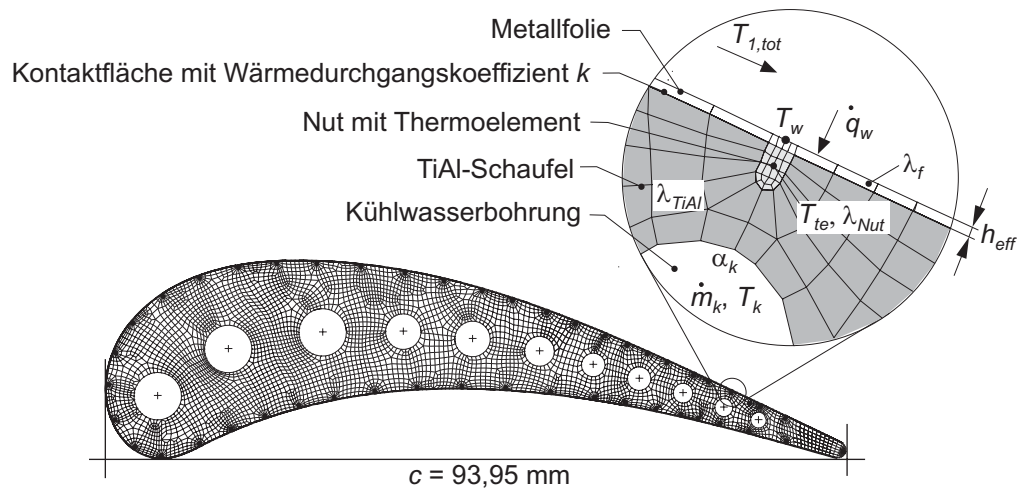
$$\dot{q}_w(s) = \lambda_{fl} \frac{\partial T_{fl}}{\partial n} \Big|_{Wand} = \lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial n} \Big|_{Wand} . \quad (3.17)$$

Bei bekannter Wärmeleitfähigkeit der Metallfolie λ_f kann der Wandwärmestrom an einer Stelle s also direkt aus dem Wandtemperaturgradienten in der Folie ermittelt werden. Das Temperaturfeld in einem Schaufelschnitt und damit auch die Wandtemperaturgradienten lassen sich mit Hilfe eines Finite-Elemente-Verfahrens berechnen, wenn die entsprechenden Randbedingungen in den Kühlbohrungen und an der Schaufeloberfläche bekannt sind. In den elf Kühlbohrungen dienen dazu jeweils die mittlere Kühlwassertemperatur $T_k = 0,5 (T_{k, \text{ein}} + T_{k, \text{aus}})$ und der Wärmeübergangskoeffizient α_k . Letzterer kann über eine Korrelation von Gnielinski (1975) für turbulent durchströmte Rohre aus dem Kühlwassermassenstrom und den Stoffwerten für Wasser berechnet werden. Um eine eingelaufene Strömung in den Kühlbohrungen zu gewährleisten, werden die Bohrungen außerhalb der Schaufel durch Metallröhrchen mit gleichem Innendurchmesser fortgesetzt (vgl. Abb. 3.7).

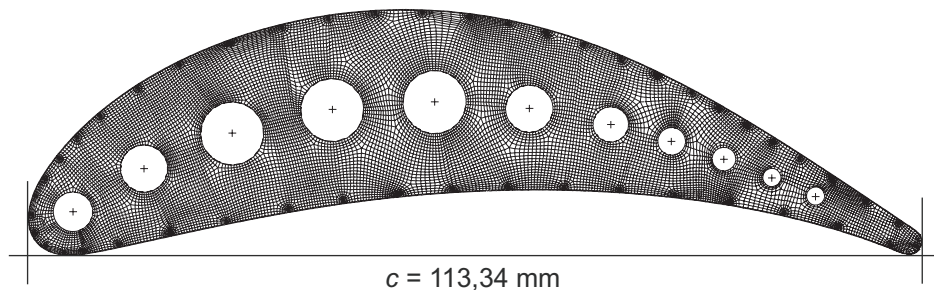
Aufgrund der aufgeklebten rauen Folie können die in der Schaufel eingebetteten Thermoelemente nicht zum Festlegen einer Temperaturrandbedingung an der Schaufeloberfläche genutzt werden. Der Einsatz von Infrarotthermographie zur Bestimmung der Oberflächentemperatur ist wegen der schlechten optischen Zugänglichkeit und des undefinierten Emissionskoeffizienten der rauen Oberfläche ebenfalls ausgeschlossen. Zum Erreichen eines für die Messung günstigen Emissionskoeffizienten müsste die raue Oberfläche entsprechend beschichtet werden, wodurch die Rauigkeit zugedeckt würde.

Die unterhalb der rauen Folie angeordneten Thermoelemente werden hier deshalb indirekt mit Hilfe eines iterativen Verfahrens zum Festlegen einer Randbedingung genutzt. Abbildung 3.17 zeigt die dazu verwendeten Finite-Elemente-Modelle, welche sowohl die Thermoelementnuten, die Kontaktfläche zwischen Folie und Schaufelgrundkörper sowie die Folie selbst berücksichtigen. Störungen des Temperaturfeldes, die durch die eingebetteten Thermoelemente verursacht werden, können so direkt berücksichtigt werden. Der Wärmedurchgangskoeffizient an der Kontaktfläche zwischen Folie und Titanaluminiumschaufel wurde an verschiedenen Proben mit einem Wärmedurchgangsmessgerät zu $k = 15.000 \text{ W/m}^2/\text{K}$ bestimmt und wird so bei der Finite-Elemente-Rechnung angegeben. Für jede raue Folie wird das Finite-Elemente-Modell so angepasst, dass die Folienstärke h_{eff} im Modell der volumengemittelten Dicke der realen Folie mit Oberflächenrauigkeit entspricht. Das iterative Verfahren lässt sich schließlich in folgende Schritte unterteilen:

1. Zum Erzeugen einer Anfangsbedingung für die Wärmeübergangsverteilung entlang der Schaufeloberfläche wird die unterhalb der Folie gemessene Temperaturverteilung als Rand-



(a) Finite-Elemente-Modell der Temperaturmessschaufel des HDT-Gitters



(b) Finite-Elemente-Modell der Temperaturmessschaufel des NDT-Gitters

Abb. 3.17: Finite-Elemente-Modelle der Temperaturmessschaufeln

bedingung genutzt. Zusammen mit den Randbedingungen in den Kühlbohrungen lässt sich damit das Temperaturfeld in der Schaufel mit dem Finite-Elemente-Verfahren berechnen und mit den Gleichungen 3.16 und 3.17 eine Wärmeübergangsverteilung $\alpha(s)$ bestimmen. Als Referenztemperatur in Gleichung 3.16 dient die in der Anströmung gemessene Totaltemperatur $T_{tot,1}$.

2. Mit Hilfe des Finite-Elemente-Verfahrens wird die Wärmeleitungsgleichung für einen Schaufelschnitt erneut gelöst und somit das Temperaturfeld berechnet. Als Randbedingung an der Schaufeloberfläche wird nun die zuvor ermittelte Wärmeübergangsverteilung $\alpha(s)$ zusammen mit $T_{tot,1}$ als Referenztemperatur verwendet. In den Kühlkanälen dienen jeweils die Wärmeübergangszahl α_k zusammen mit der mittleren Wassertemperatur T_k als Randbedingung.
3. Das berechnete Temperaturfeld wird an den Stellen der 46 (HDT) bzw. 47 (NDT) Thermoelemente mit den gemessenen Temperaturen verglichen und die Abweichungen werden berechnet:

$$\Delta T = T_{te,Messung} - T_{te,Rechnung} \quad (3.18)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient direkt oberhalb der Temperaturmessstelle lässt sich dann

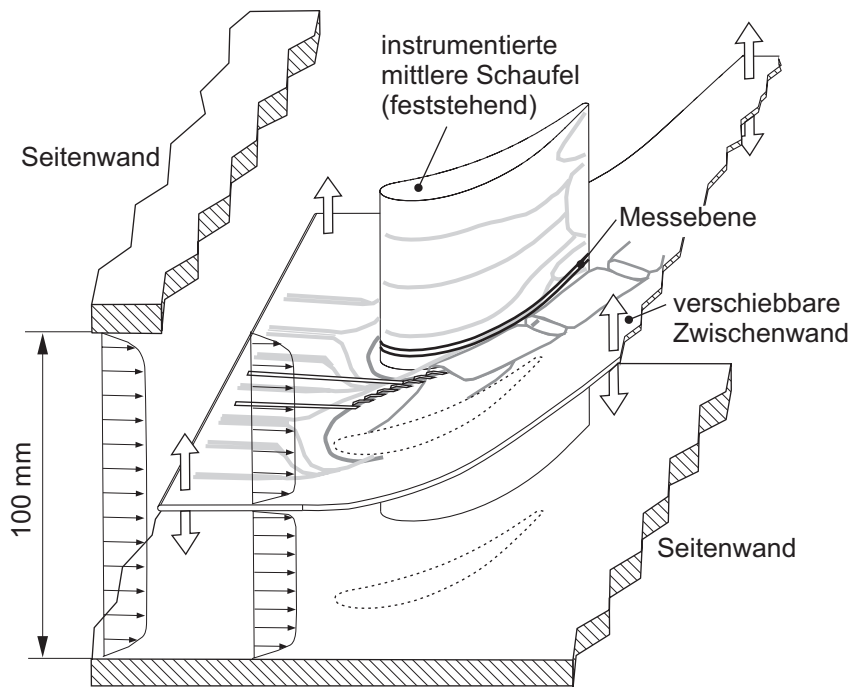


Abb. 3.18: Messung mit verschiebbarer Zwischenwand (Wirbelstrukturen nach Vogt und Zippel (1996))

wie folgt korrigieren:

$$\alpha_{n+1} = \alpha_n \cdot \frac{T_{tot,1} - T_{w,n}}{T_{tot,1} - T_{w,n} - \Delta T} \quad (3.19)$$

Zwischen den Temperaturmessstellen wird die Wärmeübergangverteilung mittels einer Spline-Funktion interpoliert.

4. Sind die im dritten Schritt berechneten Temperaturabweichungen größer als 0,2 K, so wird in Schritt zwei ein neues Temperaturfeld berechnet, bei dem die korrigierte Wärmeübergangverteilung als Randbedingung verwendet wird. Andernfalls wird die Iteration beendet. Eine konvergente Lösung wird nach etwa 10 bis 15 Iterationen erreicht.

Die so ermittelte Wärmeübergangverteilung ist unabhängig von der Anfangsbedingung (Schritt 1) – es könnte ebenso von einem konstanten Wärmeübergangskoeffizienten ausgegangen werden. Allerdings werden bei ungünstiger Anfangsverteilung mehr Iterationsschritte benötigt, um zu einer konvergenten Lösung zu gelangen.

Die mit dem Verfahren erreichbare Messgenauigkeit wird in Anhang A.3 durch eine eindimensionale Fehlerabschätzung ermittelt. Die Messfehler sind abhängig von der Wandstärke zwischen Kühlbohrung und Oberfläche sowie dem äußeren Wärmeübergangskoeffizienten und betragen etwa 7% bis 10%. Eine detaillierte Darstellung findet sich im Anhang.

Erweiterung zur Messung der Sekundärströmungseinflüsse

Um den Einfluss der Rauigkeit auf die schaufelfußnahen und von Sekundärströmungen beeinflussten Bereiche der Hochdruckschaufel untersuchen zu können, wird das bereits erläuterte

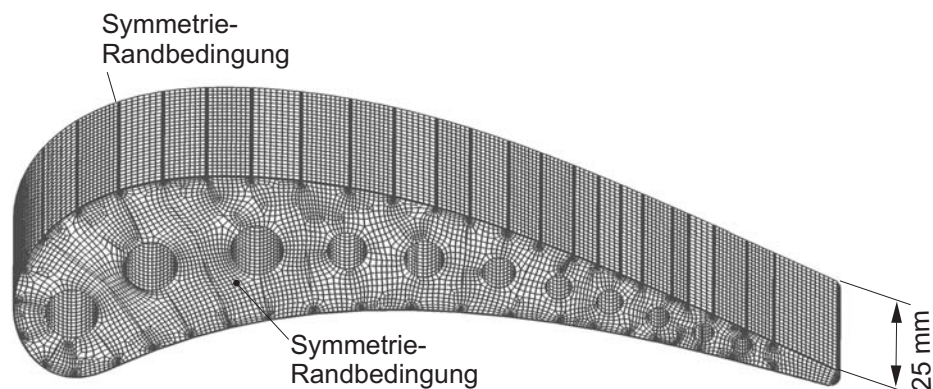


Abb. 3.19: Erweiterung des Finite-Elemente-Modells zur Erfassung der Sekundärströmungseinflüsse

Verfahren erweitert. Die in Kapitel 3.1.3 beschriebene Zwischenwand wird hierzu in den Kanal eingebaut und zusammen mit den Sekundärwirbeln im Kanal traversiert (siehe Abb. 3.18). In Voruntersuchungen wurde durch Ölanstrichbilder sichergestellt, dass sich der Einfluss der Sekundärwirbel auf eine Entfernung kleiner 20 mm von der Zwischenwand beschränkt. Beginnend an der Position in der Mitte des Kanals ($z = 0$) wird die verschiebbare Wand in Abständen von 1 mm über eine Distanz von 25 mm von der Messebene wegbewegt und bei jeder Position das Temperaturprofil mit den 46 Thermoelementen gemessen. Die Kühlwassermassenströme und -temperaturen werden während dieser Zeit konstant gehalten. Es ergibt sich so eine flächige Temperaturverteilung mit insgesamt 1196 (46×26) Messstellen, die nun für die Bestimmung der Wärmeübergangsverteilung analog dem bereits beschriebenen Verfahren bereitsteht.

Durch die notwendige Erweiterung des Finite-Elemente-Modells in die dritte Dimension kommen zwei neue Randbedingungen an den Seitenflächen des Modells hinzu (siehe Abb. 3.19). Wie nachfolgend erläutert wird, kann für beide Seiten in guter Näherung eine Symmetrierandbedingung angenommen werden. Im Falle, in dem die Zwischenwand direkt an der Messebene in der Mitte des Kanals positioniert ist, herrscht zu beiden Seiten der Wand der gleiche Strömungszustand und die Temperaturverteilung in der Messschaukel ist symmetrisch zur Messebene. Die Symmetrierandbedingung ist hier somit gültig. Im anderen Fall, bei der die Zwischenwand im Abstand von 25 mm zur Messebene positioniert ist, ist die Strömung zu beiden Seiten der Messebene über einen großen Bereich zweidimensional. Auch hier kann in guter Näherung eine Symmetrierandbedingung gewählt werden.

4 Experimentelle Untersuchungen

Nachdem der verwendete Versuchsaufbau genau beschrieben und die erweiterte Messtechnik vorgestellt und bewertet wurden, ist die Untersuchung des Rauigkeitseinflusses auf die transitionale Grenzschicht an Turbinenschaufeln nun mit hoher Genauigkeit möglich. Im Mittelpunkt steht dabei die Bestimmung der äußeren Wärmeübergangsverteilungen an den bereits in Kapitel 3.1.2 geometrisch charakterisierten Hoch- und Niederdruckturbinenleitgittern bei jeweils variierender Oberflächenrauigkeit. Da in der Turbine grundsätzlich stark turbulente Strömungen vorherrschen, gilt auch dem überlagerten Einfluss von Turbulenz und Rauigkeit besondere Aufmerksamkeit. Hierzu werden in der Anströmung des jeweiligen Schaufelgitters unterschiedliche Turbulenzintensitäten eingestellt. Durch die hochauflösenden Wärmeübergangsmessungen im Mittelschnitt kann schließlich für jede Rauigkeit und jeden Anströmzustand sowohl das Wärmeübergangsniveau in den laminaren und turbulenten Grenzschichtbereichen als auch die Startstelle der Transition sehr genau ermittelt werden (siehe Kapitel 4.2 und 4.3). Für ausgewählte Fälle werden die Mittelschnittmessungen am Hochdruckgitter durch zusätzliche Messungen im von Sekundärströmungen beeinflussten, wandnahen Bereich ergänzt.

Neben den Wärmeübergangsverteilungen müssen auch die Randbedingungen mit hoher Genauigkeit bekannt sein, um die gewonnenen Daten interpretieren und für die spätere Modellentwicklung und Validierung nutzen zu können. Neben der bereits im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Rauigkeitsgeometrie, muss insbesondere die Turbulenz der Anströmung hinsichtlich Intensität und Spektrum charakterisiert werden. Die hierzu erforderlichen Messungen sowie eine Überprüfung der Anströmung hinsichtlich Homogenität über den Anströmquerschnitt sind deshalb zunächst Gegenstand dieses Kapitels.

4.1 Strömungsgrößen in der Anströmung

Da die Instrumentierung der Messschaufeln ausschließlich in einem schmalen Band um den Mittelschnitt erfolgt, wird dort eine zweidimensionale Umströmung des Schaufelprofils vorausgesetzt (vgl. Kapitel 3.2). Dazu muss zunächst gewährleistet werden, dass in der Anströmung im Bereich $-25 \text{ mm} \leq z \leq 25 \text{ mm}$ über dem Querschnitt der Messstrecke konstante Strömungsgrößen vorliegen. Die Überprüfung dieser Voraussetzung gelingt mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie (vgl. Kapitel 3.2.1) durch Messung der Geschwindigkeitsverteilung im Anströmquerschnitt. Abbildung 4.1 gibt eine Übersicht über die möglichen Positionen, in denen die Hitzdrahtsonde zu diesem Zweck in z -Richtung traversiert werden kann.

Die genaue Untersuchung und statistische Beschreibung der Turbulenz in der Anströmung in Abhängigkeit der eingebauten Turbulenzgitter vervollständigen schließlich die Charakterisierung der Anströmrandbedingung.

4.1.1 Verteilung der mittleren Geschwindigkeit

In der Anströmung des Schaufelgitters kann die Freistromturbulenz durch den Einbau verschiedener Turbulenzgitter sowie den Einbau von Honigwaben im Beruhigungsbehälter variiert werden (vgl. Kapitel 3.1.1). Es ist nun für alle diese Konfigurationen zu überprüfen, ob eine gleichmäßige Anströmung gewährleistet ist. Insbesondere ist bei eingebauten Turbulenzgittern sicherzustellen, dass die Nachläufe der Gitterstäbe bis zum Eintritt in das Schaufelgitter wieder vollständig ausgemischt und in regellose Turbulenzbewegungen übergegangen sind.

Die Messungen werden 205 mm stromab der in Position 1 eingebauten Turbulenzgitter durchgeführt, da dies etwa dem kürzest möglichen Abstand zwischen Turbulenzgitter und Schaufelgitter entspricht (Abb. 4.1). Die Traversierung der Hitzdrahtsonde über der Kanalbreite erfolgt in drei verschiedenen Höhen (y -Positionen), wobei an jedem Ort aus dem Zeitsignal der Geschwindigkeit der Mittelwert U und die Standardabweichung $u_{rms} = \sqrt{u'^2}$ ermittelt werden.

Abbildung 4.2 zeigt die gemessenen Verläufe der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit für die unterschiedlichen Konfigurationen der Einlaufstrecke. Zur Darstellung der Ergebnisse werden die Geschwindigkeiten auf eine mittlere Geschwindigkeit U_m bezogen, die sich aus dem arithmetischen Mittel der Werte im Bereich $-20 \text{ mm} \leq z \leq 20 \text{ mm}$ ergibt. Aufgrund ihrer Konstruktion kann die Sonde nur im Bereich zwischen $z = -20 \text{ mm}$ und $z = 50 \text{ mm}$ verschoben werden, was jedoch wegen des symmetrischen Kanals zur Beurteilung der Anströmprofile ausreichend ist.

Ohne eingebautes Turbulenzgitter und ohne Honigwaben in der Beruhigungsstrecke ergibt sich der in Abb. 4.2 im obersten Diagramm gezeigte Verlauf. In allen drei Kanalhöhen werden sehr gleichmäßige Geschwindigkeitsprofile gemessen. Im interessierenden Bereich zwischen $-25 \text{ mm} \leq z \leq 25 \text{ mm}$ ist U weitestgehend konstant. Gut erkennbar ist auch die Seitenwandgrenzschicht, die eine Dicke von etwa 20 mm besitzt. Auf die Untersuchung der Geschwindigkeitsprofile bei eingebauten Honigwaben wird verzichtet, da sich durch die Honigwaben eher eine weitere Vergleichmäßigung der Profile einstellen wird.

Mit eingebauten Turbulenzgittern können die Geschwindigkeiten im interessierenden Bereich

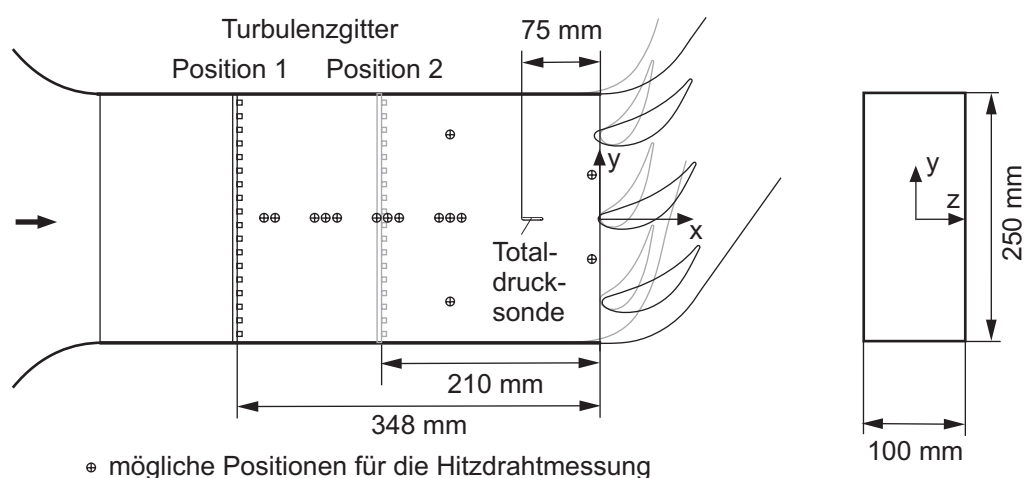


Abb. 4.1: Mögliche Einbaupositionen des Turbulenzgitters und der Hitzdrahtsonde

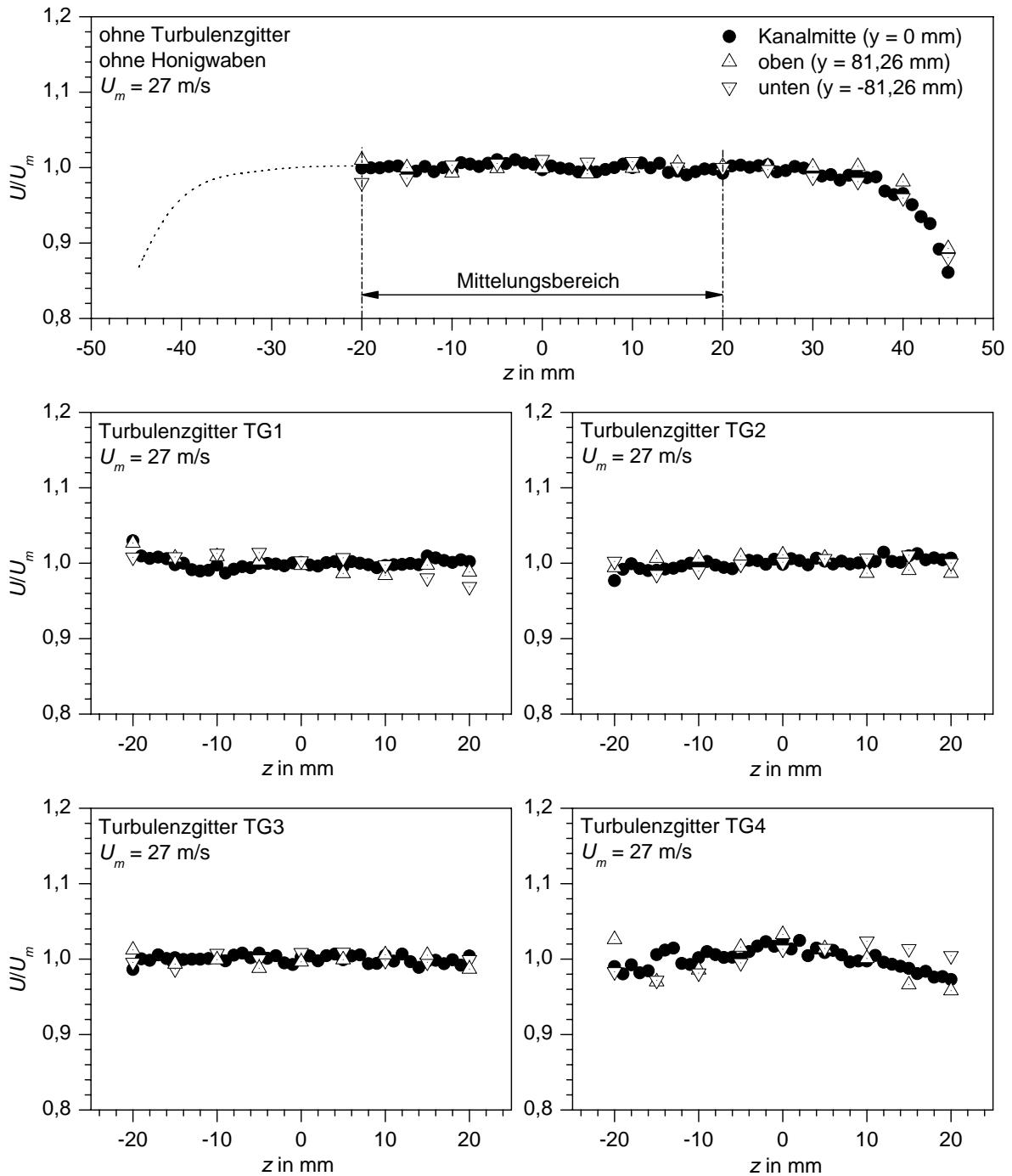


Abb. 4.2: Geschwindigkeitsverteilungen in der Anströmung 205 mm stromab der Turbulenzgitter

ebenfalls als konstant angesehen werden. Lediglich das Turbulenzgitter TG4 zeigt noch geringe Auswirkungen der Nachläufe der Gitterstäbe. Da dieses Turbulenzgitter jedoch nur in Einbauposition 1 verwendet wird, kann davon ausgegangen werden, dass sich das Geschwindigkeitsprofil bis zum Eintritt in das Schaufelgitter noch vollständig vergleichmäßigt. Die Untersuchungen von Roach (1987) bestätigen diese Annahme; demnach kann 10 Maschenweiten stromab eines Turbulenzgitters von einer homogenen Geschwindigkeitsverteilung ausgegangen werden. Für

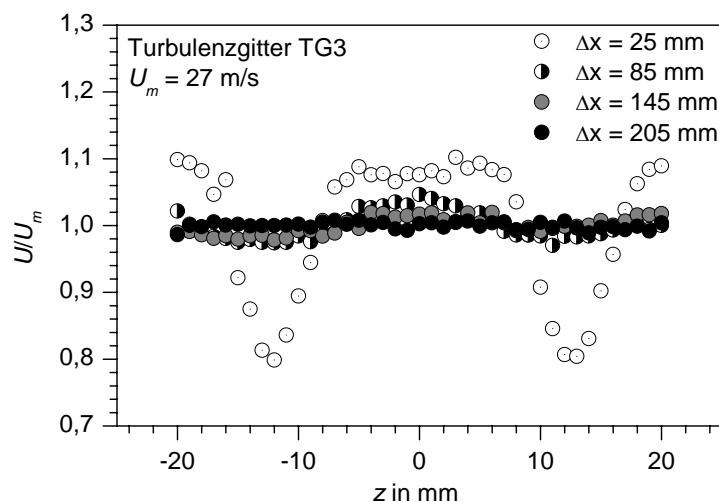


Abb. 4.3: Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung stromab von Turbulenzgitter TG3

Turbulenzgitter TG4 ist dies nach 250 mm der Fall.

Bei eingebautem Turbulenzgitter TG3 werden zusätzliche Messungen durchgeführt, da dieses Gitter auch in Position 2 zur Anwendung kommt und sich damit nur 210 mm stromauf des Schaufelgitters befindet. Kritisch ist dabei die Anordnung der Totaldrucksonde zur Bestimmung des Betriebspunktes (vgl. Kapitel 3.1.1). Die Sonde muss zwischen Schaufelgitter und Turbulenzgitter so angeordnet werden, dass weder die Stromaufwirkung des Schaufelgitters, noch die Nachläufe des Turbulenzgitters eine Auswirkung auf die Totaldruckmessung haben. Abbildung 4.3 zeigt die Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung stromab des Turbulenzgitters TG3. Im Abstand von 25 mm zum Turbulenzgitter sind noch deutlich die Nachläufe der einzelnen Gitterstäbe zu erkennen. Mit zunehmendem Abstand vergleichmäßigt sich das Geschwindigkeitsprofil soweit, dass im Abstand von 205 mm eine konstante mittlere Geschwindigkeit in der Kernströmung vorherrscht. Bei Einbauposition 2 befindet sich das Turbulenzgitter nur 135 mm stromauf der Totaldrucksonde. Die dort vorhandene Geschwindigkeitsverteilung ist bereits weitgehend ausgeglichen, dennoch wird die Totaldrucksonde etwas außermittig bei $z = -18 \text{ mm}$ positioniert, da die dort gemessene Geschwindigkeit genau der mittleren Geschwindigkeit entspricht.

4.1.2 Verteilung der Schwankungsgeschwindigkeiten

Obwohl eine über den Kernquerschnitt konstante zeitlich gemittelte Geschwindigkeit für alle Anströmzustände gewährleistet werden kann, muss die Verteilung der Schwankungsgeschwindigkeiten zusätzlich überprüft werden. Da die Turbulenzproduktion in den Scherschichten im Nachlauf der Gitterstäbe bzw. in der Grenzschicht der Kanalwände erfolgt, sind die turbulenten Geschwindigkeitsanteile in geringem Abstand zu den Turbulenzgittern nicht gleichverteilt und erfahren erst mit steigendem Abstand eine Homogenisierung.

In Abb. 4.4 sind die Verläufe von $u_{rms} = \sqrt{\overline{u'^2}}$ für die Fälle ohne und mit Turbulenzgitter gezeigt.

Die Bezugsgröße $u_{rms,m}$ berechnet sich aus dem Mittelwert der u_{rms} -Werte im Bereich $-20 \text{ mm} \leq z \leq 20 \text{ mm}$. Aufgrund der zahlreichen Messpunkte wurde für diese Messungen eine relativ kurze Messdauer von jeweils 10 Sekunden gewählt. Obwohl hierdurch die Messungenauigkeit zunimmt, genügt diese für eine Bewertung der Schwankungsverteilungen.

Für den Fall ohne Turbulenzgitter und ohne Honigwaben ergeben sich in den drei Kanalhöhen gleichartige Verläufe der Schwankungsgeschwindigkeiten. Im Bereich der Wandgrenzschichten ist aufgrund der dort sehr großen Geschwindigkeitsgradienten und der damit verbundenen erhöhten Turbulenzproduktion, ein starker Anstieg zu beobachten. Im zentralen Strömungsgebiet ist jedoch die gewünschte, gleichmäßige Verteilung der u_{rms} -Werte erkennbar. Die maximalen Abweichungen vom Mittelwert betragen etwa $\pm 5\%$ und sind größtenteils auf die erhöhte Messungenauigkeit zurückzuführen. Deutlich wird dies vor allem durch die unrealistisch großen Unterschiede zwischen zwei benachbarten Messpunkten. Mit eingebauten Honigwaben wurde die Verteilung der Schwankungsgeschwindigkeiten nicht überprüft. Aus physikalischer Sicht liegt jedoch die Vermutung nahe, dass sich ähnlich gleichmäßige Verläufe ergeben.

Die u_{rms} -Verläufe bei eingebauten Turbulenzgittern zeigen im Kernquerschnitt der Anströmung ebenfalls in guter Näherung konstante Schwankungsgeschwindigkeiten. Die größten Abweichungen vom Mittelwert treten bei den Turbulenzgittern TG1 und TG4 auf und betragen nur etwa $\pm 5\%$. Für die folgende Charakterisierung der Turbulenz genügen deshalb Messungen in der Mitte des Kanals ($z = 0$) in unterschiedlichen Abständen zum Turbulenzgitter.

4.1.3 Turbulenzintensität und spektrale Verteilung

Die Beschreibung der turbulenten Fluktuationen u' in der Anströmung des Schaufelgitters geschieht in erster Linie durch die Turbulenzintensität Tu , die ein Maß für die kinetische Energie der Fluktuationen ist. Da die Turbulenz stromab eines Turbulenzgitters in guter Näherung isentrop ist, können die mittleren Schwankungsgeschwindigkeiten in den unterschiedlichen Raumrichtungen gleichgesetzt werden ($\sqrt{\overline{u'^2}} = \sqrt{\overline{v'^2}} = \sqrt{\overline{w'^2}}$) und es folgt:

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{U} = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{U} = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U}, \quad (4.1)$$

mit der turbulenten kinetischen Energie $k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$.

Der Turbulenzgrad Tu kann damit direkt aus einer Hitzdrahtmessung der u -Geschwindigkeitskomponente bestimmt werden. Wie in Kapitel 3.1.1 gezeigt wurde, ist Tu bei Turbulenzgittern mit rechteckförmigen Stäben lediglich eine Funktion des Abstandes zum Turbulenzgitter sowie der Stabbreite und ist in erster Näherung unabhängig von der Reynoldszahl (vgl. Roach (1987)).

Da eventuell Sekundäreffekte dennoch zu einem Reynoldszahleinfluss führen können und auch die Hintergrundturbulenz ohne Turbulenzgitter für die Untersuchungen genutzt werden soll, muss der Reynoldszahleinfluss überprüft werden. Hierzu werden Hitzdrahtmessungen bei unterschiedlichen, mit der Kanalbreite $H = 100 \text{ mm}$ gebildeten Reynoldszahlen $Re_H = U \cdot H / \nu$

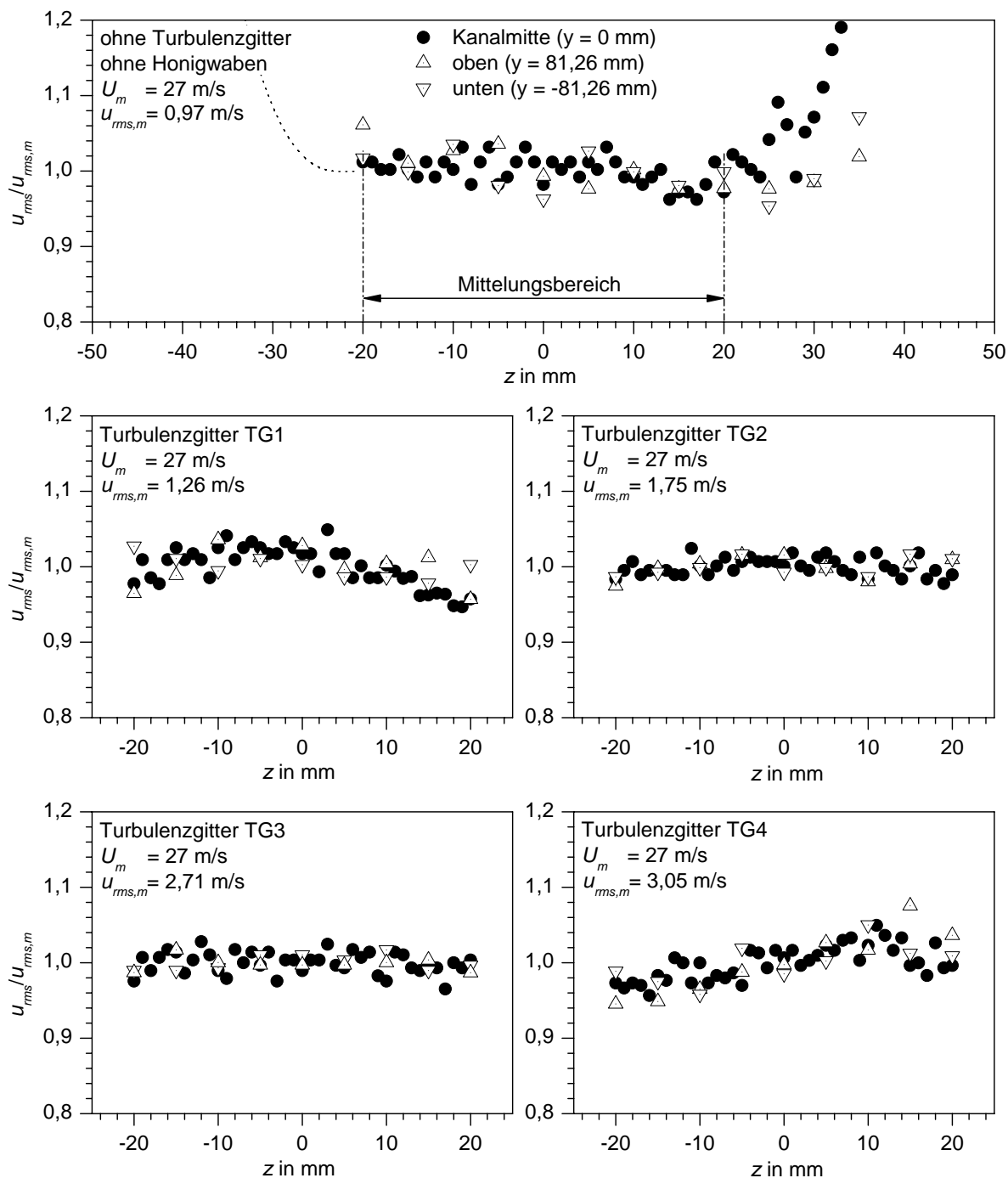


Abb. 4.4: Verteilungen der Schwankungsgeschwindigkeiten 205 mm stromab der Turbulenzgitter

durchgeführt. Abbildung 4.5 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen, welche die Reynoldszahl-unabhängigkeit bestätigen. Lediglich für die beiden Turbulenzgitter TG3 und TG4 ist bei den größten Reynoldszahlen eine leichte Abnahme des Turbulenzgrades zu beobachten, was jedoch mit großer Wahrscheinlichkeit auf Messfehler zurückzuführen ist. Da diese beiden Gitter sehr hohe Turbulenzgrade an der Messstelle erzeugen ($Tu > 15\%$), treten Geschwindigkeitsmaxima auf, die eine Extrapolation der Kalibrierkurve der Hitzdrahtsonde erfordern (vgl. Kapitel 3.2.1).

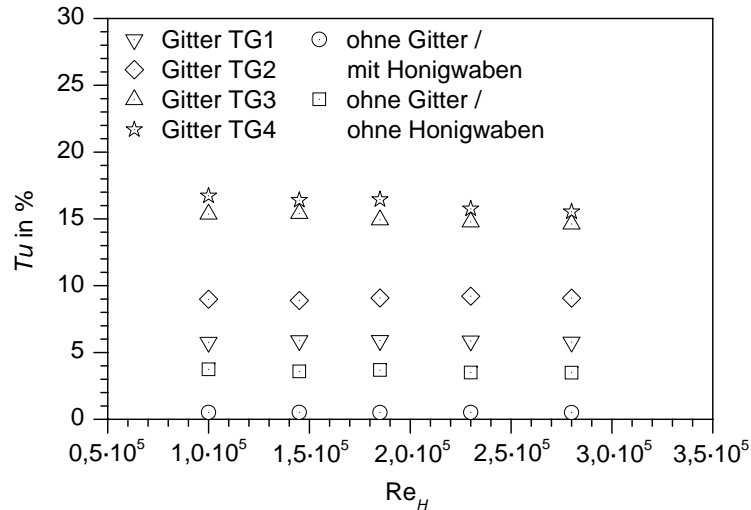


Abb. 4.5: Abhängigkeit des Turbulenzgrades von der Reynoldszahl

Alle weiteren Messungen werden deshalb bei einer mittleren Reynoldszahl durchgeführt, so dass die auftretenden Geschwindigkeitsminima und -maxima noch von der Kalibrierung abgedeckt werden.

Turbulenzintensität

Die Bestimmung des Turbulenzgrades erfolgt an unterschiedlichen Stellen zwischen Einbauposition 1 der Turbulenzgitter und dem Eintritt in das Schaufelgitter. Die Hitzdrahtsonde befindet sich dabei bis auf eine Ausnahme in der Mitte des Kanals auf Höhe der mittleren Schaufel ($z = 0$, $y = 0$). Die Messung mit dem kleinsten Abstand zum Schaufelgitter erfolgt bei $y = 40,6$ mm, um eine Beeinflussung durch die stark inhomogene Geschwindigkeitsverteilung in der Nähe der Schaufelvorderkante zu vermeiden. Die Messungen werden sowohl bei eingebautem Hochdruck- als auch bei eingebautem Niederdruckschaufelgitter durchgeführt.

Abbildung 4.6 zeigt das Abklingverhalten der Turbulenz für die Fälle mit und ohne Turbulenzgitter. Weiße Symbole repräsentieren Messungen bei installiertem Hochdruckschaufelgitter, grau ausgefüllte Symbole stehen für Messungen bei installiertem Niederdruckschaufelgitter. Ohne Turbulenzgitter ergibt sich bei eingebauten Honigwaben eine konstante Hintergrundturbulenz von $Tu_1 = 0,4\%$ (der Index 1 bezeichnet Werte am Eintritt in das Schaufelgitter). Werden die Honigwaben in der Beruhigungsstrecke entfernt, so erhöht sich die Hintergrundturbulenz auf $Tu_1 = 3,5\%$. Bei eingebauten Turbulenzgittern zeigt sich aufgrund der starken turbulenten Dissipation hinter den Gittern eine mit dem Abstand rasch abklingende Turbulenz. Sind die Turbulenzgitter in Position 1 eingebaut, so ergeben sich für die vier Gitter TG1, TG2, TG3 und TG4 Turbulenzgrade Tu_1 von 3,5%, 4,6%, 7,0% bzw. 8,0% am Schaufelgittereintritt. Befindet sich Gitter TG3 in Einbauposition 2, so resultiert in der Eintrittsebene des Schaufelgitters ein Turbulenzgrad von $Tu_1 = 10\%$. Ein interessanter Fall entsteht dadurch, dass der Turbulenzgrad von 3,5% sowohl ohne als auch mit Turbulenzgitter TG1 erreicht werden kann. Die Turbulenzspektren unterscheiden sich in beiden Fällen jedoch sehr stark, wodurch der Einfluss der spektralen Verteilung getrennt vom Turbulenzgrad untersucht werden kann. Weiterhin ist die gute Über-

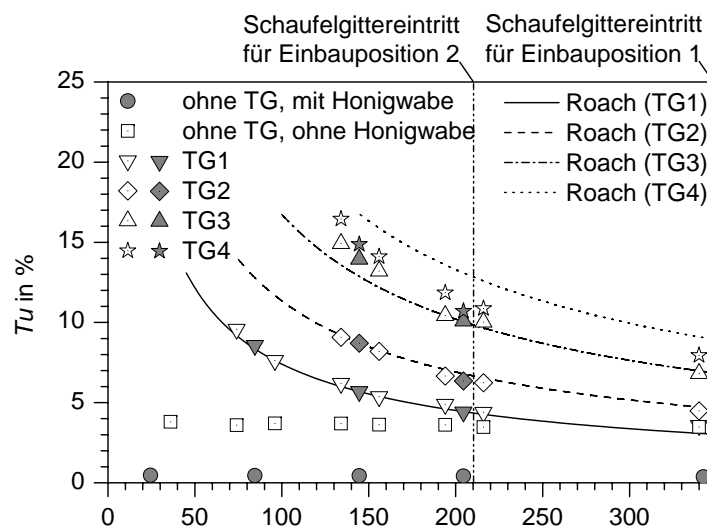


Abb. 4.6: Abklingverhalten des Turbulenzgrades und Vergleich mit der Korrelation von Roach (1987)

einstimmung der Turbulenzmessungen bei eingebautem Hoch- und Niederdruckschaufelgitter (weiße bzw. graue Symbole) unmittelbar ersichtlich und zeigt die Unabhängigkeit der Anström-turbulenz vom stromab vorhandenen Schaufelgitter. Tabelle 4.1 fasst die Turbulenzgrade in der Eintrittsebene der Schaufelgitter für alle Konfigurationen zusammen.

Abbildung 4.6 beinhaltet auch einen Vergleich zwischen den Messungen und der Korrelation von Roach (1987) (siehe Gl. 3.1). Außer bei Turbulenzgitter TG4 werden die Abklingverläufe der Turbulenzintensität sehr gut von der Korrelation wiedergegeben. Die zu groß vorhergesagte Turbulenzintensität bei TG4 liegt sehr wahrscheinlich an der bei diesem Gitter vorhandenen hohen Versperrung durch die Gitterstäbe von etwa 64% des Kanalquerschnitts. Dieser hohe Versperrungsgrad überschreitet damit den für die Korrelation zulässigen Bereich, der eine maximale Versperrung von 50% erlaubt.

Turbulenzspektrum und Längenmaße

Nachdem die Intensität der Turbulenz am Eintritt in das Schaufelgitter für alle Anströmkonfigurationen bekannt ist, soll in diesem Abschnitt die spektrale Verteilung der Turbulenzenergie genauer betrachtet werden. Grundlage sind Hitzdrahtmessungen der u -Geschwindigkeitskomponente an einer festen Position 205 mm stromab von Einbauposition 1 der Turbulenzgitter sowie das bereits ermittelte Abklingverhalten der Turbulenz.

Eine wichtige Aussage über die Turbulenzstruktur erlaubt das eindimensionale Frequenzspektrum $E_1(f)$, welches durch eine Fourier-Transformation des Zeitsignals $u'(t)$ gewonnen wird:

$$X(f) = \int_0^T u'(t) \cdot e^{-i2\pi ft} dt . \quad (4.2)$$

Damit ergibt sich das Spektrum der Energiedichte zu:

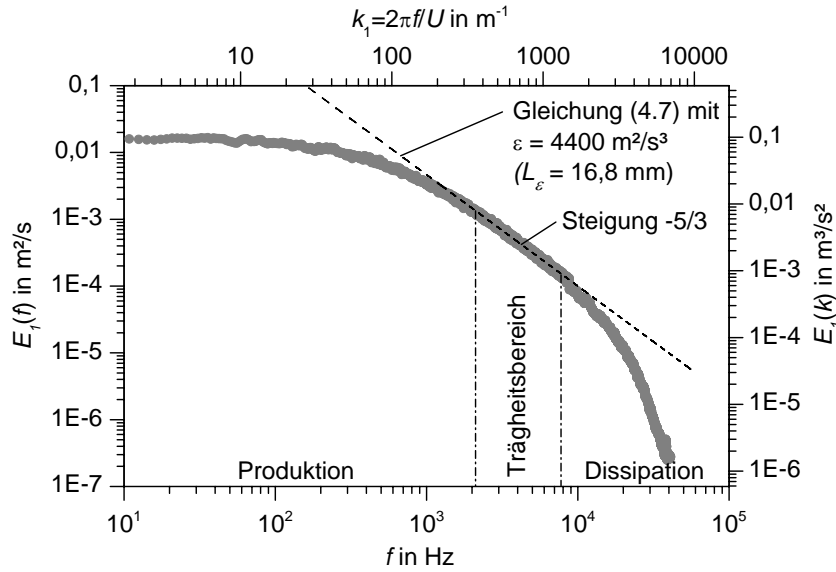


Abb. 4.7: Energiespektrum der Turbulenz 205 mm stromab von Gitter TG3

$$E_1(f) = \frac{2 \cdot X^*(f) \cdot X(f)}{T} \quad (4.3)$$

mit der konjugiert komplexen Fouriertransformierten $X^*(f)$. Häufig wird anstatt der Frequenz f auch die Wellenzahl $k_1 = 2\pi f/U$ verwendet. Das eindimensionale Wellenzahlspektrum ist dann

$$E_1(k_1) = \frac{U \cdot E_1(f)}{2\pi}, \quad (4.4)$$

wobei

$$\overline{u'^2} = \int_0^\infty E_1(k_1) dk_1 = \int_0^\infty E_1(f) df. \quad (4.5)$$

Abbildung 4.7 zeigt beispielhaft das eindimensionale Turbulenzspektrum in einem Abstand von 205 mm stromab des Gitters TG3¹. Im Bereich der kleinen Frequenzen bzw. der großen Turbulenzelemente wird der Hauptströmung Energie entzogen und damit Turbulenzenergie produziert. In einem Kaskadenprozess wird die Energie der großen Wirbel dann an immer kleinere Wirbel weitergereicht. Im sog. Trägheitsbereich (*inertial subrange*), erfolgt ausschließlich eine Verschiebung der Energie von den großskaligen hin zu immer kleineren Wirbeln. In diesem Bereich wird weder Turbulenzenergie produziert, noch dissipiert. Im Bereich der hochfrequenten, kleinen Wirbel wird die Turbulenzenergie schließlich dissipiert und in innere Energie umgewandelt. Die Dissipationsrate ε ist ein Maß dafür, wie schnell die Energie der großen Turbulenzelemente über den Kaskadenprozess an die kleineren Wirbel weitergereicht und schließlich

¹ Die gezeigten Spektren entstanden aus Mittelung einer Vielzahl von Einzelspektren mehrerer Hitzdrahtmessungen. Eine Abtastrate von 100 kHz bei einer Messdauer von 60 s zeigte sich ausreichend, um die Spektren zu erfassen.

dissipiert wird. Ihr Betrag wird durch die großen Turbulenzelemente bestimmt, obwohl die Dissipation selbst bei den kleinsten Wirbeln stattfindet. Unter der Voraussetzung isotroper Turbulenz lässt sich ε aus dem eindimensionalen Wellenzahlspektrum berechnen (Hinze (1975)):

$$\varepsilon = 15\nu \int_0^\infty k_1^2 E_1(k_1) dk_1 . \quad (4.6)$$

In der Praxis wird jedoch meist eine etwas andere Methode zur Bestimmung von ε gewählt, da diese geringere Anforderungen an die Messgenauigkeit stellt. Ames und Moffat (1990) verwenden dazu folgende Beziehung, um das Energiespektrum im Trägheitsbereich zu beschreiben:

$$E_{1,tb}(k_1) = \frac{18}{55} 1,62 \varepsilon^{2/3} k_1^{-5/3} . \quad (4.7)$$

Durch Variation von ε wird Gl. 4.7 mit dem gemessenen Spektrum im Trägheitsbereich in Übereinstimmung gebracht und es ergibt sich damit die Dissipationsrate (siehe Abb. 4.7). Sowohl die turbulente kinetische Energie k als auch deren Dissipationsrate ε werden durch die großen Turbulenzelemente bestimmt, so dass sich mit diesen zwei Größen ein Längenmaß der energietragenden Wirbel definieren lässt:

$$L_\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} = \frac{3\sqrt{6}Tu^3U^3}{4\varepsilon} . \quad (4.8)$$

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung dieses Längenmaßes besteht in der Analyse des Abklingverhaltens der Turbulenz stromab der Turbulenzgitter. Der Vorteil dieser Methode ist, dass damit der gesamte Verlauf des Längenmaßes stromab der Turbulenzgitter erfasst wird und somit auch ein Wert in der Eintrittsebene des Schaufelgitters gefunden werden kann. Wie zuvor diskutiert wurde, kann in genügendem Abstand vom Turbulenzgitter von einer homogenen Turbulenzverteilung in der Anströmung ausgegangen werden. Da zudem in der Anströmung des Schaufelgitters keine Geschwindigkeitsgradienten in der Kernströmung auftreten, findet stromab der Turbulenzgitter keine Produktion oder Diffusion von Turbulenzenergie statt. Die Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und die Dissipationsrate ε können dann stark vereinfacht werden:

$$\frac{dk}{dx} = -\frac{\varepsilon}{U} \quad (4.9)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = -c_2 \frac{\varepsilon^2}{Uk} , \quad (4.10)$$

mit $c_2 = 1,92$ (vgl. Kapitel 5.2.1).

Werden nun mit Hilfe der Gleichungen (4.1) und (4.8) k und ε durch Tu und L_ε ersetzt, so lässt sich das Differentialgleichungssystem (Gln. (4.9) und (4.10)) unter Angabe der entsprechenden Randbedingungen $Tu_1 = Tu(x_1)$ und $L_{\varepsilon,1} = L_\varepsilon(x_1)$ lösen. Damit ergibt sich das Abklingverhalten des Turbulenzgrades:

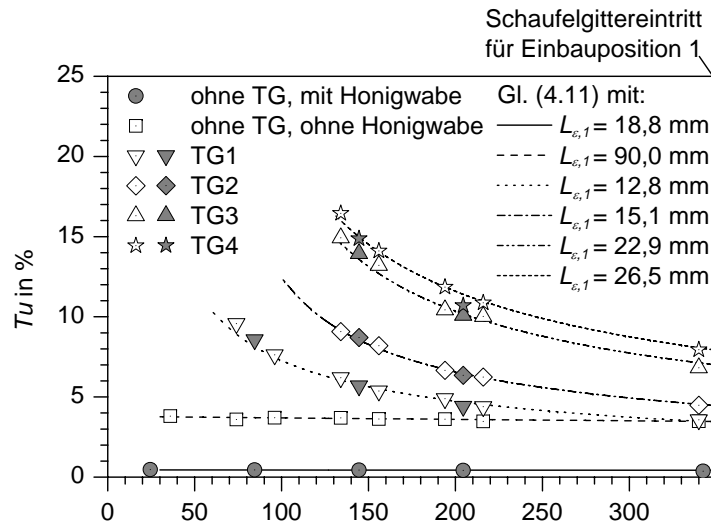


Abb. 4.8: Abklingverhalten des Turbulenzgrades und Vergleich mit Gleichung 4.11

$$Tu(x) = Tu_1 \left[\frac{\sqrt{6}Tu_1 \left(\frac{2L_{\epsilon,1}}{\sqrt{6}Tu_1} + (x - x_1)(c_2 - 1) \right)}{2L_{\epsilon,1}} \right]^{\frac{1}{2-2c_2}} \quad (4.11)$$

Um hiermit das Längenmaß im Einströmquerschnitt des Schaufelgitters zu erhalten, wird als Anfangsbedingung der zuvor bestimmte Turbulenzgrad Tu_1 verwendet und das Längenmaß $L_{\epsilon,1}$ solange angepasst, bis der mit Gl. 4.11 berechnete Turbulenzgradverlauf dem gemessenen entspricht. Abbildung 4.8 zeigt die berechneten Verläufe und die zugehörigen Längenmaße $L_{\epsilon,1}$ für die unterschiedlichen Turbulenzgitter sowie die Fälle ohne Gitter.

Mit bekanntem Turbulenzgradverlauf hinter dem Turbulenzgitter lässt sich nun der Verlauf des Längenmaßes $L_{\epsilon}(x)$ in der Anströmung des Schaufelgitters berechnen:

$$L_{\epsilon}(x) = \frac{1}{2} \sqrt{6} Tu(x) \left[\frac{2L_{\epsilon,1}}{\sqrt{6}Tu_1} + (x - x_1)(c_2 - 1) \right] \quad (4.12)$$

Abbildung 4.9 zeigt die Entwicklung des Längenmaßes L_{ϵ} stromab der vier Turbulenzgitter. Es ist zu beobachten, dass L_{ϵ} mit wachsendem Abstand zum Turbulenzgitter ansteigt. Dies ist damit zu erklären, dass zunächst die kleineren Wirbel über den Kaskadenprozess zerfallen und dissipiert werden, während die größten Turbulenzelemente eine relativ lange Lebensdauer besitzen. Das Längenmaß der energietragenden Wirbel verschiebt sich somit zu immer größeren Werten. Weiterhin ist in Abb. 4.9 die sehr gute Übereinstimmung der aus dem Abklingverhalten und aus dem Spektrum bestimmten Längenmaße an einer Stelle 205 mm stromab der Turbulenzgitter zu sehen. Auf eine Darstellung der Längenmaße für die Fälle ohne Gitter wird hier verzichtet, da diese weitgehend konstant sind. Tabelle 4.1 fasst die Turbulenzintensitäten und Längenmaße in der Eintrittsebene der Schaufelgitter zusammen.

Eine Übersicht der Spektren aller Turbulenzgitter sowie für die beiden Fälle ohne Gitter ist in

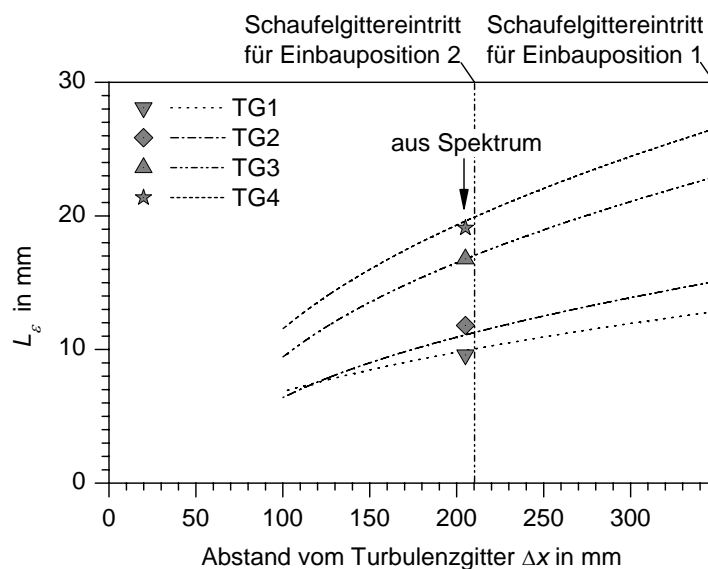


Abb. 4.9: Verlauf des Längenmaßes L_ϵ in der Anströmung des Schaufelgitters

Abb. 4.10 zeigt. Dargestellt sind Spektren, die mit dem integralen Längenmaß² Λ normiert sind. Ähnlich wie das Längenmaß der energietragenden Turbulenzelemente L_ϵ , beschreibt das integrale Längenmaß die großskaligen Wirbel im Spektrum, wobei $L_\epsilon > \Lambda$. Es entspricht der Fläche unter der Autokorrelationsfunktion des Zeitsignals $u'(t)$, kann jedoch auch aus dem ein-dimensionalen Energiespektrum gewonnen werden (siehe Hinze (1975)), da:

$$\Lambda = \frac{U}{4u'^2} \lim_{f \rightarrow 0} E_1(f) = \frac{\pi}{2u'^2} \lim_{k_1 \rightarrow 0} E_1(k_1). \quad (4.13)$$

In Abb. 4.7 ist der waagrechte Verlauf des Spektrums für kleine Frequenzen ersichtlich, so dass eine Extrapolation für $f \rightarrow 0$ auf einfache Weise möglich ist und das integrale Längenmaß Λ gefunden werden kann.

Die normierten Spektren lassen sich nun mit dem von Kármán-Modellspektrum vergleichen, welches für isotrope Turbulenz und kleine Wellenzahlen bis in den Trägheitsbereich Gültigkeit besitzt (von Kármán (1948)):

$$\frac{UE_1(f)}{u'^2\Lambda} = 4 \left[1 + \left(\frac{8}{3} \pi \frac{f \cdot \Lambda}{U} \right)^2 \right]^{-5/6}. \quad (4.14)$$

Es ist unmittelbar ersichtlich, dass die Spektren der vier Turbulenzgitter dem Verlauf des von Kármán-Spektrums folgen und dass ein Trägheitsbereich existiert. Gleiches ist der Fall, wenn kein Turbulenzgitter und keine Honigwaben im Kanal vorhanden sind. Werden jedoch Honigwaben in der Beruhigungsstrecke montiert, so ergibt sich ein stark abweichendes Spektrum ohne ausgeprägten Trägheitsbereich. Die starken Abweichungen im Bereich kleiner Frequenzen lassen hier auf eine stark anisotrope Turbulenzstruktur schließen.

² In der Literatur auch häufig mit Makrolängenmaß bezeichnet.

Tabelle 4.1: Turbulenzgrößen in der Eintrittsebene der Schaufelgitter

Gitter	Einbau- position	Stabbreite in mm	Maschenweite in mm	Versperrung in %	Tu_1 in %	$L_{\varepsilon,1}$ in mm
mit Honigwabe	-	-	-	-	0,4	18,8
ohne Honigwabe	-	-	-	-	3,5	90,0
TG1	1	2,2	10	39	3,5	12,8
TG2	1	4,0	14	49	4,6	15,1
TG3	1	6,9	25	48	7,0	22,9
TG4	1	10,0	25	64	8,0	26,5
TG3	2	6,9	25	48	10,0	17,0

Unter der Voraussetzung, dass ein Trägheitsbereich im Spektrum existiert, lassen sich mit Hilfe der von Mayle et al. (1998) hergeleiteten Beziehungen sowie dem gemessenen Turbulenzgrad und dem Längenmaß L_ε weitere Längenmaße bestimmen, die unterschiedliche Bereiche des Spektrums charakterisieren. Das Längenmaß der kleinskaligen Wirbel, bei denen ein Maximum an Energie dissipiert wird, ist das Kolmogorov-Längenmaß

$$\eta = \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} . \quad (4.15)$$

Mit steigender Reynoldszahl verschiebt sich das Dissipationsmaximum zu immer kleineren Turbulenzelementen, so dass η abnimmt. Ähnlich verhält sich das Mikrolängenmaß³ λ , welches ebenfalls mit dem dissipativen Teil des Spektrums verknüpft ist (vgl. Tennekes und Lumley (1972)):

$$\lambda = \sqrt{15v \frac{\overline{u'^2}}{\varepsilon}} = \sqrt{15} \sqrt{\overline{u'^2}} \left(\frac{\eta^2}{\varepsilon} \right)^{1/3} \quad (4.16)$$

mit $\lambda > \eta$. Üblicherweise wird mit λ eine Turbulenz-Reynoldszahl definiert:

$$Re_\lambda = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}} \lambda}{\nu} , \quad (4.17)$$

welche als Verhältnis der Zeitskalen großskaliger zu kleinskaliger Wirbel angesehen werden kann. Da die großen Wirbel in erster Näherung unabhängig von der Reynoldszahl sind, nehmen die Abmessungen der kleinsten Turbulenzelemente mit steigendem Re_λ ab. Schließlich lässt sich hiermit noch eine Beziehung zur Bestimmung des integralen Längenmaßes Λ ableiten (siehe Mayle et al. (1998)):

$$\Lambda = 0,0777 \eta \left(1 + \frac{90}{Re_\lambda} \right)^{2/9} \left(1 + \frac{24}{Re_\lambda} \right) Re_\lambda^{3/2} . \quad (4.18)$$

³ Häufig auch Taylor-Mikrolängenmaß

Im Gegensatz zum Längenmaß der energietragenden Turbulenzelemente L_ε sind die Längenmaße Λ , λ und η von der Anströmreynoldszahl abhängig. Die Angabe der entsprechenden Werte erfolgt deshalb für die unterschiedlichen Anströmbedingungen der beiden Schaufelgitter in den Tabellen 4.2 und 4.3 der folgenden Kapitel.

Mit der Angabe der Turbulenzintensität und der entsprechenden Längenmaße ist nun die Turbulenz in der Anströmung ausreichend beschrieben und kann zur Bewertung der Messergebnisse und als Randbedingung bei der Modellentwicklung und Validierung verwendet werden. Für die meisten Zwei-Gleichungs-Turbulenzmodelle genügt dabei die Angabe der Turbulenzintensität und des Längenmaßes der energietragenden Wirbel L_ε (vgl. Kapitel 5.2). Zusätzlich setzen diese Modelle jedoch einen ausgeprägten Trägheitsbereich im Turbulenzspektrum voraus, was für fast alle Anströmbedingungen gezeigt werden konnte. Eine Ausnahme bildet lediglich die Konfiguration mit Honigwaben ohne Turbulenzgitter. Die Angabe der übrigen Längenmaße Λ , λ und η ist insbesondere wichtig für die Bewertung des Staupunktwärmeübergangs und des laminaren Wärmeübergangs in den folgenden Kapiteln. Die Startstelle der Transition ist in erster Näherung abhängig von der Turbulenzintensität. Für eine genauere Analyse ist jedoch auch hier die Betrachtung der Längenmaße notwendig.

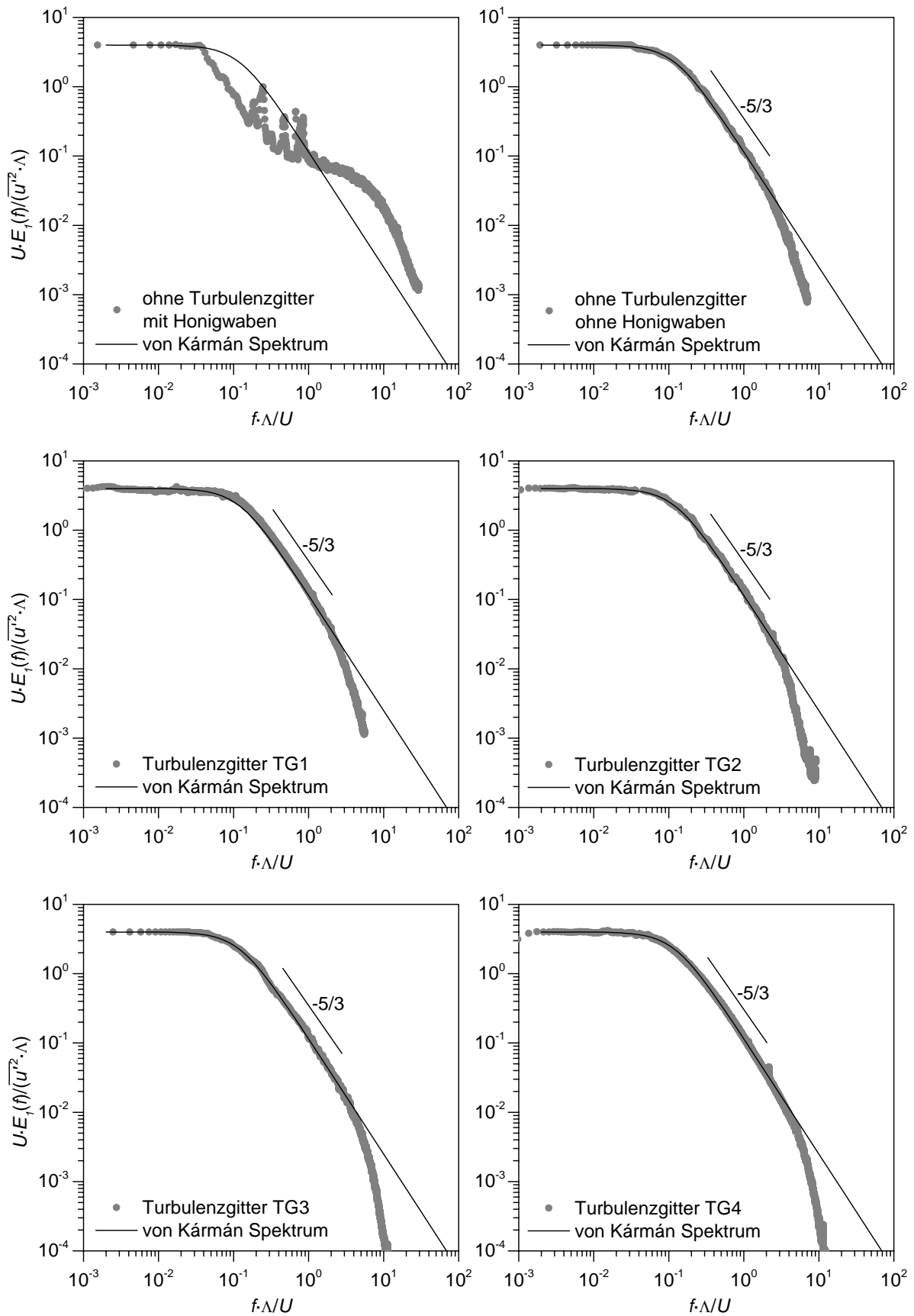


Abb. 4.10: Turbulenzspektren in der Anströmung der Schaufelgitter

4.2 Hochdruckturbinenleitgitter

Nachdem die gleichmäßige Anströmung der Schaufelgitter erfolgreich gezeigt wurde, können nun die Wärmeübergangsuntersuchungen am ersten der beiden Schaufelgitter, dem Hochdruckleitgitter, durchgeführt werden. Auch wenn das eigentliche Ziel die Untersuchung des Rauigkeitseinflusses ist, werden außer den 14 unterschiedlichen Oberflächen auch die Anströmreynoldszahl und -turbulenz über einen weiten, für Turbomaschinen realitätsnahen Bereich variiert. Die große Anzahl unterschiedlicher Betriebspunkte erlaubt die Erfassung überlagerter Effekte von Rauigkeit und Turbulenz und erleichtert eine allgemeingültige Modellentwicklung. Für jede der rauen Oberflächen werden deshalb Messungen bei 20 verschiedenen Anströmzuständen durchgeführt, die sich aus vier unterschiedlichen Reynoldszahlen und fünf Turbulenzgraden zusammensetzen. Eine Ausnahme bildet die Oberfläche HDT_80, bei der nur eine Auswahl von 9 Betriebspunkten betrachtet wird. Tabelle 4.2 zeigt eine Übersicht der realisierten Anströmzustände und deren Bezeichnungen. Die jeweiligen Randbedingungen sind durch die Anströmreynoldszahl $Re_1 = U_1 c / \nu$, die Anströmmachzahl Ma_1 , den Turbulenzgrad Tu_1 und die zugehörigen turbulenten Längenmaße charakterisiert. Zusätzlich sind in der Tabelle die isentrope Abströmreynoldszahl $Re_{2,is}$ und die entsprechende Abströmmachzahl $Ma_{2,is}$

Tabelle 4.2: Untersuchte Betriebspunkte des Hochdruckleitgitters

Testfall	Re_1 $\cdot 10^{-5}$	$Re_{2,is}$ $\cdot 10^{-5}$	Ma_1	$Ma_{2,is}$	Tu_1 in %	$L_{\epsilon,1}$ in mm	$\Lambda_{x,1}$ in mm	λ_1 in mm	η_1 in mm	Re_λ
x-0-2-1	0,9	3,5	0,05	0,21	3,5	90,0	36,9	4,62	0,186	159
x-0-2-2	0,9	3,5	0,05	0,21	3,5	12,8	7,1	1,76	0,116	60
x-0-2-3	0,9	3,5	0,05	0,21	4,6	15,1	7,7	1,65	0,097	75
x-0-2-4	0,9	3,5	0,05	0,21	7,0	22,9	10,2	1,64	0,078	114
x-0-2-5	0,9	3,5	0,05	0,21	8,0	26,5	11,4	1,66	0,074	130
x-0-3-1	1,4	5,5	0,08	0,32	3,5	90,0	35,4	3,72	0,134	198
x-0-3-2	1,4	5,5	0,08	0,32	3,5	12,8	6,5	1,41	0,083	74
x-0-3-3	1,4	5,5	0,08	0,32	4,6	15,1	7,1	1,33	0,070	93
x-0-3-4	1,4	5,5	0,08	0,32	7,0	22,9	9,6	1,32	0,056	142
x-0-3-5	1,4	5,5	0,08	0,32	8,0	26,5	10,8	1,33	0,053	162
x-0-4-1	2,2	8,8	0,11	0,5	3,5	90,0	34,1	2,96	0,095	249
x-0-4-2	2,2	8,8	0,11	0,5	3,5	12,8	6,0	1,12	0,059	93
x-0-4-3	2,2	8,8	0,11	0,5	4,6	15,1	6,7	1,06	0,050	117
x-0-4-4	2,2	8,8	0,11	0,5	7,0	22,9	9,2	1,05	0,040	178
x-0-4-5	2,2	8,8	0,11	0,5	8,0	26,5	10,4	1,06	0,038	204
x-0-5-1	2,5	10	0,12	0,55	3,5	90,0	33,8	2,79	0,087	263
x-0-5-2	2,5	10	0,12	0,55	3,5	12,8	5,9	1,06	0,054	99
x-0-5-3	2,5	10	0,12	0,55	4,6	15,1	6,6	1,00	0,046	123
x-0-5-4	2,5	10	0,12	0,55	7,0	22,9	9,1	0,99	0,037	189
x-0-5-5	2,5	10	0,12	0,55	8,0	26,5	10,3	1,00	0,035	216

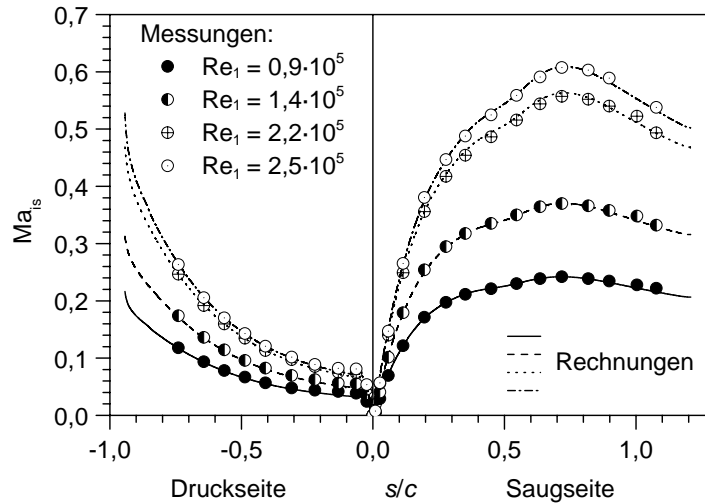


Abb. 4.11: Machzahlverteilung entlang der Saug- und Druckseite des Hochdruckprofils

gegeben. Zum Erreichen der größten Reynoldszahl ($Re_1 = 2,5 \cdot 10^5$) wird eine Anströmtemperatur $T_{tot,1} = 340$ K eingestellt, die Messungen bei allen anderen Reynoldszahlen werden bei $T_{tot,1} = 350$ K durchgeführt.

Im nachfolgenden Kapitel werden zunächst die gemessenen Schaufeldruckverteilungen in Abhängigkeit der Anströmreynoldszahl gezeigt. Diese sind notwendig, um eine Nachrechnung der Schaufelumströmung mit Hilfe von numerischen Simulationen zu überprüfen. Zudem wird die Druckverteilung als Randbedingung für das in Kapitel 5 vorgestellte Grenzschichtrechenverfahren benötigt. In Kapitel 4.2.2 folgen schließlich die Ergebnisse der Wärmeübergangsunter-suchungen im Mittelschnitt, welche in Kapitel 4.2.3 durch die Messungen in Schauffel-fußnähe komplettiert werden.

4.2.1 Schaufeldruckverteilung

Die Erfassung der Druckverteilung entlang der Schaufeloberfläche erfolgt mit der in Kapitel 3.2.2 vorgestellten Druckmessschaufel. Es werden bei allen vier Reynoldszahlen Messungen durchgeführt, bei zunächst geringer Freistromturbulenz (ohne Turbulenzgitter). Die Präsentation der Ergebnisse geschieht in Form von dimensionslosen Mach- und Reynoldszahlverteilungen, die sich unter Annahme isentroper Zustandsänderung aus der Druckverteilung berechnen lassen:

$$Ma_{is} = \frac{U_\infty(s)}{\sqrt{\kappa R T_{stat}(s)}} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{P_{stat}(s)}{P_{tot}} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1 \right]}. \quad (4.19)$$

Abbildung 4.11 zeigt die gemessenen Machzahlverteilungen, welche sich bei den vier unterschiedlichen Anströmreynoldszahlen einstellen. Zum Vergleich sind die mit einem Euler-Verfahren berechneten Machzahlverteilungen aufgeführt, welche in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Messwerten liegen. Insbesondere im Bereich der Hinterkante, wo konstruktiv

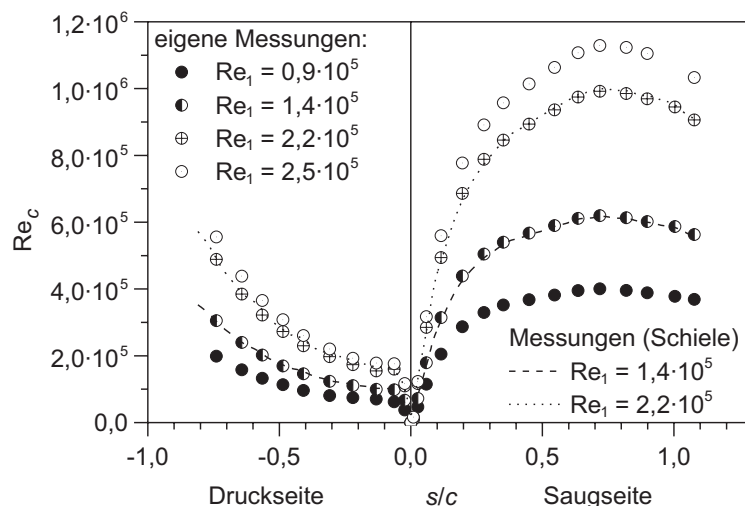


Abb. 4.12: Reynoldszahlverlauf entlang der Saug- und Druckseite des Hochdruckprofils

bedingt keine Druckmessbohrungen angeordnet werden können, dienen die berechneten Werte als Ergänzung. Die maximalen Machzahlen treten auf der Saugseite bei der größten Anströmreynoldszahl auf und betragen etwa $Ma_{iS} = 0,6$.

Wird die Reynoldszahl $Re_c = U_\infty c / \nu$ zur Darstellung der Verläufe gewählt, so können diese mit den Messungen von Schiele (1999) an einem 1,5-mal kleineren Schaufelgitter sonst gleicher Geometrie verglichen werden. Abbildung 4.12 zeigt die gemessenen Verläufe. Für die beiden Reynoldszahlen $Re_1 = 1,4 \cdot 10^5$ und $Re_1 = 2,2 \cdot 10^5$ sind die Messungen von Schiele (1999) ebenfalls dargestellt. Im Gegensatz zu dem in dieser Arbeit verwendeten Schaufelgitter besteht das Gitter von Schiele (1999) nicht nur aus drei, sondern aus fünf Schaufeln. Die sehr gute Übereinstimmung der Reynoldszahlverläufe beider Schaufelgitter bestätigt das Vorhandensein periodischer Strömungszustände und rechtfertigt die Verwendung von nur drei Schaufeln.

Zusätzliche Messungen bei Turbulenzgraden bis 8% zeigen keinerlei Auswirkungen auf die Druckverteilungen. Das gleiche Verhalten wird von Schiele (1999) beobachtet, wo selbst bei Turbulenzintensitäten von 12,7% keine Änderung in der Druckverteilung zu erkennen ist. Während größere Ablöseblasen durchaus eine Wirkung auf die Druckverteilung zeigen können, wirken sich kurze Ablöseblasen sowie unterschiedliche Grenzschichtzustände (laminar/turbulent) nicht merklich auf die Druckverteilung aus. Beim untersuchten Profil treten nur bei sehr kleinen Reynoldszahlen auf der Saugseite kurze Ablöseblasen auf. Auf der Druckseite liegen ausschließlich anliegende Grenzschichten vor. Weitere Messungen mit aufgeklebtem Stolperdraht, durch den der laminar-turbulente Übergang auf der Saugseite nahe der Schaufelvorderkante ($s/c = 0,25$) erzwungen wird, zeigen ebenfalls keinerlei Auswirkungen auf die Druckverteilung. Es ist deshalb ausreichend, für jede Anströmreynoldszahl unabhängig von der Oberflächenrauigkeit und Freistromturbulenz nur jeweils eine Druckverteilung zu dokumentieren.

Ein wichtiger Parameter für die Grenzschichtentwicklung entlang der Schaufeloberfläche ist der Beschleunigungsparameter K . Jones und Launder (1972) zeigen für glatte Oberflächen, dass bei $K > 3 \cdot 10^{-6}$ eine turbulente Grenzschicht relaminarisiert und eine laminare Grenzschicht nicht in den turbulenten Zustand übergehen kann (vgl. Kapitel 2.2.3). Somit gibt der Parameter

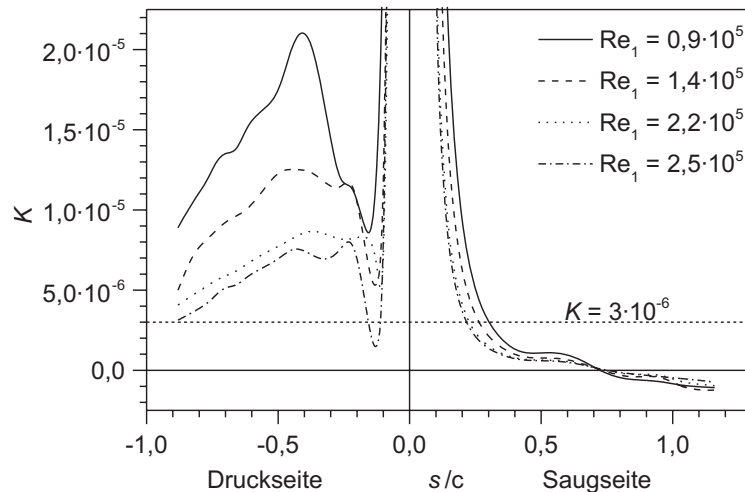


Abb. 4.13: Verlauf des Beschleunigungsparameters entlang der Saug- und Druckseite des Hochdruckprofils

Auskunft darüber, welche Grenzschichtbereiche auch bei hoher Freistromturbulenz mit großer Wahrscheinlichkeit laminar bleiben. Abbildung 4.13 zeigt den Verlauf von K entlang der Schaufeloberfläche. Die umgekehrt proportionale Abhängigkeit des Beschleunigungsparameters von der Reynoldszahl ist deutlich zu erkennen.

Auf der Druckseite ist die Grenzschicht einem stark negativen Druckgradienten ausgesetzt, so dass der Beschleunigungsparameter fast durchgehend Werte über $3 \cdot 10^{-6}$ annimmt. Lediglich bei der größten Reynoldszahl fällt K über eine kurze Distanz unterhalb des kritischen Wertes, was jedoch aufgrund der direkt darauf folgenden starken Beschleunigung nicht zu einem Grenzschichtumschlag führen dürfte. Damit kann — zumindest bei glatter Oberfläche — für alle Betriebspunkte von einer durchgehend laminaren Grenzschicht auf der Druckseite ausgegangen werden.

Der Beschleunigungsparameter auf der Saugseite fällt je nach Reynoldszahl zwischen $s/c = 0,2$ und $s/c = 0,3$ unter den kritischen Wert. Die Grenzschicht wird jedoch weiterhin stark beschleunigt ($K \approx 1 \cdot 10^{-6}$) und erst ab einer bezogenen Lauflänge von $s/c = 0,73$ verzögert. Ein laminar-turbulenter Übergang der Grenzschicht wird deshalb erst nahe $s/c = 0,73$ erwartet. Zumindest für glatte Oberflächen sollte das untersuchte Hochdruckleitschaufelprofil also ausgedehnte Bereiche mit laminaren Grenzschichten aufweisen. Dies wurde in der Arbeit von Schiele (1999) bis zu Turbulenzgraden $Tu_1 = 12,73\%$ eindrucksvoll durch gemessene Wärmeübergangsverteilungen gezeigt. Das Grenzschichtverhalten bei rauen Oberflächen ist bisher nicht bekannt und ist Gegenstand des folgenden Kapitels.

4.2.2 Wärmeübergang im Mittelschnitt

Im Fokus der experimentellen Untersuchungen stehen die äußeren Wärmeübergangsverteilungen im Mittelschnitt der Schaufel an einer glatten sowie 13 rauen Oberflächen. Aufgrund der zweidimensionalen Strömungszustände im Mittelschnitt gehen die Randbedingungen eines je-

den Testfalls eindeutig aus Tabelle 4.2 hervor. Die Definition der jeweiligen Oberfläche ist in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Die Darstellung der Wärmeübergangsverteilungen erfolgt in Form dimensionsloser Nusseltzahlen:

$$\text{Nu}_c(s) = \frac{\alpha(s) \cdot c}{\lambda_{fl}} = \frac{\dot{q}_w(s) \cdot c}{\lambda_{fl} (T_{tot,1} - T_w(s))} \quad (4.20)$$

mit der Sehnenlänge c und der Wärmeleitfähigkeit für Luft λ_{fl} . Als Bezugstemperatur dient, wie in der Praxis üblich, die Totaltemperatur der Luft im Eintrittsquerschnitt des Schaufelgitters.

Zum Vergleich mit existierenden Korrelationen wird außerdem die dimensionslose Darstellung mit Hilfe von Stantonzahlen gewählt. Diese ergeben sich aus dem Verhältnis des lokalen Wandwärmestroms und einer charakteristischen lokalen Enthalpiestromdichte:

$$\text{St}(s) = \frac{\dot{q}_w(s)}{\rho(s) c_p (T_w(s) - T_{ad}(s)) U_\infty(s)} \quad (4.21)$$

Bezugstemperatur ist in diesem Fall die lokale adiabate Wandtemperatur

$$T_{ad} = T_{stat} + r \frac{U_\infty^2}{2c_p} \quad (4.22)$$

mit einem Recoveryfaktor, der bei turbulenten Grenzschichten $r = 0,892$ und bei laminaren Grenzschichten $r = 0,843$ beträgt. Bei den hier betrachteten Bedingungen ist der Unterschied in den Stantonzahlen, der sich aus dieser Variation des Recoveryfaktors ergibt jedoch vernachlässigbar. Es werden daher im Folgenden alle Stantonzahlen mit $r = 0,892$ gebildet.

Im folgenden Kapitel soll als Grundlage für alle weiteren Untersuchungen mit Rauigkeit zunächst das Wärmeübergangsverhalten im Mittelschnitt der glatten Schaufel diskutiert werden. Die anschließend gezeigten Ergebnisse mit rauer Schaufel sind nach dem Einfluss der Rauigkeitshöhe und -dichte auf den laminar-turbulenten Übergang, dem kombinierten Einfluss von Rauigkeit und Turbulenz sowie der Rauigkeitswirkung auf die turbulente Grenzschicht gegliedert.

4.2.2.1 Glatte Schaufeloberfläche

Als Basis für die Beurteilung des Rauigkeitseinflusses dienen die gemessenen Wärmeübergangsverteilungen an der glatten Schaufel (aufgeklebte glatte Folie) bei unterschiedlichen Reynoldszahlen und Turbulenzgraden. Abbildung 4.14 zeigt den Verlauf der Nusseltzahl für zwei verschiedene Anströmreynoldszahlen und unterschiedliche Anströmturbulenz. Im Vorderkantenbereich der Schaufel weist der Wärmeübergang ein Maximum auf, was auf die sehr dünne Grenzschicht zurückzuführen ist. Das Maximum fällt allerdings nicht exakt mit der Position des **Staupunktes** zusammen, sondern ist etwas auf die Saugseite verschoben. Wie eingangs erläutert (vgl. Kapitel 2.2.1) ist dies mit den unterschiedlichen Beschleunigungsverläufen im Vorderkantenbereich zu erklären. Auf der Saugseite ist die Beschleunigung nahe dem Staupunkt

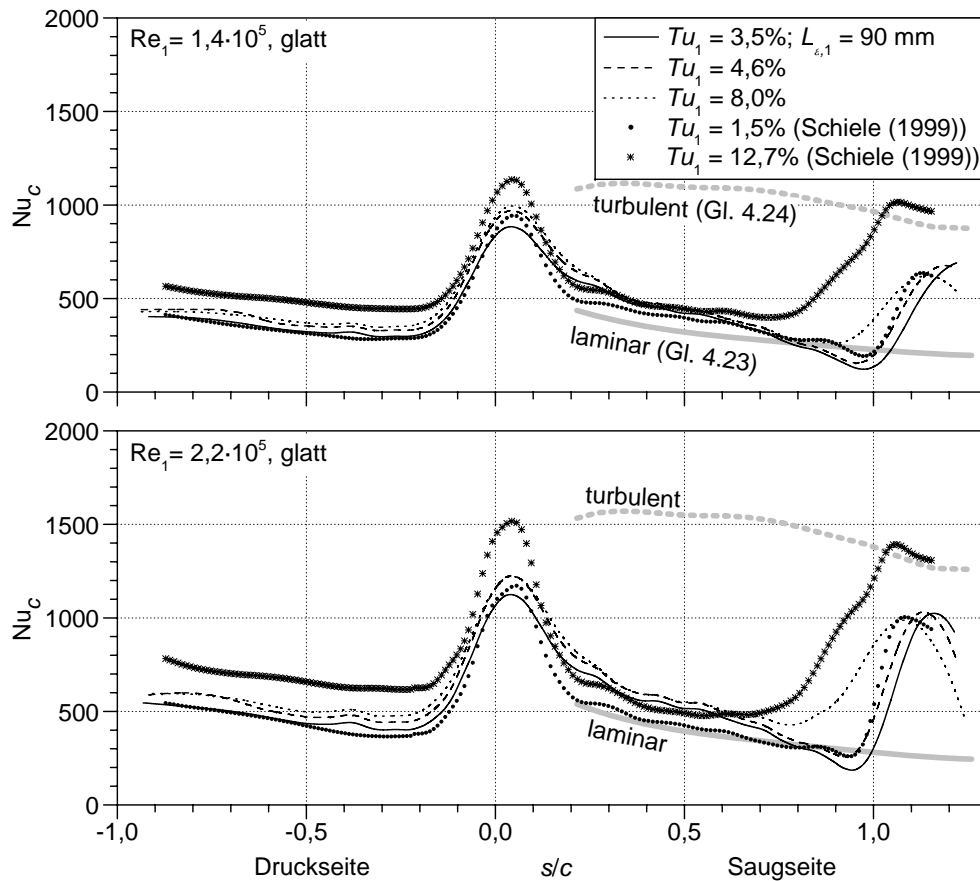


Abb. 4.14: Wärmeübergangsverteilung an der glatten Schaufel bei unterschiedlicher Freistromturbulenz — Vergleich mit Messungen von Schiele (1999)

über einen großen Bereich etwa 35% höher als auf der Druckseite, so dass die minimale Grenzschichtdicke nicht im Staupunkt, sondern etwas versetzt auf der Saugseite vorliegt. Das gleiche Verhalten zeigen die Untersuchungen von Schulz (1986), Dullenkopf (1992) und Schiele (1999), deren Schaufelgeometrien ähnliche Beschleunigungsverläufe im Vorderkantenbereich aufweisen. Im Gegensatz dazu ist das Wärmeübergangsmaximum bei dem von Suslov (2002) untersuchten Profil leicht zur Druckseite hin verschoben, da dort druckseitig nahe der Vorderkante eine höhere Beschleunigung auftritt, als auf der Saugseite.

Mit Hilfe der von Dullenkopf und Mayle (1995) angegebenen Korrelation (Gl. 2.8) lässt sich der Staupunktwärmeübergang hinsichtlich des Turbulenzeinflusses sehr gut bewerten (vgl. Kapitel 2.2.1). Abbildung 4.15 zeigt die mit dem Längenmaß $\sqrt{v/a}$ gebildeten Nusseltzahlen im Staupunktbereich über dem effektiven Turbulenzgrad $Tu_{\lambda,1}$ (Gl. 2.9). Sowohl die Werte von Schiele (1999), als auch die aktuellen Messwerte folgen dem von der Korrelation vorhergesagten Trend. Am Beispiel der Turbulenzintensität $Tu_1 = 3,5\%$, die sowohl mit als auch ohne Turbulenzgitter erreicht wird, ist der Einfluss des turbulenten Längenmaßes besonders gut zu erkennen. Im Fall mit Turbulenzgitter sind die Längenmaße fast eine Größenordnung kleiner als ohne Turbulenzgitter, was zu einem merklichen Anstieg des Staupunktwärmeübergangs führt.

Die Abweichungen der Messwerte von der Korrelation sind geringer als die Streuung der Messdaten, die zur Korrelationsentwicklung von den Autoren herangezogen wurden. Es ist allerdings

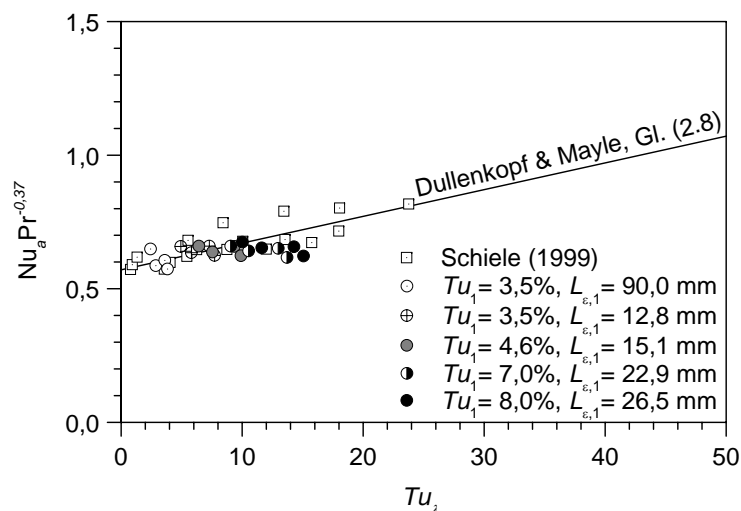


Abb. 4.15: Staupunktwärmeübergang — Vergleich mit der Korrelation von Dullenkopf und Mayle (1995)

zu beachten, dass die hier gemessenen Wärmeübergänge im Staupunktbereich den größten systematischen Fehler aufweisen (etwa 15%). So ist der thermische Kontakt zwischen Schaufelgrundkörper und Metallfolie aufgrund des kleinen Krümmungsradius und der Steifheit der Folie nicht mit der gleichen Qualität herzustellen, wie in den übrigen Schaufelbereichen. Infolgedessen wird unterhalb der Folie eine zu geringe Temperatur gemessen und ein zu kleiner Wärmeübergang bestimmt. In Abb. 4.15 ist dies besonders für die Fälle mit $Tu_1 = 7\%$ und $Tu_1 = 8\%$ zu erkennen.

Auf der **Druckseite** liegen bei allen untersuchten Turbulenzintensitäten durchgehend laminare Grenzschichten vor. Ein Vergleich mit den Messungen von Schiele (1999) für niedrige Anströmturbulenz zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den aktuellen Messungen. Dabei ist anzumerken, dass bei den Messungen von Schiele (1999) eine Glaskeramikschaufel ohne aufgeklebte Folie verwendet wird und das Schaufelgitter um den Faktor 1,5 kleiner ist, als das aktuell verwendete Gitter mit einer Messschaufel aus Titanaluminium. Bei steigendem Turbulenzgrad wächst der Wärmeübergang in der stark beschleunigten Grenzschicht ($K > 3 \cdot 10^{-6}$) an. Beim höchsten in dieser Arbeit untersuchten Turbulenzgrad ($Tu_1 = 8\%$) beträgt der Anstieg etwa 26% im Vergleich zum niedrigsten Turbulenzgrad, die Messungen von Schiele (1999) zeigen bei $Tu_1 = 12,7\%$ sogar einen Anstieg um 60%.

Ähnlich wie im Staupunktbereich ist nicht nur die Turbulenzintensität, sondern auch die spektrale Verteilung der Turbulenzenergie von entscheidender Bedeutung für den Wärmeübergang in der beschleunigten laminaren Grenzschicht (vgl. Kapitel 2.2.2). Durch die Verwendung der von Dullenkopf und Mayle (1995) eingeführten effektiven Turbulenzintensität Tu_λ kann der Einfluss des turbulenten Längenmaßes berücksichtigt werden. Allerdings ist — anders als im Staupunktbereich — die Strömungsbeschleunigung $a = dU_\infty/ds$ auf der Druckseite nicht konstant, sondern wächst mit steigender Lauflänge um etwa eine Größenordnung an. Eine Anwendung der Korrelation von Dullenkopf und Mayle (1995) (Gl. 2.8) ist hier deshalb nicht angebracht. Es empfiehlt sich eher der Vergleich mit einfachen Korrelationen für die unbeschleunigte laminare

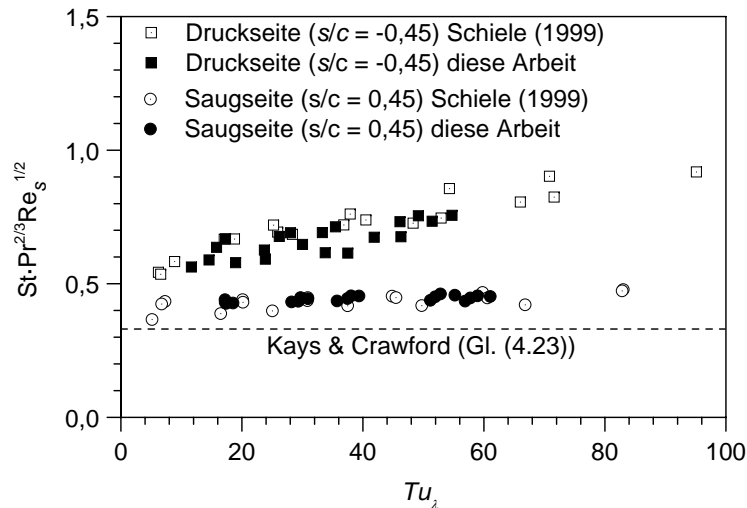


Abb. 4.16: Wärmeübergang in den laminaren Grenzschichtbereichen und Vergleich mit den Daten von Schiele (1999)

Plattengrenzschicht (Kays und Crawford (1993)), da hier der Unterschied zum Wärmeübergang des unbeschleunigten Falls deutlich wird:

$$\text{St} = 0,332\text{Pr}^{-2/3}\text{Re}_s^{-1/2} . \quad (4.23)$$

Abbildung 4.16 zeigt die mit Hilfe von Gl. 4.23 normierten Stantonzahlen ($\text{StPr}^{2/3}\text{Re}_s^{1/2}$) an der Position $s/c = -0,45$ in Abhängigkeit der lokalen effektiven Turbulenzintensität Tu_λ . Wäre die Grenzschicht unbeschleunigt, so würde sich aus Gl. 4.23 ein Wert von 0,332 ergeben. Die hohe Beschleunigung auf der Druckseite führt jedoch dazu, dass diese auf eine Erhöhung der effektiven Freistromturbulenz mit einem deutlichen Anstieg des Wärmeübergangs reagiert. Die von Schiele (1999) gemessenen Werte fügen sich gut in den Verlauf der aktuellen Messwerte ein, obwohl dort sehr unterschiedliche Turbulenzgrade mit etwa halb so großen Längenmaßen $L_{\epsilon,1}$ auftreten.

Im vorderen Bereich der **Saugseite** liegt bis etwa $s/c = 0,7$ ebenfalls eine laminare Grenzschicht vor (Abb. 4.14). Wie auf der Druckseite überschreiten die Stantonzahlen aufgrund der hohen Beschleunigung die Werte unbeschleunigter laminarer Plattengrenzschichten. Der saugseitige laminare Wärmeübergang wird jedoch deutlich weniger von der Freistromturbulenz beeinflusst. Die in Abb. 4.16 gezeigten normierten Stantonzahlen für eine Position $s/c = 0,45$ auf der Saugseite wachsen nur sehr leicht mit steigender Turbulenzintensität, was auf die sehr viel geringere Beschleunigung im Vergleich zur Druckseite zurückzuführen ist.

Die saugseitige laminare Grenzschicht geht aufgrund der Strömungsverzögerung für Lauflängen $s/c > 0,7$ in eine turbulente Grenzschicht über. Dabei tritt die Transition je nach Reynoldszahl und Turbulenzgrad entweder in der freien Scherschicht einer laminaren Ablöseblase auf oder in Form einer Bypass-Transition (vgl. Kapitel 2.2.3). Zur Unterscheidung der beiden Transitionsmodi ist in Abb. 4.14 die Korrelation von Kays und Crawford (1993) für laminaren

Wärmeübergang (Gl. 4.23) als graue durchgezogene Linie eingetragen⁴. Fällt der gemessene Wärmeübergang deutlich unter das von der Korrelation vorhergesagte Niveau, ist dies ein Anzeichen dafür, dass eine Ablösung vorhanden ist (vgl. Schiele (1999)). Zusätzlich durchgeführte Ölanstrichvisualisierungen bestätigen dieses Kriterium. Für Turbulenzgrade $Tu_1 \leq 4,6\%$ liegt auf der Saugseite also bei allen untersuchten Reynoldszahlen eine laminare Ablöseblase vor, was sich durch einen starken Abfall der Stantonzahlen in diesem Bereich bemerkbar macht. Im Wiederanlegepunkt der Ablöseblase ist die Grenzschicht turbulent und sehr dünn, so dass die Stantonzahlen steil ansteigen. Für größere Turbulenzgrade und Reynoldszahlen lässt der Wärmeübergangsverlauf eine Bypass-Transition erkennen, da das laminare Niveau nicht unterschritten wird.

Ein Vergleich mit der entsprechenden Korrelation für unbeschleunigte turbulente Grenzschichten (Kays und Crawford (1993)):

$$St = 0,0287Pr^{-2/5}Re_s^{-1/5} \quad (4.24)$$

zeigt, dass das turbulente Wärmeübergangsniveau nur dann erreicht wird, wenn die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs weit genug stromauf einsetzt und die Transition vor Erreichen der Hinterkante abgeschlossen ist.

4.2.2.2 Einfluss der Rauigkeitshöhe auf die Transition

Zur Erfassung des Rauigkeitseinflusses wird die aufgeklebte glatte Folie durch verschiedene raue Folien ersetzt (vgl. Kapitel 3.1.4). Da zunächst der Einfluss unterschiedlicher Rauigkeitshöhen untersucht werden soll, werden von den rauen Oberflächen mit gleicher Höhe nur jeweils die mit größter äquivalenter Sandkornrauigkeit gewählt (vgl. Tabelle 3.2). Abbildung 4.17 zeigt die Nusseltzahlverläufe ($Nu_c = \alpha c / \lambda$) für acht unterschiedliche Rauigkeitshöhen zwischen $0 \mu\text{m}$ und $80 \mu\text{m}$ bei niedriger Freistromturbulenz und verschiedenen Reynoldszahlen. Die Rauigkeitshöhe einer Oberfläche geht eindeutig aus der jeweiligen Bezeichnung hervor.

Eine Betrachtung der Kurvenverläufe macht deutlich, dass sich die Bereiche mit laminarer Grenzschicht aufgrund einer früher einsetzenden Transition mit steigender Rauigkeit zum Teil stark verkürzen. Gleichzeitig wird jedoch deutlich, dass sich der **laminare Wärmeübergang** in den verbliebenen Gebieten mit laminarer Grenzschicht auf Saug- und Druckseite in keiner Weise durch eine erhöhte Oberflächenrauigkeit ändert. Zunächst erscheint dies überraschend, da die benetzte Oberfläche in den Fällen mit Rauigkeit zwischen 10% und 20% zunimmt. Im laminaren Fall ist der Wärme- und Impulsaustausch direkt oberhalb der Rauigkeitselemente jedoch weiterhin durch den rein diffusiven Transport begrenzt. Eine Verbesserung des Wärmeaustauschs innerhalb der Rauigkeitsunterschicht bewirkt deshalb insgesamt keine Änderung im Wärmeübergang oder im Reibungsbeiwert. Theoretisch wäre eine Beeinflussung durch sehr große Rauigkeiten denkbar, wenn diese eine Änderung der laminaren Grenzschichtprofile hervorrufen. Tatsächlich findet in diesem Fall jedoch zuvor der Übergang in eine turbulente Grenzschicht statt.

⁴ Zur Darstellung werden die Stantonzahlen in Nusseltzahlen umgerechnet: $Nu_c = St \cdot \rho c_p U_\infty(s) c / \lambda_{Luft}$.

Im Bereich der **Schaufelvorderkante** scheint der Wärmeübergang mit der Rauigkeit anzusteigen. Tatsächlich ist dieser Anstieg jedoch nicht eindeutig der Rauigkeit zuzuordnen. Der thermische Kontakt zwischen Schaufel und aufgeklebter Folie ist im Vorderkantenbereich — im Gegensatz zu den übrigen Schaufelbereichen — aufgrund des kleinen Krümmungsradius und der Steifheit der Folie nicht für alle Rauigkeiten identisch. So nimmt die Foliensteifigkeit bei großer Rauigkeit (große Ätztiefe) ab, die Anpresskraft beim Aushärten des Klebstoffs erhöht sich und der thermische Kontakt im Bereich der Vorderkante verbessert sich. Die Wärmeübergänge im Staupunktbereich werden deshalb im Zusammenhang mit der Oberflächenrauigkeit nicht weiter diskutiert, was in den folgenden Diagrammen durch einen schraffierten Bereich angedeutet ist. Es sei an dieser Stelle auf die Untersuchungen anderer Forschungsgruppen verwiesen, die an rauen Zylindern keinen Anstieg des Staupunktwärmeübergangs feststellen können (Achenbach (1977), Van Fossen und Simoneau (1985), Abuaf et al. (1997)).

Die Position der **laminar-turbulenten Transition** auf der Saugseite wird in besonderem Maße durch die Rauigkeitshöhe k beeinflusst. Überschreitet k einen kritischen Wert, der von der Reynoldszahl abhängt, so geschieht die Transition nicht mehr über eine Ablöseblase sondern in Form einer Bypass-Transition. Gleichzeitig verschiebt sich die Startstelle der Transition stromauf. Bei der kleinsten Reynoldszahl $Re_1 = 0,9 \cdot 10^5$ beträgt dieser kritische Wert $k = 45 \mu\text{m}$. Bei $Re_1 = 1,4 \cdot 10^5$ verringert sich die kritische Rauigkeitshöhe auf $k = 40 \mu\text{m}$, bei $Re_1 = 2,2 \cdot 10^5$ auf $k = 20 \mu\text{m}$ und bei der größten Reynoldszahl $Re_1 = 2,5 \cdot 10^5$ bewirkt bereits eine Rauigkeitshöhe von $k = 10 \mu\text{m}$ eine deutlich stromauf einsetzende Transition. Wird die Rauigkeitshöhe weiter angehoben, so verschiebt sich die Startstelle der Bypass-Transition in allen Fällen zunehmend stromauf und erreicht sogar die Schaufelvorderkante. Unterhalb der kritischen Rauigkeitshöhe findet die Transition über eine Ablöseblase statt und ist wenig von der Rauigkeit beeinflusst.

Bei der kleinsten Reynoldszahl ist auffällig, dass die Startstelle der Transition bei der Rauigkeitshöhe $k = 45 \mu\text{m}$ (HDT_45) etwas weiter stromauf einsetzt, als bei $k = 70 \mu\text{m}$ (HDT_70). Wird die Reynoldszahl erhöht, ordnen sich die Startstellen jedoch wie erwartet nach der Rauigkeitshöhe. Auch der Verlauf im transitionalen Bereich weicht bei der Rauigkeit HDT_45 zumindest bei den beiden kleinsten Reynoldszahlen von den übrigen Verläufen ab. Eine genaue Erklärung für dieses Verhalten kann mit Hilfe der vorhandenen Messdaten nicht gegeben werden. Denkbar ist, dass bei dieser Rauigkeit der Elementabstand bzw. die Rauigkeitsdichte gerade so getroffen wurde, dass eine Ausbildung von Turbulenzstreifen unter gewissen Bedingungen (Anströmreynoldszahlen) in besonderem Maße begünstigt wird.

Die Druckseite zeigt sich aufgrund der dort vorhandenen großen Strömungsbeschleunigung (vgl. Abb. 4.13) deutlich weniger von der Rauigkeit beeinflusst. Dennoch findet auch hier bei den größten Reynoldszahlen und großen Rauigkeitshöhen eine Transition statt. Interessanterweise wird der laminar-turbulente Übergang auf Saug- und Druckseite durch die Rauigkeit in Bereiche verschoben, in denen der Beschleunigungsparameter K noch sehr hohe Werte aufweist. Bei den beiden größten Reynoldszahlen und den größten Rauigkeiten verschiebt sich die Startstelle der Transition sogar in Bereiche, in denen $K > 3 \cdot 10^{-6}$ ist und wo bei glatter Wand eine Transition selbst bei großer Freistromturbulenz ausgeschlossen werden kann (vgl. Kapitel 2.2.3).

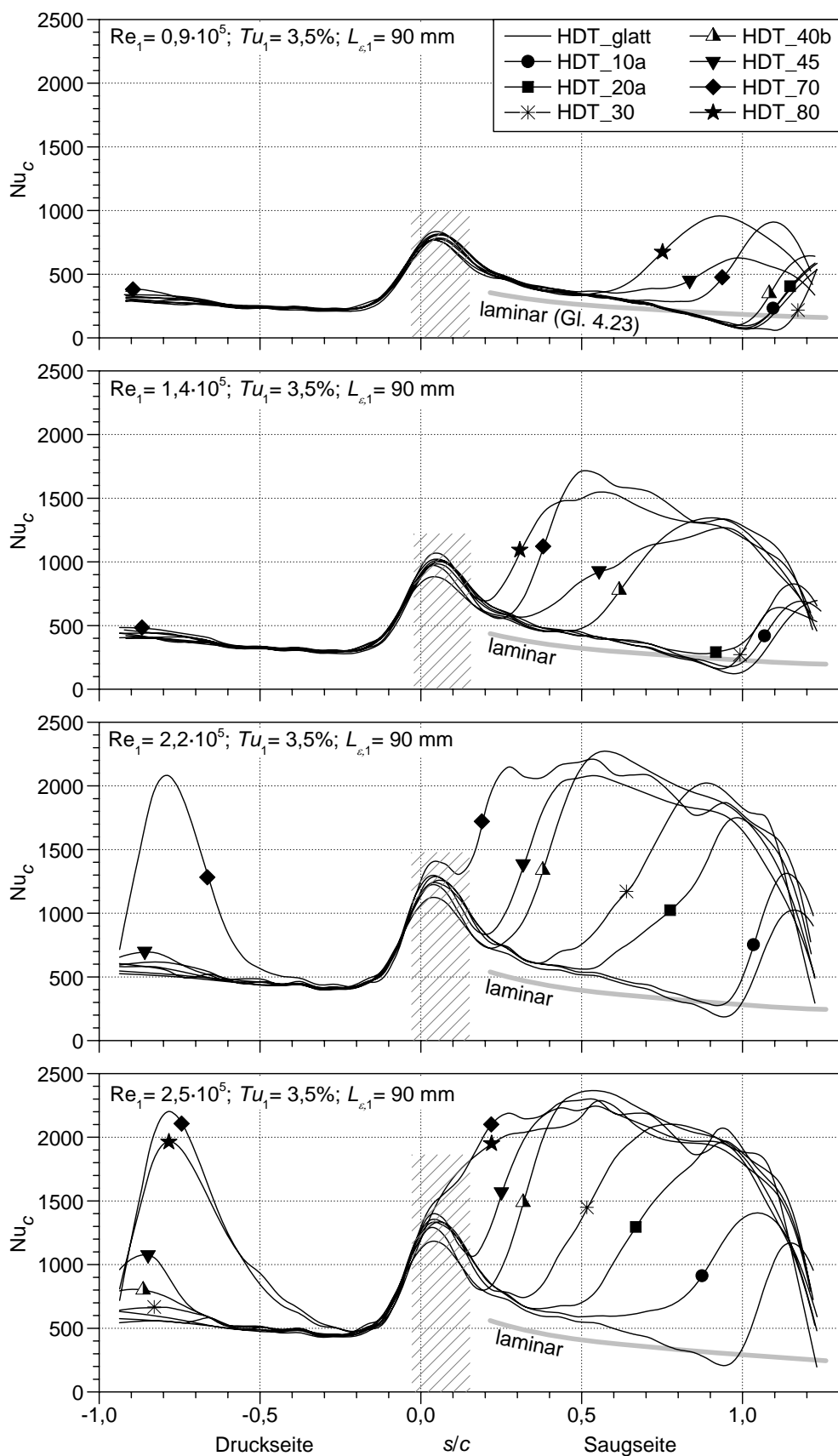


Abb. 4.17: Einfluss der Rauigkeitshöhe auf die Wärmeübergangverteilung bei unterschiedlichen Anströmreynoldszahlen und niedriger Freistromturbulenz ($Tu_1 = 3,5\%$)

Bei der Rauigkeit HDT_30 ist bei der kleinsten Reynoldszahl und Turbulenzintensitäten $Tu_1 < 7\%$ ein beachtenswerter Effekt zu beobachten. Hier findet der saugseitige laminar-turbulente Übergang sogar weiter stromab statt, als bei glatter Oberfläche. Obwohl sowohl bei glatter Oberfläche als auch bei der Rauigkeit HDT_30 etwa an derselben Stelle eine Ablöseblase entsteht, legt sich diese im rauen Fall erst deutlich später wieder an die Oberfläche an. Eine Begründung für dieses Verhalten kann mit den vorliegenden Messungen nicht gegeben werden. Eine genaue Untersuchung an vergrößerten generischen Modellen in zukünftigen Forschungsprojekten wäre interessant, da der beobachtete Effekt u.U. eine Möglichkeit zur passiven Beeinflussung abgelöster Grenzschichten aufzeigt.

Eine weitergehende Analyse der laminar-turbulenten Transition erfordert die Kenntnis der laminaren Grenzschichtprofile an der Startstelle der Transition. Da die laminaren Grenzschichten am untersuchten Hochdruckprofil für alle Betriebspunkte dünner als 1 mm sind, können diese jedoch nicht mit ausreichender Genauigkeit experimentell erfasst werden. Einen Ausweg bietet hier die Berechnung der Grenzschicht mit Hilfe eines Grenzschichtrechenverfahrens. In Kapitel 5.3 werden die experimentellen Ergebnisse zusammen mit den ergänzenden Grenzschichtrechnungen zur Entwicklung eines neuen Transitionsmodells für raue Oberflächen verwendet.

4.2.2.3 Einfluss der Rauigkeitsdichte auf die Transition

Durch Variation der Abstände t_1 und t_2 (Abb. 3.8) zwischen den Rauigkeitselementen wird der Einfluss der Rauigkeitsdichte untersucht. Die Experimente werden für drei unterschiedliche Rauigkeitshöhen ($k = 10 \mu\text{m}$, $k = 20 \mu\text{m}$, $k = 40 \mu\text{m}$) bei jeweils drei verschiedenen Rauigkeitsdichten durchgeführt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden an dieser Stelle nur die Ergebnisse der beiden größeren Rauigkeitshöhen diskutiert. Die vollständige Darstellung aller Testfälle ist in Anhang A.4 zu finden. Zur Charakterisierung der Rauigkeitsdichte dient der von Waigh und Kind (1998) eingeführte Parameter Λ_R , der mit steigender Dichte abnimmt (vgl. Kapitel 3.1.4).

Die Auswirkung unterschiedlicher Rauigkeitsdichten im Bereich $5,7 \leq \Lambda_R \leq 18,7$ für die Höhe $k = 20 \mu\text{m}$ wird aus Abbildung 4.18 ersichtlich. Es wird deutlich, dass der Einfluss bei $\Lambda_R = 5,7$ tendenziell am größten ist und dann mit sinkender Rauigkeitsdichte bzw. steigenden Λ_R -Werten abnimmt. Bei der mittleren Reynoldszahl ($Re_1 = 2,2 \cdot 10^5$) wird dieser Trend bei den Oberflächen HDT_20b und HDT_20c gebrochen, es ist hier jedoch zu beachten, dass in beiden Fällen noch eine Ablöseblase vorhanden ist. Im Falle einer Bypass-Transition sinkt der Einfluss der Rauigkeit dagegen tatsächlich mit steigendem Λ_R .

Weitere Untersuchungen mit höheren Rauigkeitselementen ($k = 40 \mu\text{m}$) zeigen eine ähnliche Abhängigkeit vom Dichteparameter (Abb. 4.19). Auch wenn der Trend nicht ganz eindeutig ist, so scheinen doch die Rauigkeiten mit $\Lambda_R \approx 5 \dots 6$ den größten Einfluss auf die Transition zu haben. Sowohl kleinere, als auch größere Λ_R -Werte führen zu einem sinkenden Rauigkeitseinfluss. Die äquivalente Sandkornrauigkeit scheint dagegen kein geeigneter Parameter für die Beschreibung der Wirkung auf die Transition zu sein. Beispielsweise sind die Sandkornrauigkeiten der Oberflächen HDT_20a und HDT_40a in etwa gleich, ihre Wirkung ist jedoch verschieden. Mit Hilfe weiterer Messungen an der Niederdruckschaufel, bei denen die Rauigkeitsdichte über

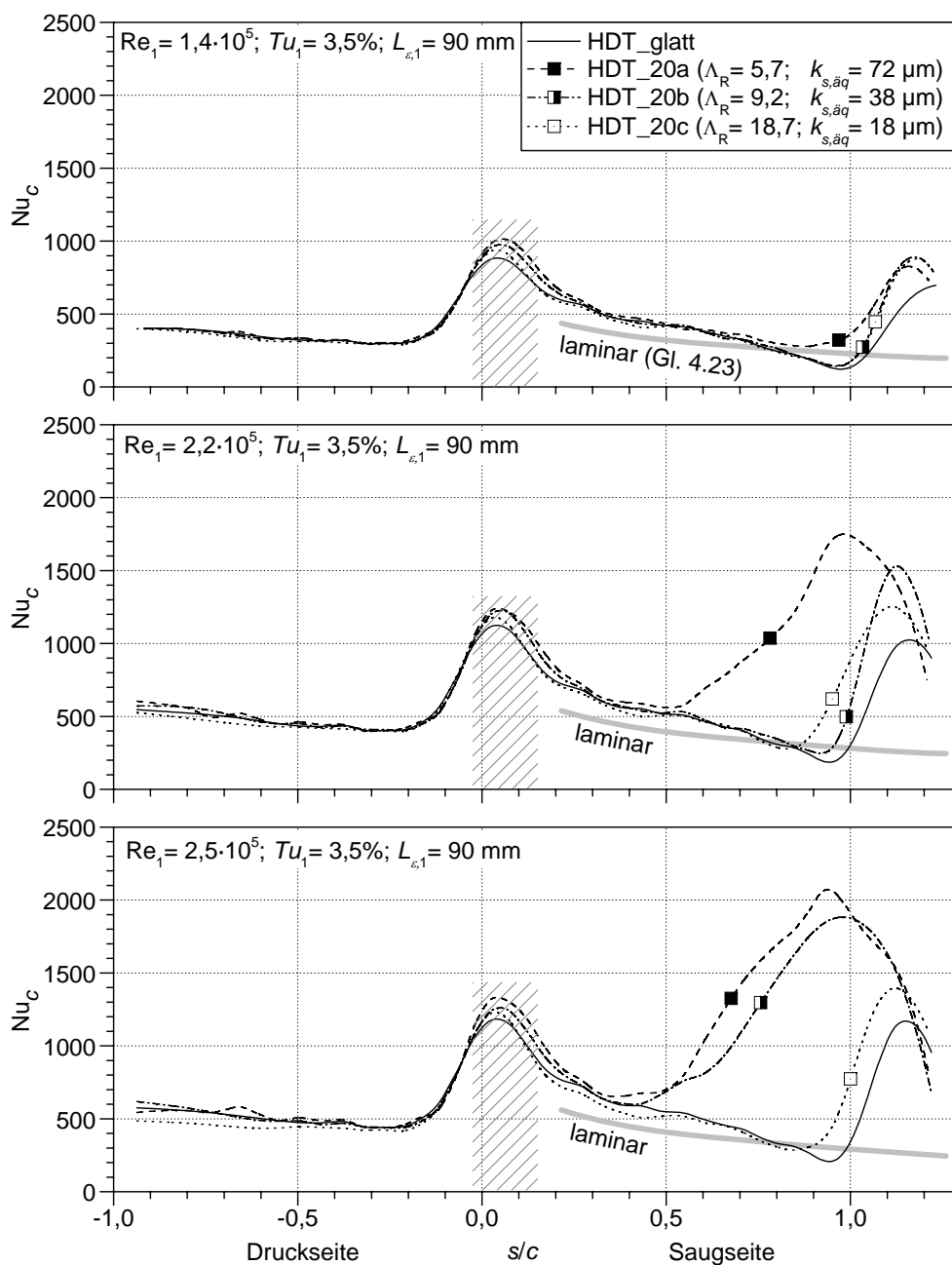


Abb. 4.18: Einfluss der Rauigkeitsdichte auf die Wärmeübergangsverteilung bei $k = 20 \mu\text{m}$ und niedriger Freistromturbulenz ($Tu_1 = 3,5\%$)

einen noch größeren Bereich variiert wird, gelingt in Kapitel 5.3 die Quantifizierung des Dichteinflusses auf die Startstelle der Transition.

Bei höherer Turbulenzintensität ist der Einfluss der Rauigkeitsdichte ähnlich wie bei den gezeigten Fällen für $Tu_1 = 3,5\%$, so dass auf eine gesonderte Darstellung verzichtet wird. Im folgenden Abschnitt wird jedoch der überlagerte Einfluss von Turbulenz und Rauigkeit für ausgewählte Oberflächen exemplarisch gezeigt.

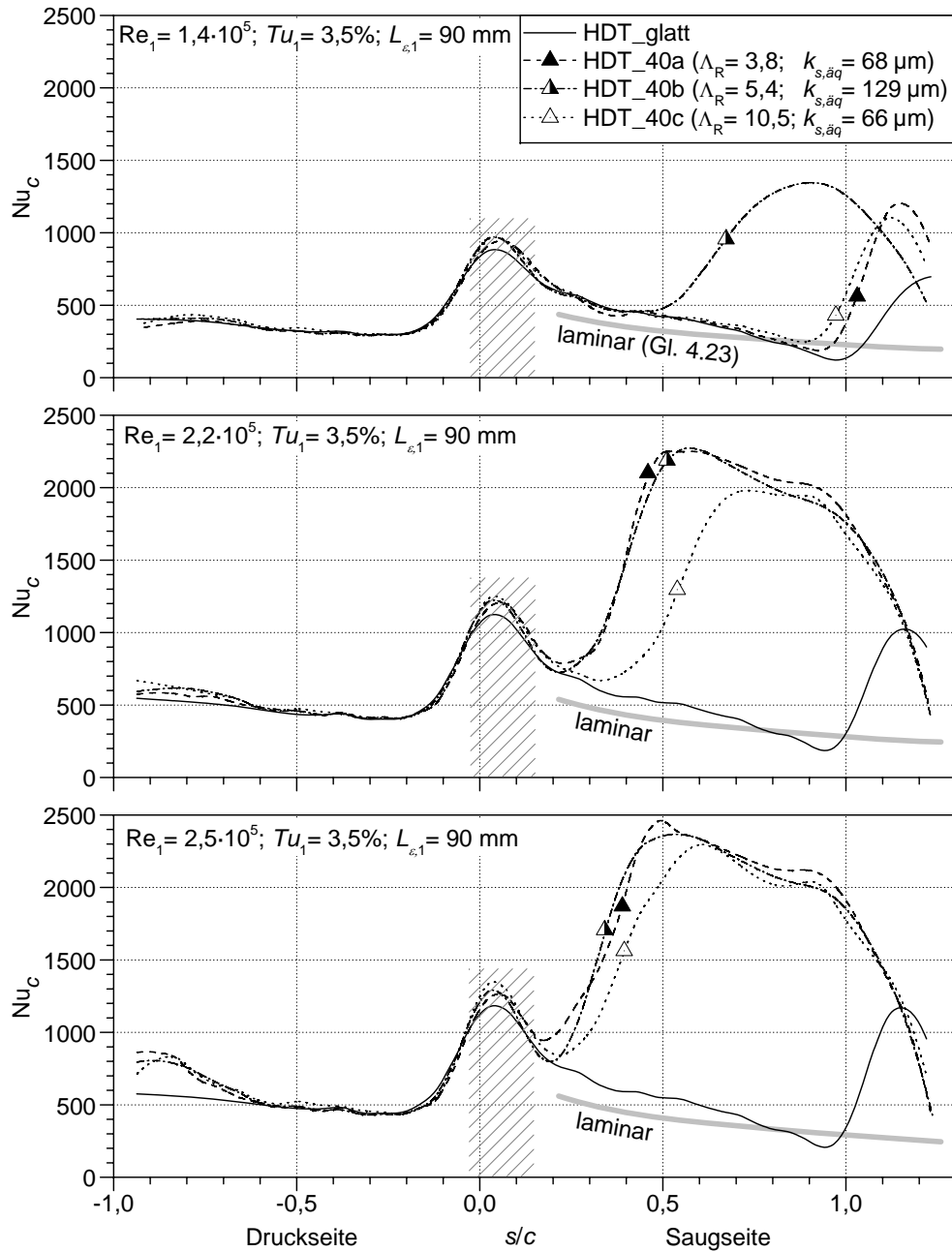


Abb. 4.19: Einfluss der Rauigkeitsdichte auf die Wärmeübergangsverteilung bei $k = 40 \mu\text{m}$ und niedriger Freistromturbulenz ($Tu_1 = 3,5\%$)

4.2.2.4 Überlagerter Einfluss von Rauigkeit und Turbulenz auf die Transition

Der bisher bei niedriger Anströmturbulenz gezeigte Einfluss der Rauigkeit soll nun auch bei höheren Turbulenzintensitäten betrachtet werden. Hierzu werden in der Anströmung unterschiedliche Turbulenzgitter eingebaut, um insgesamt fünf verschiedene Turbulenzzustände zu verwirklichen (vgl. Tabelle 4.1). In Abb. 4.20 und Abb. 4.21 sind die druckseitigen bzw. saugseitigen Wärmeübergangsverteilungen bei unterschiedlichen Oberflächenrauigkeiten und einer Anström Reynoldszahl von $Re_1 = 2,5 \cdot 10^5$ gezeigt. Zugunsten der Übersichtlichkeit sind nur die Testfälle von drei der fünf Turbulenzzustände dargestellt. Die nicht aufgeführten Verläufe liegen wie

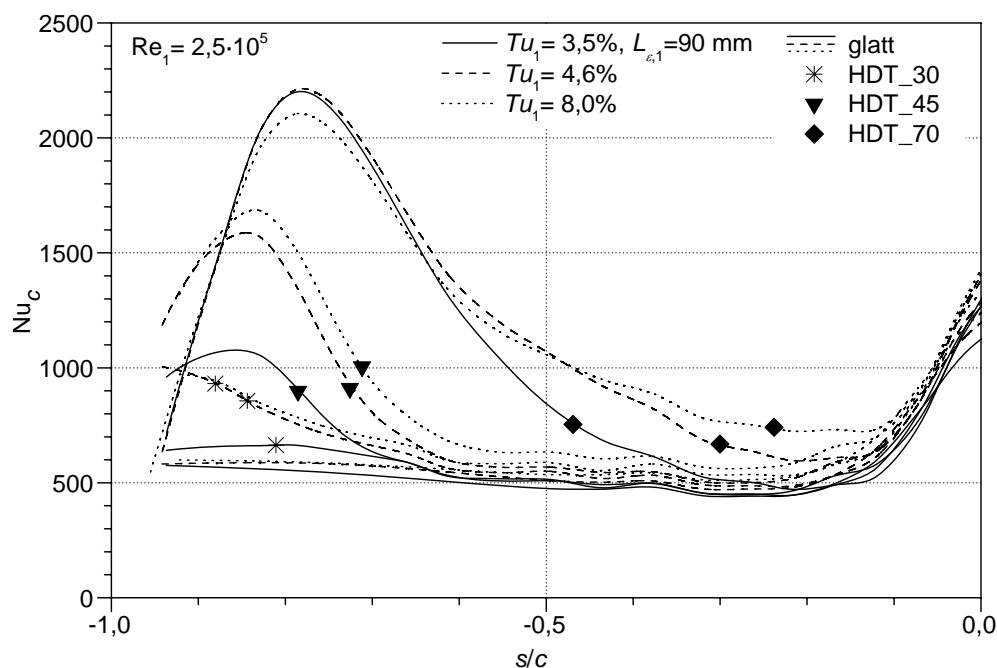


Abb. 4.20: Überlagerter Einfluss von Rauigkeit und Anströmturbulenz auf den druckseitigen Wärmeübergang bei $Re_1 = 2,5 \cdot 10^5$

erwartet zwischen den gezeigten Kurven, so dass hiermit kein Informationsverlust verbunden ist.

Aus den Verläufen wird deutlich, dass die Rauigkeit das Transitionsverhalten der Grenzschicht auch bei den größten untersuchten Turbulenzgraden bestimmt. Eine Erhöhung der Turbulenzintensität bewirkt jedoch auch bei großen Rauigkeitshöhen noch eine zusätzliche Verschiebung des laminar-turbulenten Übergangs. Rauigkeit und Turbulenz zeigen somit eine synergistische Wirkung. Gerade bei modernen Schaufelprofilen, die für möglichst große Bereiche mit laminarer Grenzschicht optimiert sind, können die in der Realität auftretenden Rauigkeiten das Grenzschichtverhalten dominieren. Damit stehen die neu gewonnenen Erkenntnisse im Gegensatz zur gängigen Einschätzung, nach der der Rauigkeitseinfluss im Vergleich zum Turbulenzeinfluss vernachlässigbar ist (z.B. Mayle (1991)).

Auf der Druckseite (Abb. 4.20) wirkt die starke Beschleunigung auch bei rauer Oberfläche und großer Anströmturbulenz stabilisierend auf die Grenzschicht. Erst bei Rauigkeitshöhen $k \geq 30 \mu\text{m}$ und Turbulenzintensitäten $Tu_1 \geq 4,6\%$ werden genügend Störungen in der Grenzschicht verursacht, um eine Transition herbeizuführen. Der Beschleunigungsparameter K auf der Druckseite ist dabei fast durchgehend größer als $3 \cdot 10^{-6}$, was bei glatter Oberfläche zu einer Relaminarisierung der Grenzschicht führen würde (vgl. Abb. 4.13).

Auf der Saugseite sinkt der Beschleunigungsparameter K bereits ab einer bezogenen Lauflänge $s/c = 0,2$ unter den kritischen Wert von $3 \cdot 10^{-6}$ und wird für $s/c > 0,75$ sogar negativ. Die saugseitige Grenzschicht ist deshalb sehr viel empfindlicher als die druckseitige. Bereits geringste Rauigkeitshöhen ($k = 10 \mu\text{m}$) haben hier einen größeren Einfluss auf die Transition als eine Erhöhung des Turbulenzgrades von 3,5% auf 8%. Interessant sind die Rauigkeiten HDT_10a und

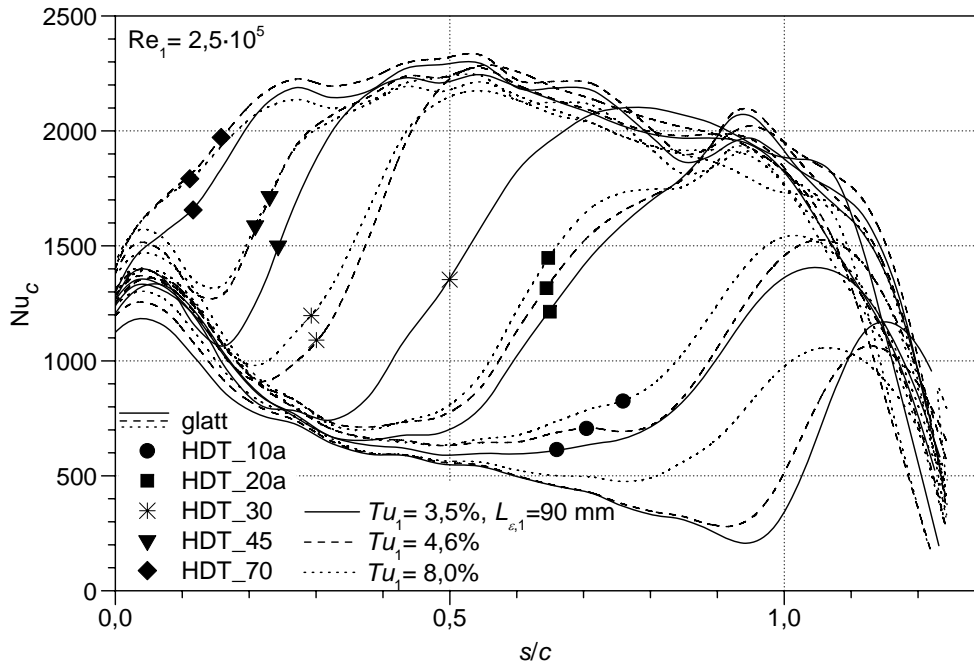


Abb. 4.21: Überlagerter Einfluss von Rauigkeit und Anströmturbulenz auf den saugseitigen Wärmeübergang bei $Re_1 = 2,5 \cdot 10^5$

HDT_20a sowie die glatte Oberfläche mit $Tu_1 = 8\%$, bei denen der Transitionsverlauf zwei Bereiche mit unterschiedlicher Steigung aufweist. Die Bereiche mit kleiner Steigung lassen einen ausgeprägten prätransitionalen Bereich vermuten, in dem bereits Turbulenzstreifen vorhanden sind, jedoch noch keine Turbulenzflecken gebildet werden (vgl. Kapitel 2.2.3).

Bei kleineren Reynoldszahlen ist eine ähnliche Überlagerung von Turbulenz und Rauigkeit zu beobachten, so dass diese Testfälle nicht gesondert aufgeführt werden. Eine quantitative Beurteilung der beiden Einflussparameter Rauigkeit und Turbulenz hinsichtlich ihrer Wirkung auf die laminar-turbulente Transition erfolgt in Kapitel 5.3 unter Einbeziehung aller Testfälle. In Anhang A.4 ist außerdem eine Darstellung aller Messergebnisse gegeben.

4.2.2.5 Einfluss der Rauigkeit auf die turbulente Grenzschicht

Aus den zuvor gezeigten Ergebnissen wird vor allem der starke Einfluss der Rauigkeit auf den laminar-turbulenten Übergang deutlich. Eine Aussage über die Wirkung der Rauigkeit bei turbulenter Grenzschicht ist jedoch nur schwer zu treffen, da sich mit der Rauigkeit auch die Position des laminar-turbulenten Übergangs und damit die Lauflänge der turbulenten Grenzschicht ändert. In zusätzlichen Messungen wird deshalb auf der Saugseite bei der relativen Lauflänge $s/c = 0,2$ ein Stolperdraht angebracht, der die Grenzschicht unabhängig von der Oberflächenrauigkeit an derselben Position in den turbulenten Zustand überführt. Die Position ist so gewählt, dass ein möglichst großer Bereich mit turbulenter Grenzschicht entsteht und der Beschleunigungsparameter nahe dieser Stelle unter den kritischen Wert von $3 \cdot 10^{-6}$ fällt. Interessant sind diese Testfälle auch im Hinblick auf Turbinenschaufeln mit einer Kühlluftausblasung im Vorderkantenbereich, da hierdurch ebenfalls ein laminar-turbulenter Grenzschichtübergang ausgelöst

werden kann.

Abbildung 4.22 zeigt die gemessenen Verteilungen der Stantonzahl über der Lauflängenreynoldszahl $Re_s = U_\infty(s) \cdot s / \nu(s)$ bei aufgeklebtem Stolperdraht. Die gewählte Darstellung erlaubt den unmittelbaren Vergleich mit den einfachen Korrelationen von Kays und Crawford (1993) für den Wärmeübergang an hydraulisch glatten, ebenen Platten ohne Druckgradient (Gln. 4.23 und 4.24).

Zusätzlich werden die Stantonzahlverteilungen mit einer Korrelation von Kays und Crawford (1993) für den turbulenten Wärmeübergang an vollständig rauen Oberflächen verglichen:

$$St = \frac{c_f/2}{Pr_t + \sqrt{c_f/2} \left(k_{s,\ddot{a}q}^+\right)^{0,2} Pr^{0,44}/C} . \quad (4.25)$$

Für die Konstante C wird der von Bons (2002) vorgeschlagene Wert von 0,35 gewählt. Die in der Gleichung benötigten Reibungsbeiwerte c_f können z.B. mit der Korrelation von White (1974) bestimmt werden, die ebenfalls für vollständig raue Oberflächen Gültigkeit besitzt:

$$c_f = \left(1,4 + 3,7 \log \frac{s}{k_{s,\ddot{a}q}}\right)^{-2} . \quad (4.26)$$

In Gleichung 4.25 benötigte Rauigkeitsreynoldszahlen $k_{s,\ddot{a}q}^+$ werden mit Hilfe der äquivalenten Sandkornrauigkeit (vgl. Kapitel 3.1.4) und der Reibungsbeiwerte aus Gleichung 4.26 berechnet:

$$k_{s,\ddot{a}q}^+ = \frac{u_\tau k_{s,\ddot{a}q}}{\nu} = \sqrt{\frac{c_f}{2}} \frac{U_\infty k_{s,\ddot{a}q}}{\nu} . \quad (4.27)$$

Die in Abb. 4.22 gezeigten Stantonzahlverläufe für die kleinste untersuchte Reynoldszahl ($Re_1 = 0,9 \cdot 10^5$) erreichen nach dem erzwungenen Umschlag turbulentes Niveau und sinken stromab des Umschlags bei fast allen Oberflächen wieder deutlich ab, was auf eine einsetzende Relaminarisierung der Grenzschicht hindeutet. Die starke Beschleunigung nimmt jedoch mit zunehmender Lauflänge ab und geht für $Re_s > 2,8 \cdot 10^5$ in eine Verzögerung über, so dass die Grenzschicht schließlich wieder vollturbulent wird. Nur bei der größten Rauigkeit HDT_70 ist keine Tendenz zur Relaminarisierung erkennbar. Hier erreichen die Stantonzahlen unmittelbar stromab des Stolperdrahts Werte, die jene bei turbulenter Grenzschicht an glatten Oberflächen deutlich übersteigen. Der von Gl. 4.25 vorhergesagte Verlauf für diese Sandkornrauigkeit ($k_{s,\ddot{a}q} = 238 \mu\text{m}$) entspricht sehr gut der gemessenen Verteilung.

Mit steigender Reynoldszahl sinkt der Beschleunigungsparameter K , so dass für $Re_1 \geq 2,2 \cdot 10^5$ auch bei glatter Oberfläche keine Relaminarisierung einsetzt (vgl. Abb. 4.13). Gleichzeitig nimmt der Einfluss der Rauigkeit zu, da die Grenzschichtdicke im Verhältnis zur Rauigkeitshöhe abnimmt. Der steigende Rauigkeitseinfluss zeigt sich am zunehmenden Abstand zwischen den gemessenen Werten bei erhöhter Oberflächenrauigkeit und dem von Gl. 4.24 vorhergesagten Niveau für glatte Oberflächen. Auch die Differenz zwischen den Kurven der Gln. 4.25 und 4.24 nimmt entsprechend zu. Bei der größten Rauigkeit und $Re_1 \geq 2,5 \cdot 10^5$ ist der Wärmeübergang etwa 40% höher als bei glatter Oberfläche.

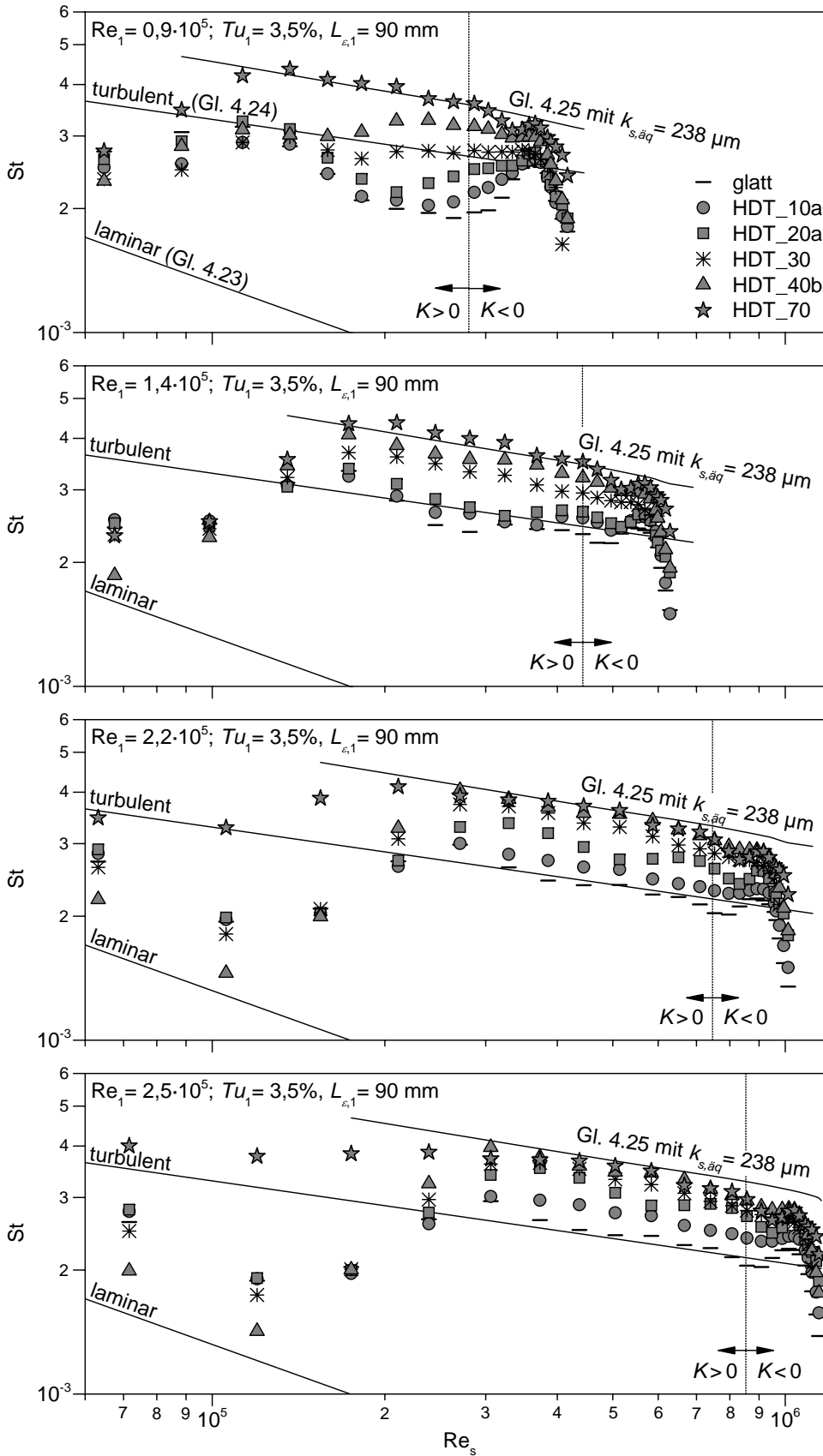


Abb. 4.22: Einfluss der Rauigkeitshöhe auf die saugseitige turbulente Grenzschicht bei erzwungenem Grenzschichtumschlag

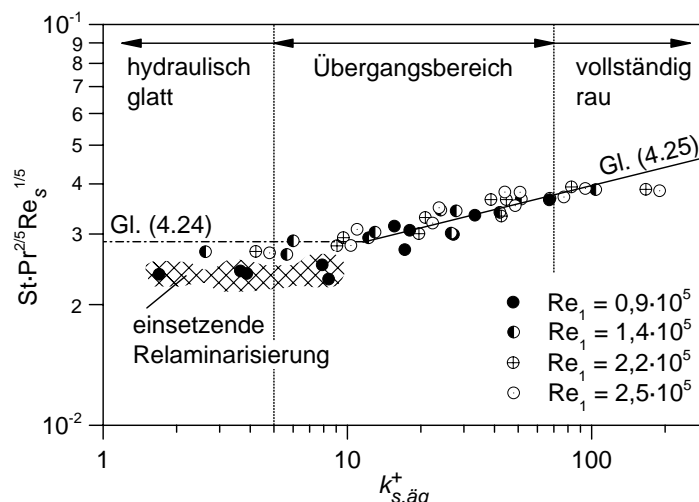


Abb. 4.23: Wärmeübergang in der turbulenten Grenzschicht bei $s/c = 0,75$ und Vergleich mit Korrelationen von Kays und Crawford (1993)

Abbildung 4.23 zeigt einen Vergleich der gemessenen Stantonzahlen mit der Korrelation von Kays und Crawford (1993) (Gl. 4.25) an einer Stelle $s/c = 0,75$. Aufgetragen sind die normierten Stantonzahlen über der Rauigkeitsreynoldszahl. Für $k_{s,\ddot{a}q}^+ > 10$ werden die gemessenen Werte sehr gut von der Korrelation vorhergesagt, obwohl Gl. 4.25 eigentlich nur im vollständig rauhen Fall ($k_{s,\ddot{a}q}^+ > 70$) Gültigkeit besitzt. Bei kleineren Rauigkeitsreynoldszahlen $k_{s,\ddot{a}q}^+ < 10$ werden die gemessenen Stantonzahlen eher durch die Korrelation für turbulente Grenzschichten an glatten Oberflächen (Gl. 4.24) wiedergegeben. Bei der niedrigsten Reynoldszahl und für kleine $k_{s,\ddot{a}q}^+$ ist an den zu geringen Stantonzahlen die einsetzende Relaminarisierung der Grenzschicht zu erkennen (schraffierter Bereich).

Trotz der guten Übereinstimmung mit den Messwerten sollte Gl. 4.25 nur zur groben Abschätzung des Rauigkeitseinflusses verwendet werden. Die Gleichung setzt voraus, dass auch bei Rauigkeit eine Analogie zwischen Impuls- und Wärmeaustausch besteht. Aus den eingangs erläuterten Gründen kann hiervon jedoch nicht ausgegangen werden (siehe Kapitel 2.2.4). Insbesondere bei Rauigkeitselementen mit geringer Wärmeleitfähigkeit wird der effektive Wärmeübergang überschätzt, da zur Korrelationsentwicklung nur Rauigkeiten mit hoher Wärmeleitfähigkeit verwendet wurden.

4.2.3 Messungen im Einflussbereich der Sekundärwirbel

Sekundärströmungen, die aufgrund unterschiedlicher Mechanismen entstehen, sorgen auf der Schaufeloberfläche im Bereich des Schaufelfußes und der Schaufelspitze für besonders große Oberflächenrauigkeit (siehe Kapitel 2.1). Diese Gebiete sind deshalb von außerordentlichem Interesse bei der Untersuchung des Rauigkeitseinflusses. In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluss des Sekundärwirbelsystems mit Hilfe der in Kapitel 3.1.3 beschriebenen verschiebbaren Zwischenwand untersucht. Die Messungen werden bei einem Betriebspunkt mit $Re_1 = 2,5 \cdot 10^5$ und $Tu_1 = 3,5\%$ ohne Turbulenzgitter durchgeführt.

Ölanstrich-Visualisierung und Druckverteilung bei glatter Oberfläche

Grundlegend für die Diskussion der gemessenen Wärmeübergangsverteilungen ist die Kenntnis des Strömungsfeldes im untersuchten Bereich. Mit Hilfe zahlreicher Ölanstrichvisualisierungen und durch Vergleiche mit den Arbeiten anderer Forschungsgruppen (Benner et al. (2004), Wang et al. (1997)) ergibt sich das in Abb. 4.24 gezeigte Wirbelsystem bzw. dessen Auswirkung auf die Schaufeloberfläche. Es lassen sich die vier wichtigsten der in Kapitel 2.2.5 beschriebenen Wirbel identifizieren: der saugseitige und druckseitige Ast des Hufeisenwirbels V_{hs} bzw. V_{hd} , der Kanalwirbel V_k und der Wirbel V_{wip} .

Die Formierung des Hufeisenwirbels geschieht etwas stromauf der Schaufelvorderkante durch das Aufrollen der ankommenden Zwischenwandgrenzschicht (in der realen Maschine die Grenzschicht an der Schaufelplattform bzw. am Gehäuse). Die beiden gezeigten Ablöselinien stromauf der Vorderkante spiegeln das Ablösen der Grenzschicht (A_1) sowie das Ablösen des Hufeisenwirbels (A_2) wider (vgl. Sieverding (1985)). Der druckseitige Ast des Hufeisenwirbels V_{hd} wird unmittelbar bei Eintritt in den Schaufelkanal zur Saugseite hin abgelenkt und vermischt sich mit der starken Querströmung, die aufgrund des Druckgradienten zwischen Druck- und Saugseite in der Grenzschicht vorherrscht. Durch die Fusion der Querströmung mit V_{hd} entsteht der starke Kanalwirbel V_k , der im Punkt P auf den gegenläufig rotierenden saugseitigen Ast V_{hs} der benachbarten Schaufel trifft. In diesem Punkt wird V_{hs} durch den stärkeren Kanalwirbel V_k von der Zwischenwand abgelöst und wandert nun oberhalb von V_k an der Saugseite hinauf. Einige Untersuchungen anderer Forschungsgruppen (Sieverding und Van den Bosche (1983), Wang et al. (1997)) zeigen, dass V_{hs} weiter stromab von der Saugseite ablöst und um den Kanalwirbel rotiert. Dieses Verhalten kann in der hier untersuchten Konfiguration jedoch nicht eindeutig nachgewiesen werden.

Ein weiterer kleiner aber sehr starker Wirbel V_{wip} , entsteht im Punkt P, wo die gegenläufig rotierenden Wirbel V_{hs} und V_k aufeinandertreffen (vgl. Kapitel 2.2.5). Der Wirbel verläuft nahe der Oberfläche und bleibt oberhalb des Kanalwirbels. In den Ölanstrich-Visualisierungen wird der Verlauf von V_{wip} sichtbar, wenn ausschließlich etwas stromauf des Punktes P zwischen den

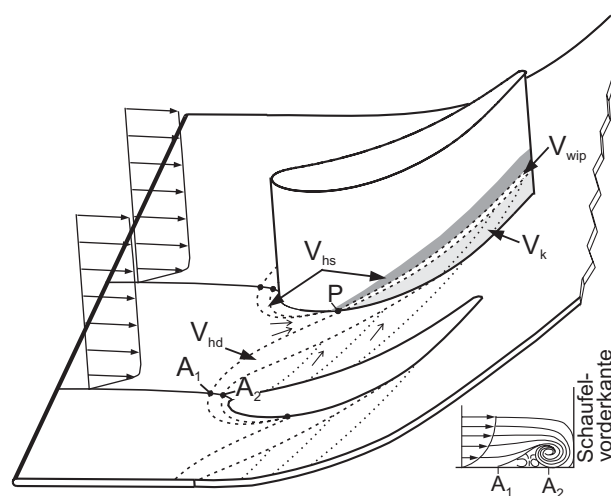


Abb. 4.24: Strömungsverhältnisse in der Nähe des Schaufelfußes

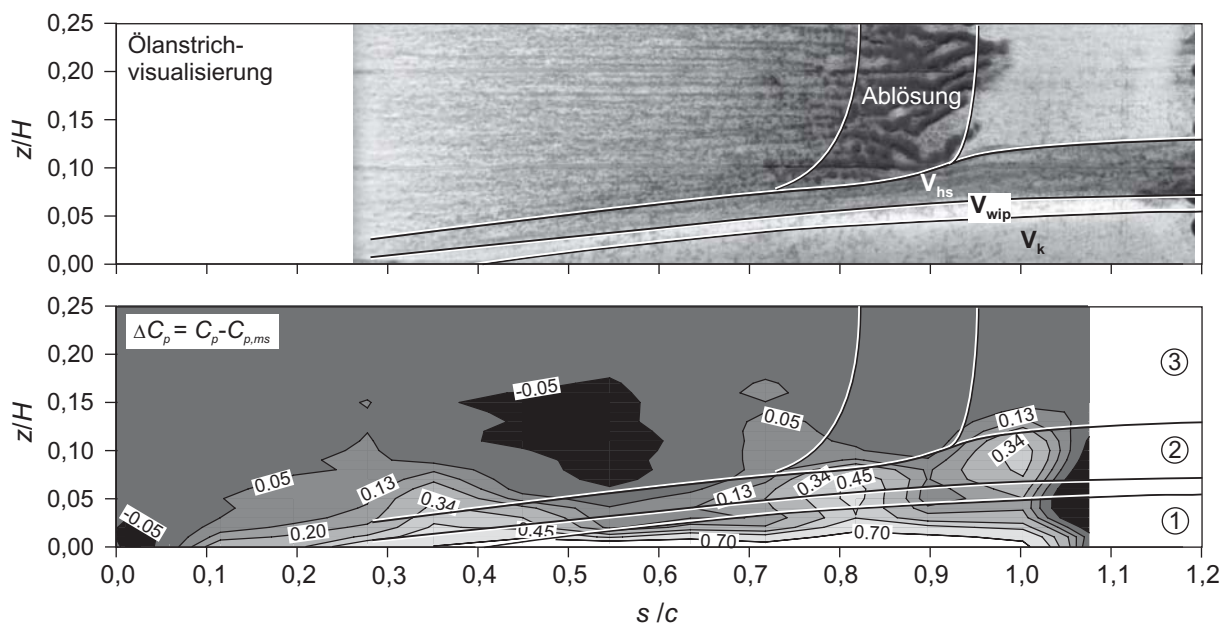


Abb. 4.25: Saugseitiger Einfluss der Sekundärströmungen bei $Re_1 = 2,5 \cdot 10^5$ ohne Turbulenzgitter (Ölanstrichvisualisierung und Druckverteilung)

beiden Ästen des Hufeisenwirbels auf der Zwischenwand Öl aufgebracht wird. Das Öl wird dann im Punkt P auf die Saugseite transportiert und verläuft dort entlang einer Linie, welche in etwa die Position von V_{wip} markiert (siehe Jabbari et al. (1992)).

Auch wenn die grundlegende Struktur des Sekundärwirbelsystems nicht von der Zwischenwandgrenzschicht beeinflusst wird, so ist doch die Größe der sich ausbildenden Wirbel abhängig von der Grenzschichtdicke (Graziani et al. (1980)). Im vorliegenden Versuchsaufbau beginnt an der Vorderkante der verschiebbaren Zwischenwand eine turbulente Grenzschicht, die bis zum Eintritt in das Schaufelgitter anwächst. Um die Randbedingungen klar zu dokumentieren, wird die Zwischenwandgrenzschicht mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie an einer Stelle $x = -10$ mm, $y = 40,6$ mm stromauf des Schaufelgitters vermessen. Die hiermit ermittelten Grenzschichtdicken betragen $\delta_{99} = 2,5$ mm, $\delta_1 = 0,25$ mm und $\delta_2 = 0,18$ mm. Daraus ergibt sich ein Formparameter $H_{12} = 1,35$, der typisch für beschleunigte turbulente Grenzschichten ist. Die Angabe einer für Turbinen realistischen Grenzschichtdicke ist äußerst schwierig, da diese je nach Konstruktion der Brennkammer und von Stufe zu Stufe stark variiert. Die hier verwendete, auf die Sehnenlänge bezogene Grenzschichtdicke liegt zwischen den von Graziani et al. (1980) verwendeten Werten.

Da auf der Druckseite in Wandnähe weder in den Ölanstrich-Visualisierungen noch in den Druck- oder Wärmeübergangsmessungen eine Änderung gegenüber dem Mittelschnitt zu erkennen ist, konzentrieren sich die folgenden Darstellungen auf die Saugseite der Schaufel. Abbildung 4.25 zeigt ein typisches Ölanstrichbild. Helle Stellen im Bild deuten auf wenig Öl und damit hohe Schubspannungen hin, während dunkle Stellen eine Ansammlung von Öl und geringe Schubspannungen bedeuten. Die Wirkung der verschiedenen Wirbel ist gut zu erkennen und beschränkt sich auf den wandnahen Bereich $z/H < 0,15$. Der Punkt P kann bei $s/c \approx 0,2$ vermutet werden, wo die Wirbel V_k , V_{wip} und V_{hs} beginnen an der Saugseite emporzuklettern.

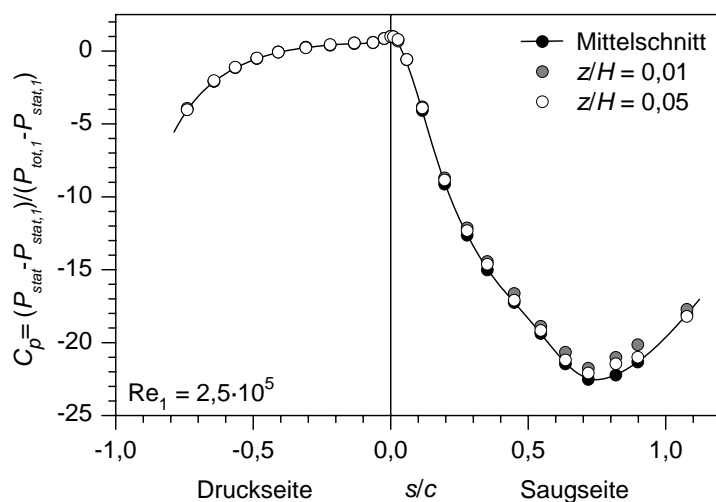


Abb. 4.26: Druckverteilung in unterschiedlichen Abständen zur Schaufelplattform

Für $z/H > 0,15$ ist der typische Verlauf der Schubspannungen bei zweidimensionaler Schaufelgrenzschicht ersichtlich, der sich in ähnlicher Weise in den Wärmeübergangsmessungen zeigt (Abb. 4.14). Ausgehend vom Staupunkt nehmen die Schubspannungen mit der Lauflänge ab, was sich in Abb. 4.25 durch dunklere Grautöne bemerkbar macht. An der Ablösestelle ($s/c = 0,8$) werden die Schubspannungen null und das sich ansammelnde Öl führt im Bild zu einem dunklen Bereich. An der Stelle, an welcher sich die Grenzschicht wieder anlegt ($s/c = 0,95$) steigen die Schubspannungen stark an und sorgen für einen hellen Bereich im Ölanstrichbild. Eine umfassende Darstellung weiterer Ölanstrichbilder ist in der Studienarbeit von Köpfer (2003) gegeben.

Mit Hilfe der verschiebbaren Zwischenwand lässt sich die Druckverteilung im Einflussbereich der Sekundärströmung messen (siehe Kapitel 3.2.2). In Abbildung 4.25 ist die Änderung des Druckbeiwerts $C_p = (P_{\text{stat}} - P_{\text{stat},1}) / (P_{\text{tot},1} - P_{\text{stat},1})$ gegenüber der Verteilung im Mittelschnitt gezeigt. Es sind deutlich die Auswirkungen der verschiedenen Wirbel zu erkennen, die zu einer stark dreidimensionalen Grenzschicht mit abgelösten Bereichen führen. Der Einfluss der Wirbel auf die Druckverteilung reicht offensichtlich etwas über den Bereich hinaus, der bei den Ölanstrich-Visualisierungen sichtbar wird. Zur weiteren Diskussion werden dennoch drei Bereiche definiert, die aus den Ölanstrichbildern abgeleitet werden: (1) der Einflussbereich des Kanalwirbels V_k , (2) der Einflussbereich des saugseitigen Astes des Hufeisenwirbels V_{hs} und (3) der Bereich, in dem eine zweidimensionale Grenzschicht vorherrscht.

Insgesamt führt die Beeinflussung der Druckverteilung zu einem geringeren Auftrieb des Profils und damit bei Laufschaufeln zu einem geringeren Arbeitsumsatz. In Abb. 4.26 wird dies besonders deutlich. Die saugseitigen Druckbeiwerte steigen im Bereich der Sekundärwirbel im Vergleich zum Mittelschnitt merklich an, auf der Druckseite hingegen zeigt sich die C_p -Verteilung gänzlich unbeeinflusst. Dies führt zu einer geringeren Druckdifferenz zwischen Saug-

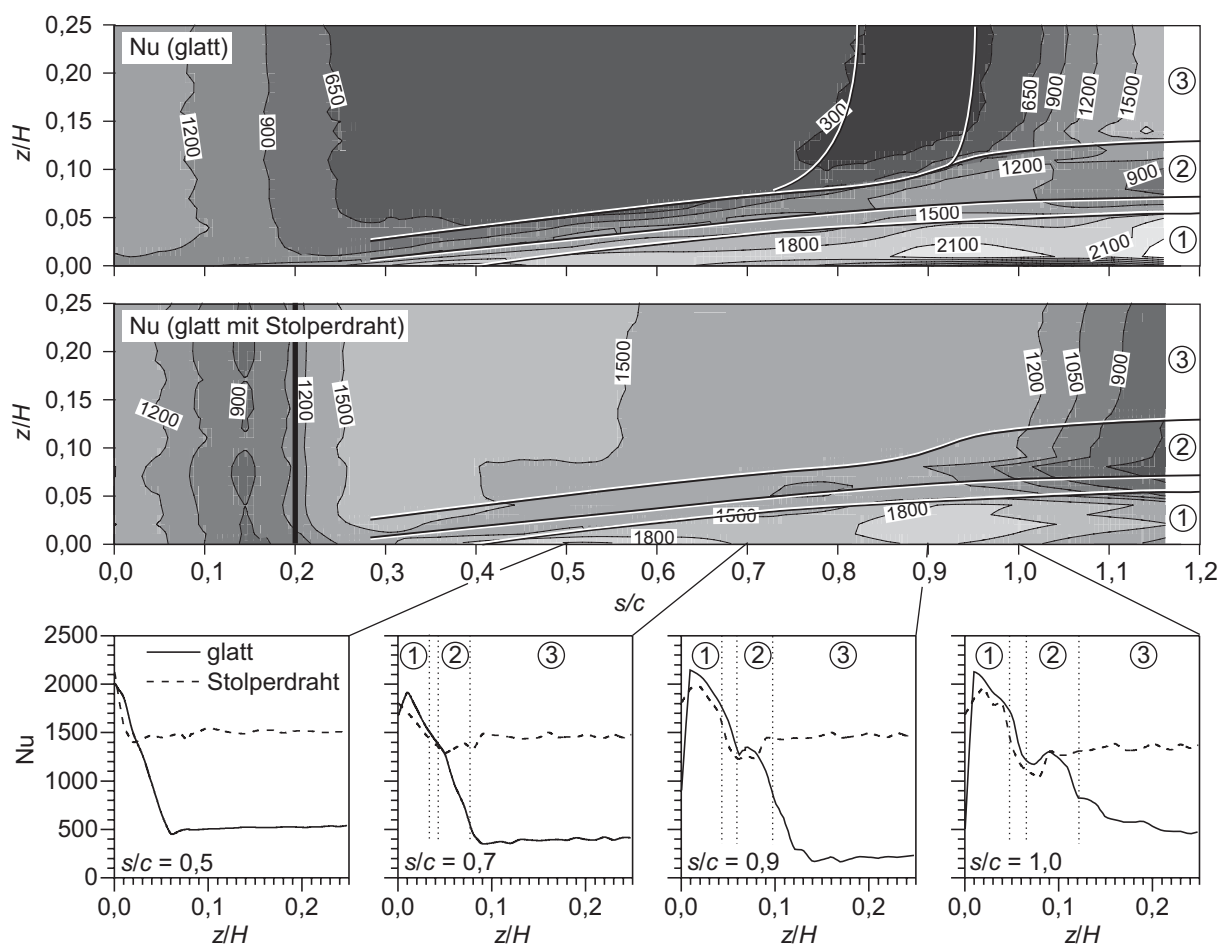


Abb. 4.27: Einfluss der Sekundärströmungen auf den Wärmeübergang bei glatter Schaufeloberfläche

und Druckseite und damit zu einem kleineren Auftrieb im Bereich der Sekundärströmung.

Wärmeübergang bei glatter Schaufeloberfläche

Abbildung 4.27 stellt die Verteilung der Nusseltzahl bei glatter Schaufeloberfläche mit und ohne aufgeklebtem Stolperdraht dar. Ein Vergleich der Wärmeübergangskontur ohne Stolperdraht mit der Ölanstrichvisualisierung (Abb. 4.25) zeigt eine deutliche Übereinstimmung der Strukturen, was auf die Analogie zwischen Schubspannungen und Wärmeübergang zurückzuführen ist. Aus der Darstellung wird deutlich, dass der größte Wärmeübergang im von Sekundärströmungen beeinflussten Bereich (1) zu finden ist und nicht etwa auf der Staustromlinie ($s/c = 0$). Der hohe Wärmeübergang in diesem Bereich beruht in erster Linie auf dem Kanalwirbel V_k , der hier an der Saugseite wieder anlegt und zu sehr dünnen dreidimensionalen Grenzschichten führt. Die sehr großen Werte für $z/H \rightarrow 0$ könnten auch die Auswirkung eines zusätzlich vorhandenen Eckenwirbels sein (vgl. Goldstein et al. (1995) und Abb. 2.14), auch wenn dieser nicht in den Ölanstrich-Visualisierungen sichtbar wird. Im Bereich (2) ist der saugseitige Ast des Hufeisenwirbels V_{hs} für die Beeinflussung des Wärmeübergangs verantwortlich. Der Einfluss des Wirbels V_{wip} sollte sich zwischen Bereich (1) und (2) durch einen Anstieg des

Wärmeübergangs bemerkbar machen. Aufgrund der limitierten Auflösung des Messverfahrens sind die Einflüsse der drei Wirbel in diesem Bereich jedoch nicht zu trennen.

Ein ähnliches Bild des Sekundärströmungseinflusses zeigt sich, wenn ein Stolperdraht bei der relativen Lauflänge $s/c \approx 0,2$ aufgeklebt wird. Die größten Nusseltzahlen sind weiterhin im Bereich (1) zu finden und liegen oberhalb des turbulenten Wärmeübergangs im Mittelschnitt. Der Einflussbereich der Sekundärströmungen ändert sich nur unwesentlich im Vergleich zum Testfall ohne Stolperdraht. Dies wird insbesondere durch den Vergleich der lateralen Nusseltzahlverteilungen deutlich (Abb. 4.27 unten). Während sich das Wärmeübergangsniveau im Mittelschnitt bzw. Bereich (3) aufgrund des Stolperdrahts und des früher einsetzenden laminar-turbulenten Übergangs stark ändert, sind im Bereich (1) nur geringe Unterschiede festzustellen. Der Bereich (2) wird dagegen bereits stark vom Zustand der Grenzschicht in Bereich (3) beeinflusst.

Anders als im Mittelschnitt ist bei der Interpretation der Wärmeübergänge im Einflussbereich der Sekundärströmungen die Wahl der Referenztemperatur besonders zu beachten. So werden die Nusseltzahlen im vorliegenden Fall mit der Totaltemperatur der Anströmung gebildet, was hier aufgrund des Versuchsaufbaus mit ungekühlter Zwischenwand in sehr guter Näherung der adiabaten Wandtemperatur der Schaufel entspricht. Sollen die Ergebnisse jedoch auf den Wärmeübergang in der Nähe einer stark gekühlten Schaufelplattform angewandt werden, so ist zu beachten, dass die Sekundärströmungen kalte Luft der Plattformgrenzschicht auf die Schaufeloberfläche transportieren und dort zu einer geringeren adiabaten Wandtemperatur führen. Das treibende Temperaturgefälle ist somit deutlich kleiner als im Mittelschnitt der Schaufel und der resultierende Wärmestrom ist niedriger. Für den Konstrukteur hat dies den positiven Effekt, dass die großen gemessenen Nusseltzahlen im Einflussbereich der Sekundärströmungen nicht zwangsläufig zu einer großen thermischen Belastung in der realen Maschine führen. Die gewonnenen Ergebnisse können auf den realen Fall übertragen werden, wenn die Verteilung der adiabaten Wandtemperatur zum Beispiel durch eine 3D-Strömungssimulation bekannt ist.

Wärmeübergang bei rauer Schaufeloberfläche

Wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt wurde, wirkt sich eine Erhöhung der Oberflächenrauigkeit auf die Position des laminar-turbulenten Übergangs und den Wärmeübergang in den turbulenten Grenzschichtbereichen aus. Die hier durchgeführten Messungen sollen nun klären, wie sehr sich der Wärmeübergang in den von Sekundärströmungen beeinflussten Bereichen (1) und (2) durch die Rauigkeit ändert.

In Abb. 4.28 ist die Erhöhung des Wärmeübergangs für zwei raue Oberflächen mit $k = 20 \mu\text{m}$ und $k = 70 \mu\text{m}$ exemplarisch dargestellt. Die beiden Konturdiagramme zeigen Nusseltzahlen, die auf die Nusseltzahlverteilung bei glatter Oberfläche bezogen sind. Die Stromaufverlagerung des laminar-turbulenten Übergangs ist deutlich zu erkennen. Sie führt zu fast 10-mal höheren Nusseltzahlen im Vergleich zur glatten Oberfläche, an der ab $s/c = 0,8$ eine Ablöseblase auftritt (vgl. Abb. 4.25 und Abb. 4.17).

Im hier interessierenden Bereich (1) führen beide Rauigkeiten zu einem Anstieg von mehr als 70%. Eine Betrachtung der lateralen Nusseltzahlverteilungen (Abb. 4.28 unten) macht die starke

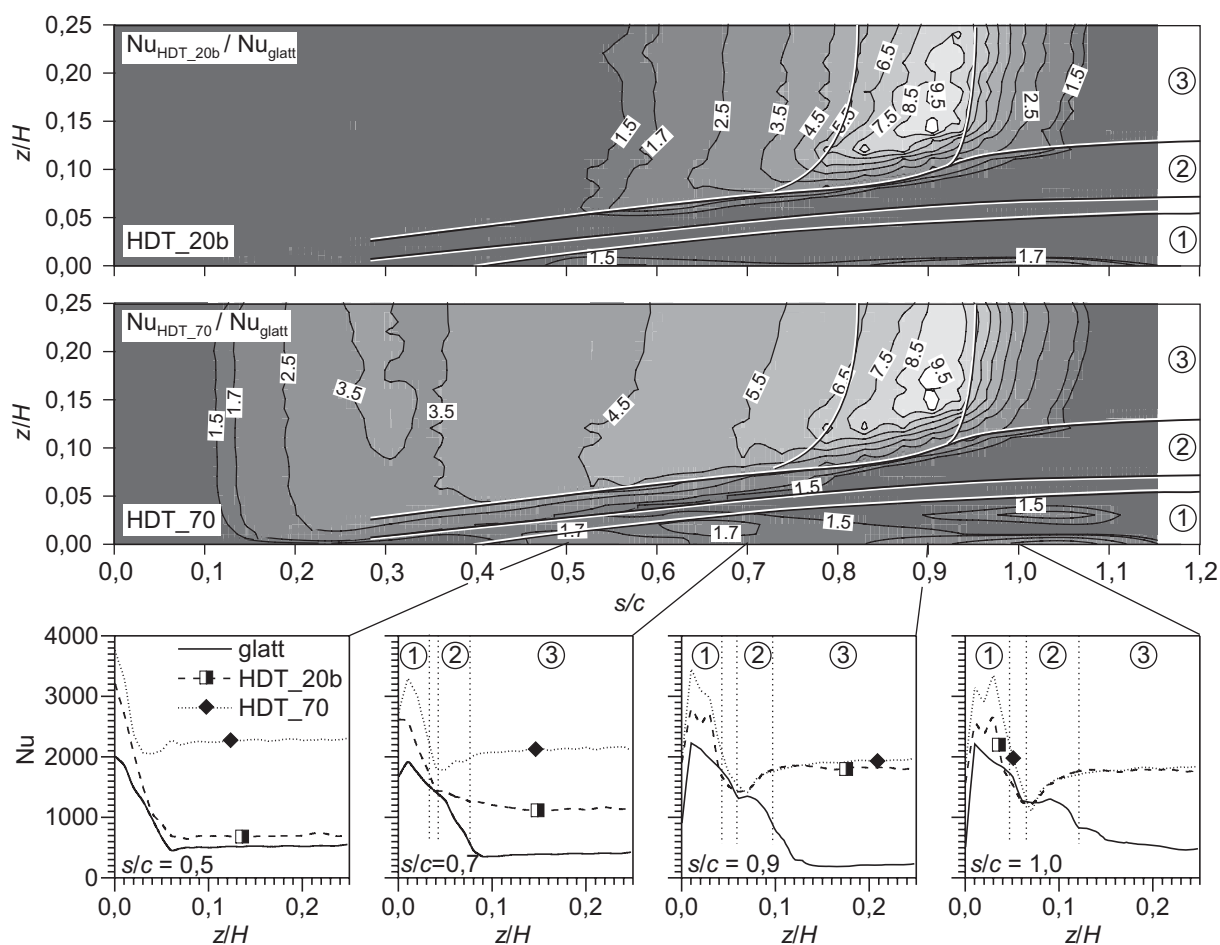


Abb. 4.28: Einfluss der Sekundärströmung auf den Wärmeübergang bei unterschiedlich rauher Schaufeloberfläche

Auswirkung der Oberflächenrauigkeit in diesem Bereich nochmals deutlich. Die dort sehr dünne dreidimensionale Grenzschicht ist besonders empfindlich gegenüber einer Rauigkeitserhöhung. Zu Beginn des Bereichs (2) fallen die Kurven für Lauflängen $s/c \geq 0,7$ zusammen, d.h. der Einfluss der Rauigkeit verschwindet dort. Vermutlich fällt diese Stelle mit der Ablöselinie des Wirbels V_{hs} zusammen, was den geringen Rauigkeitseinfluss erklärt.

Weitere Messungen, bei denen zusätzlich bei $s/c \approx 0,2$ ein Stolperdraht aufgeklebt ist, zeigen die Wirkung der Rauigkeit in den unterschiedlichen Bereichen ohne den dominierenden Einfluss des laminar-turbulenten Übergangs. In Abb. 4.29 ist am Beispiel der Rauigkeit HDT_40b ($k = 40 \mu\text{m}$) die Erhöhung des Wärmeübergangs für den Fall mit Stolperdraht gezeigt. Dargestellt sind die Nusseltzahlen bezogen auf die Nusseltzahlverteilung bei glatter Oberfläche und aufgeklebtem Stolperdraht. Während sich der Wärmeübergang im Mittelschnitt bzw. im Bereich (3) um etwa 40% erhöht, steigen die Nusseltzahlen im Bereich der Sekundärströmungen (1) um bis zu 90%. Der größere Rauigkeitseinfluss im Bereich (1) ist erneut auf die im Vergleich zum Mittelschnitt sehr viel dünnere und dreidimensionale Grenzschicht zurückzuführen. Die bezogene Rauigkeitshöhe k/δ_1 ist also im Bereich (1) deutlich größer als im Bereich (3).

Ein Vergleich der lateralen Nusseltzahlverteilungen (Abb. 4.29 unten) lässt erkennen, dass der

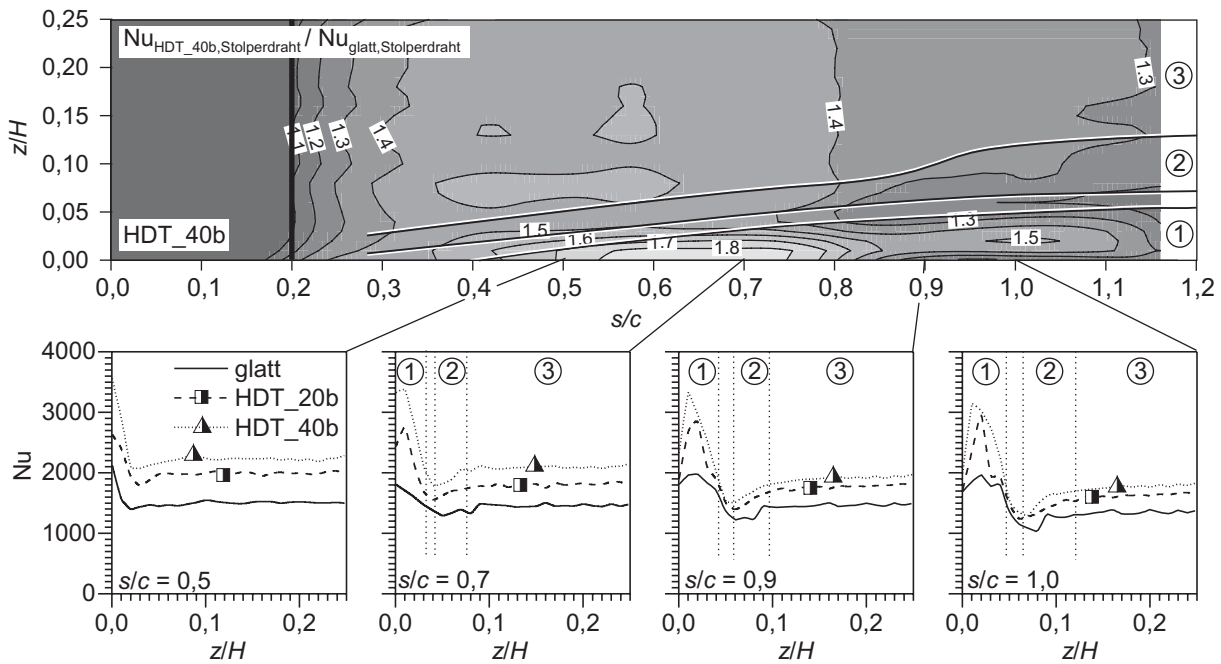


Abb. 4.29: Einfluss der Sekundärströmung auf den Wärmeübergang bei unterschiedlich rauher Schaufeloberfläche (Messungen mit Stolperdraht)

Wärmeübergang im Bereich (1) nur unwesentlich von der Verteilung ohne Stolperdraht (Abb. 4.28 unten) abweicht. Wie bereits im Fall ohne Stolperdraht ist zu Beginn des Bereichs (2) keine Erhöhung des Wärmeübergangs aufgrund der Rauigkeit zu erkennen. Die vermutete Ablöselinie des Wirbels V_{hs} ist demnach auch bei aufgeklebtem Stolperdraht an derselben Stelle vorzufinden. Im Bereich (3) ist der bereits aus den Mittelschnittmessungen bekannte Rauigkeitseinfluss auf die zweidimensionale turbulente Grenzschicht zu sehen (vgl. Kapitel 4.2.2.5).

Die beispielhaft dargestellten Verteilungen sind in analoger Weise auch bei den weiteren untersuchten Rauigkeiten zu finden. In Abb. 4.30 ist der Anstieg des Wärmeübergangs in den unterschiedlichen Bereichen auf der Saugseite für zehn verschiedene raue Oberflächen dargestellt. Auf der x -Achse sind die äquivalenten Sandkornrauigkeiten sowie die Bezeichnungen der einzelnen Oberflächen aufgetragen. Die gezeigten y -Werte ergeben sich aus den gemittelten Nusseltzahlen für jeden der drei Bereiche, wobei nur Werte innerhalb $0,3 \leq s/c \leq 1,0$ berücksichtigt werden. Bezugswert ist der mittlere Wärmeübergang in der turbulenten Grenzschicht im Mittelschnitt (bzw. Bereich (3)) bei aufgeklebtem Stolperdraht. Für die Bereiche (1) und (2) sind jeweils die Messungen mit und ohne Stolperdraht aufgetragen. Es wird erneut deutlich, dass der Stolperdraht den Wärmeübergang in Bereich (1) nicht bedeutend ändert. In Bereich (2) ist nur bei kleinen Rauigkeiten ein gewisser Einfluss zu erkennen.

Im Bereich (1) ist der Wärmeübergang nicht nur im glatten Fall deutlich höher als der turbulente Wärmeübergang im Mittelschnitt, er wächst auch bei steigender Rauigkeit schneller an als im Bereich des Mittelschnitts (Bereich (3)). Im Bereich (2) liegt der Wärmeübergang unterhalb der Werte im Mittelschnitt, der Anstieg mit steigender Rauigkeit ist jedoch vergleichbar.

Die vorgestellten Ergebnisse machen deutlich, dass der Rauigkeitseinfluss im Bereich des Schau-

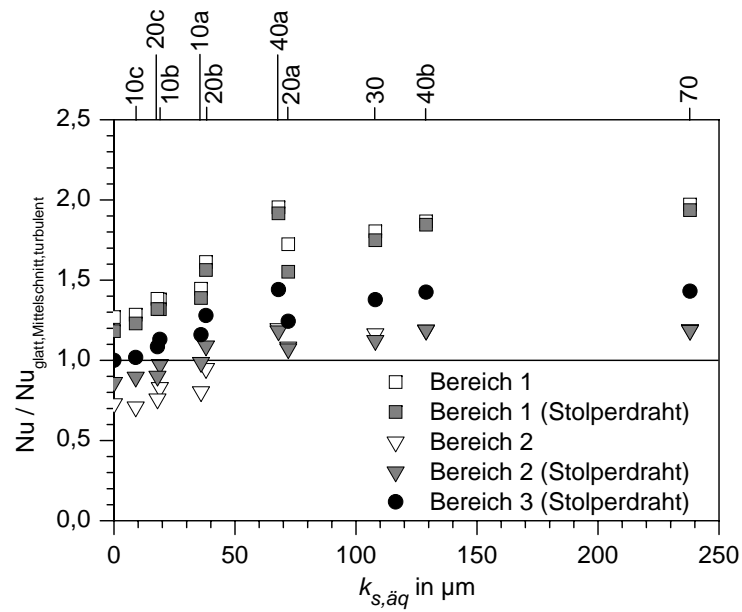


Abb. 4.30: Erhöhung des mittleren Wärmeübergangs mit zunehmender Rauigkeit im Bereich der Sekundärströmung und im Mittelschnitt der Schaufel

felfußes und der Schaufelspitze aufgrund der sehr dünnen und dreidimensionalen Grenzschichten besonders ausgeprägt ist. Da die Rauigkeit in diesen Bereichen während des Betriebs der Turbine zudem stark zunehmen kann, gilt hier der Kühlungsauslegung besondere Aufmerksamkeit. Der Einsatz moderner Brennkammerkonzepte, die zu einem eher blockförmigen Temperaturprofil am Brennkammeraustritt und damit zu höheren Temperaturen an den Schaufelenden führen, hebt die Bedeutung dieser Bereiche weiter hervor.

4.3 Niederdruckturbinenleitgitter

Die bisher gezeigten Ergebnisse am Hochdruckleitgitter machen deutlich, dass der Rauigkeitseinfluss in den meisten Fällen den Einfluss der Turbulenz übertrifft. Dabei sind die untersuchten Rauigkeiten durchaus in derselben Größenordnung wie reale, im Betrieb von Turbomaschinen auftretende Rauigkeiten. Die bisher gängige Einschätzung, dass der Turbulenzeinfluss den äußeren Wärmeübergang an Turbinenschaufeln dominiert, ist deshalb nur dann gültig, wenn glatte Oberflächen auch im Betrieb garantiert werden können. Obwohl hiermit bereits ein wichtiger Schritt zu einer möglichen Verbesserung der Kühlungskonfiguration getan ist, sind weitere Untersuchungen sinnvoll, mit denen der Gültigkeitsbereich der getroffenen Aussagen erweitert werden kann. In der vorliegenden Arbeit wird für diese zusätzlichen Untersuchungen ein zweites Schaufelgitter, mit unterschiedlicher Geometrie gewählt. Dies hat den Vorteil, dass eventuelle sekundäre Einflüsse der Beschleunigungsverteilung und der Schaufelkrümmung ebenfalls erfasst werden können. Die Wahl des Niederdruckleitgitters begründet sich damit aus der im Vergleich zum Hochdruckgitter geringeren Krümmung und des stark unterschiedlichen Beschleunigungsverlaufs auf der Druckseite. Gleichzeitig weist das Schaufelprofil ein modernes Design mit einem großen Bereich stark beschleunigter und damit laminarer Grenzschicht auf.

Eine zusätzliche Erweiterung des untersuchten Parameterbereichs wird durch eine zweite Einbauposition des Turbulenzgitters TG3 erreicht, wodurch Turbulenzgrade bis zu $Tu_1 = 10\%$ erreicht werden. Zu kleineren Turbulenzgraden hin erfolgt durch den Einbau zusätzlicher Honigwaben in der Beruhigungsstrecke eine Ausdehnung des Bereichs auf $Tu_1 = 0,4\%$. Der Reynoldszahlbereich erstreckt sich nun von $Re_1 = 0,75 \cdot 10^5$ bis $Re_1 = 4,5 \cdot 10^5$. Im realen Betrieb ist für

Tabelle 4.3: Untersuchte Betriebspunkte des Niederdruckleitgitters

Testfall	Re_1 $\cdot 10^{-5}$	$Re_{2,is}$ $\cdot 10^{-5}$	Ma_1	$Ma_{2,is}$	Tu_1 in %	$L_{\epsilon,1}$ in mm	$\Lambda_{x,1}$ in mm	λ_1 in mm	η_1 in mm	Re_λ
x-0-1-1	0,75	1,3	0,04	0,06	0,4	18,8	18,7	7,33	0,815	21
x-0-1-2	0,75	1,3	0,04	0,06	4,6	15,1	8,3	2,01	0,131	61
x-0-1-3	0,75	1,3	0,04	0,06	10,0	17,0	7,9	1,45	0,075	96
x-0-2-1	1,5	2,6	0,08	0,13	0,4	18,8	15,0	5,19	0,485	30
x-0-2-2	1,5	2,6	0,08	0,13	4,6	15,1	7,3	1,42	0,078	86
x-0-2-3	1,5	2,6	0,08	0,13	10,0	17,0	7,2	1,02	0,045	136
x-0-3-1	2,5	4,3	0,12	0,21	0,4	18,8	12,9	4,02	0,331	38
x-0-3-2	2,5	4,3	0,12	0,21	4,6	15,1	6,7	1,10	0,053	112
x-0-3-3	2,5	4,3	0,12	0,21	10,0	17,0	6,8	0,79	0,030	175
x-0-4-1	3,5	6,0	0,17	0,30	0,4	18,8	11,8	3,39	0,256	45
x-0-4-2	3,5	6,0	0,17	0,30	4,6	15,1	6,4	0,93	0,041	132
x-0-4-3	3,5	6,0	0,17	0,30	10,0	17,0	6,6	0,67	0,024	208
x-0-5-1	4,5	7,8	0,20	0,38	0,4	18,8	11,1	2,98	0,211	51
x-0-5-2	4,5	7,8	0,20	0,37	4,6	15,1	6,3	0,82	0,034	150
x-0-5-3	4,5	7,8	0,20	0,38	10,0	17,0	6,5	0,59	0,019	237

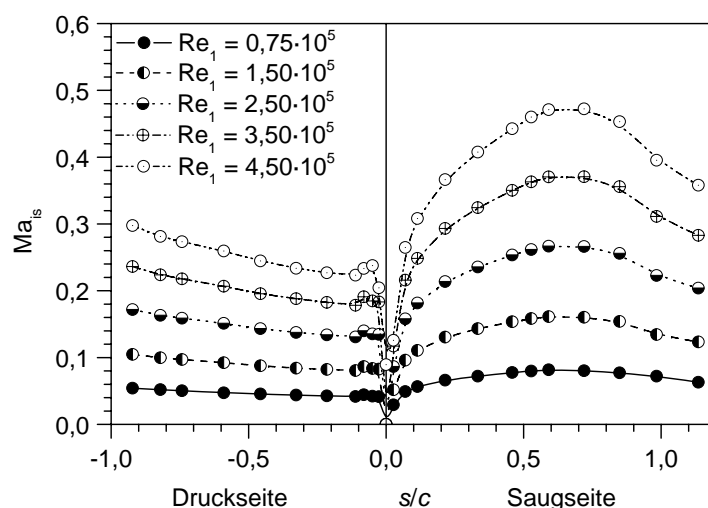


Abb. 4.31: Machzahlverteilung entlang der Saug- und Druckseite des Niederdruckprofils

das Niederdruckgitter eher der untere Bereich der Reynoldszahlen typisch, für die Modellentwicklung ist jedoch der gesamte untersuchte Bereich von Interesse. Die Anströmtemperatur beträgt wie beim Hochdruckgitter für alle Messungen $T_{tot,1} = 350$ K. Tabelle 4.3 fasst die realisierten Anströmkustände mit den in Kapitel 4.1.3 bestimmten Turbulenzparametern zusammen.

Die Messungen werden mit den in Kapitel 3.1.4 beschriebenen 19 rauen Oberflächen und einer glatten Oberfläche bei allen Anströmkuständen durchgeführt (vgl. Tabelle 3.3). Die verschiedenen Oberflächen beinhalten außer einer Variation der Rauigkeitshöhe nun auch verstärkt eine Variation der Rauigkeitsdichte. Außerdem wird bei drei der Oberflächen nur ein Teilbereich mit Rauigkeitselementen versehen. Zwei der Oberflächen bestehen aus einer Anordnung von Löchern anstatt der Kegelstümpfe und eine weitere Oberfläche ist mit einem zufälligen Rauigkeitsmuster ausgestattet.

Die Randbedingungen für jeden Betriebspunkt werden im folgenden Kapitel durch die gemessenen Profildruckverteilungen ergänzt. In Kapitel 4.3.2 erfolgt schließlich die Darstellung der Wärmeübergangsmessungen.

4.3.1 Schaufeldruckverteilung

Bei der Bestimmung der Schaufeldruckverteilung wird die in Kapitel 3.2.2 beschriebene Druckmessschaufel eingesetzt. Die statischen Drücke werden durch Bohrungen in der Schaufeloberfläche an 24 Stellen am Umfang des Schaufelprofils gemessen. Mit Hilfe von Gl. 4.19 lässt sich aus der Druckverteilung schließlich die Machzahlverteilung entlang der Oberfläche angeben. Abbildung 4.31 zeigt die Verteilungen für die fünf Anströmreynoldszahlen. Für eine Bewertung der Grenzschichtentwicklung ist außerdem die Angabe des Beschleunigungsparameters K hilfreich. Seine Verteilung ist in Abb. 4.32 dargestellt. Wie auch bei der Hochdruckschaufel, zeigen die Druckverteilungen keinerlei Abhängigkeit von der Turbulenzintensität im gesamten Bereich $0,5\% \leq Tu_1 \leq 10\%$. Es genügt also die Angabe einer Druck- bzw. Machzahlverteilung

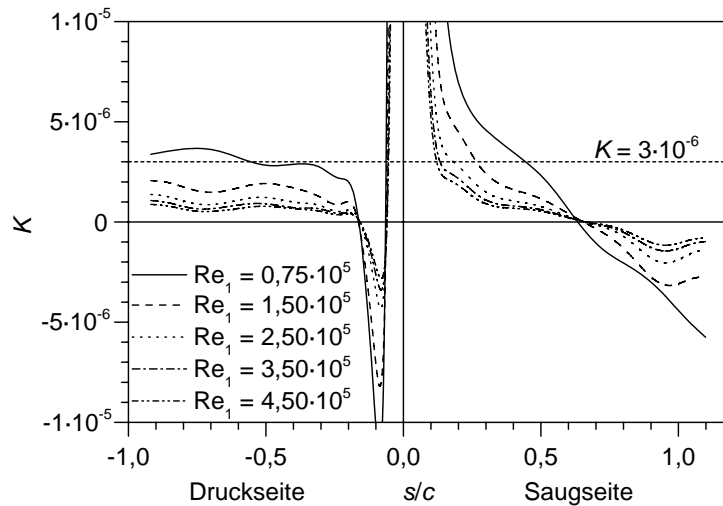


Abb. 4.32: Verlauf des Beschleunigungsparameters entlang der Saug- und Druckseite des Niederdruckprofils

für jede Anströmreynoldszahl.

Auf der Druckseite steigt die Geschwindigkeit vom Wert Null im Staupunkt zunächst stark an, fällt dann über eine kurze Distanz ab und steigt schließlich wieder an. Dies führt im Vorderkantenbereich zu einer sehr großen Beschleunigung, die je nach Reynoldszahl in eine unterschiedlich starke Verzögerung übergeht ($-8 \cdot 10^{-6} \leq K \leq -2 \cdot 10^{-6}$). Die Verzögerung hält allerdings nur über eine kurze Distanz an und geht dann in eine Beschleunigung über ($K > 5 \cdot 10^{-7}$). Das Ausbilden einer Ablöseblase ist deshalb unwahrscheinlich. Im Unterschied zum Hochdruckleitgitter, ist der Beschleunigungsparameter K auf der Druckseite bei fast allen Reynoldszahlen kleiner als der kritische Wert für Relaminarisierung ($K = 3 \cdot 10^{-6}$). Außer bei der niedrigsten Reynoldszahl ist deshalb, zumindest bei größeren Turbulenzintensitäten, ein laminar-turbulenter Übergang wahrscheinlich.

Auf der Saugseite steigt die Geschwindigkeit bis zu einer Lauflänge $s/c = 0,65$ an und fällt dann bis zur Hinterkante wieder stark ab. Die Verteilung des Beschleunigungsparameters entspricht hier zumindest für große Reynoldszahlen prinzipiell der Verteilung am Hochdruckgitter. Besonders bei kleinen Reynoldszahlen wird jedoch über größere Distanzen ein Beschleunigungsparameter $K > 3 \cdot 10^{-6}$ erreicht. Die Verzögerung für $s/c > 0,65$ ist zudem beim Niederdruckgitter deutlich stärker.

4.3.2 Wärmeübergang im Mittelschnitt

Die Wärmeübergangsmessungen an der Niederdruckschaufel werden im Mittelschnitt bei allen 20 verschiedenen Schaufeloberflächen und jeweils 15 unterschiedlichen Anströmzuständen durchgeführt (vgl. Tabelle 3.3). Die Präsentation der Ergebnisse geschieht in gewohnter Weise in Form von Nusseltzahlen Nu_c an ausgewählten Fällen. Eine Darstellung aller 300 Testfälle ist in Anhang A.5 gegeben.

Im folgenden Kapitel werden zunächst die Wärmeübergangsverläufe an der glatten Referenzoberfläche vorgestellt. Danach gliedert sich die Diskussion der Ergebnisse in den Einfluss von Rauigkeitshöhe und -dichte, den Einfluss lokal variierender Rauigkeit sowie den überlagerten Einfluss von Rauigkeit und Turbulenz auf den laminar-turbulenten Übergang und die turbulente Grenzschicht.

4.3.2.1 Glatte Schaufeloberfläche

In Abb. 4.33 sind die Nusseltzahlverteilungen für drei der fünf Reynoldszahlen bei verschiedenen Turbulenzgraden gezeigt. Die grauen durchgezogenen und punktierten Linien markieren jeweils die mit den Korrelationen von Kays und Crawford (1993) (Gln. 4.23 und 4.24) berechneten Niveaus des unbeschleunigten laminaren bzw. turbulenten Wärmeübergangs.

Das Maximum des Wärmeübergangs fällt nicht genau mit dem **Staupunkt** zusammen, sondern liegt etwas versetzt auf der Saugseite. Aufgrund der kleineren Unterschiede in der Strömungsbeschleunigung auf Saug- und Druckseite im Vorderkantenbereich ist dieser Versatz jedoch weniger ausgeprägt als beim Hochdruckprofil (vgl. Kapitel 2.2.1). Mit steigender Reynoldszahl nimmt der Einfluss der Freistromturbulenz auf den Staupunktwärmeübergang zu, da auch die Strömungsbeschleunigung $a = dU_\infty/ds$ entsprechend ansteigt. Leider ist dieser Anstieg nur qualitativ zu bewerten. Aufgrund des im Vergleich zur Hochdruckschaufel sehr viel kleineren Krümmungsradius der Vorderkante und der Steifigkeit der aufgeklebten Metallfolie (vgl. Kapitel 3.2.3) kann in diesem Bereich ($-0,1 \leq s/c \leq 0,1$) nicht dieselbe Qualität der Klebeverbindung erreicht werden, wie in den übrigen Bereichen der Schaufel. Durch Vorversuche, bei denen die Reproduzierbarkeit der Klebeverbindung mit glatten Folien unterschiedlicher Stärke überprüft wurde, konnte im Vorderkantenbereich eine Streuung der Messwerte von etwa 30% festgestellt werden, während die Werte in den übrigen Schaufelbereichen mit nur 1% Abweichung reproduziert werden konnten. Für die weitere Diskussion wird der Vorderkantenbereich deshalb nicht weiter betrachtet. In den Diagrammen ist der entsprechende Bereich schraffiert hinterlegt.

Auf der **Druckseite** reicht die Beschleunigung der Grenzschicht bei Reynoldszahlen größer $0,75 \cdot 10^5$ nicht aus, um eine laminar-turbulente Transition bei erhöhter Freistromturbulenz zu verhindern. Im Gegensatz zur Hochdruckschaufel überschreitet der Beschleunigungsparameter nur bei der kleinsten Reynoldszahl knapp den kritischen Wert $K = 3 \cdot 10^{-6}$ (vgl. Abb. 4.32). Trotzdem ist bei dieser Reynoldszahl für $Tu_1 = 10\%$ ein Anwachsen des Wärmeübergangs auf das turbulente Niveau zu verzeichnen. Aufgrund des großen Beschleunigungsparameters ist dieser Anstieg jedoch eher auf die in Kapitel 2.2.2 beschriebene direkte Einwirkung der Freistromturbulenz auf die laminare Grenzschicht zurückzuführen, als auf einen Übergang in den turbulenten Grenzschichtzustand. Ferner liegen die Görtlerzahlen im Bereich $1 \leq Gö_\theta \leq 6$, was die Bildung von Görtlerwirbelpaaren wahrscheinlich macht. Der Anstieg des Wärmeübergangs ist also auch hierdurch zu erklären.

In den Fällen mit größerer Reynoldszahl und laminar-turbulentem Übergang auf der Druckseite ist auffällig, dass dieser fast immer im Bereich mit verzögerter Grenzschicht ($-0,16 \leq$

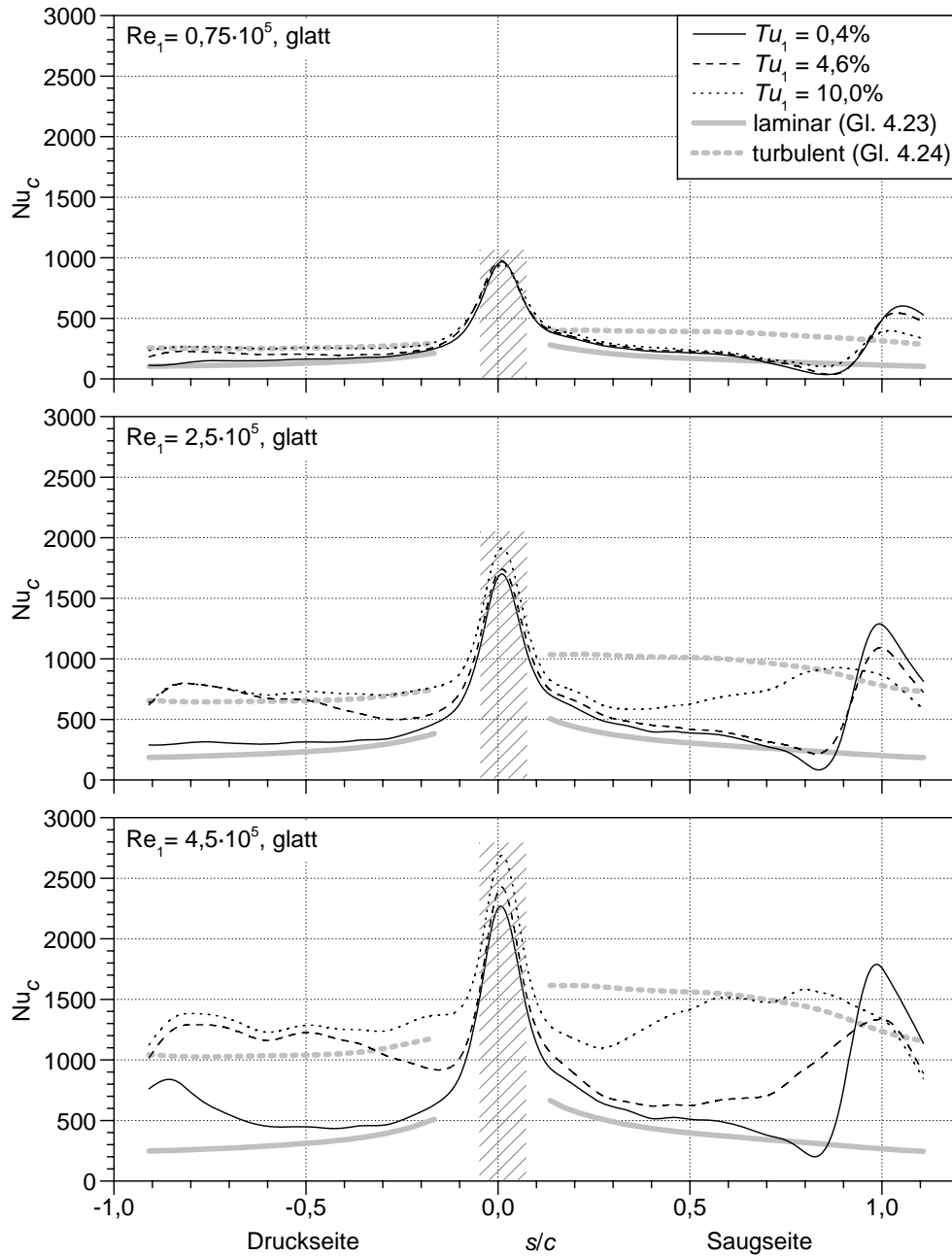


Abb. 4.33: Wärmeübergangverteilung an der glatten Schaufel bei unterschiedlicher Freistromturbulenz

$s/c \leq -0,6$) initiiert wird und sich dann je nach Turbulenzintensität und Reynoldszahl über unterschiedlich große Distanzen hinzieht. Nach erfolgter Transition erreicht der Wärmeübergang Werte, die das Niveau einer turbulenten Plattengrenzschicht deutlich überschreiten. Da der berechnete Verlauf des turbulenten Wärmeübergangs von einer im Staupunkt beginnenden turbulenten Grenzschicht ausgeht, sind die zugrunde liegenden Grenzschichtlängungen der berechneten und gemessenen Verläufe verschieden. Zum Teil können die höheren gemessenen Werte also hiermit erklärt werden. Ein weiterer Grund ist die konkave Profilkrümmung der Druckseite, die einen Anstieg der Turbulenzproduktion und damit eine Zunahme des Wärmeübergangs im

Vergleich zur ebenen Plattengrenzschicht bewirkt (vgl. Kapitel 2.2.4). Die Freistrombeschleunigung ist zudem in den betrachteten Fällen zu klein, um eine merkliche Reduktion der Turbulenzproduktion zu bewirken. Eine Anhebung des Beschleunigungsparameters hätte jedoch ein Absinken des Wärmeübergangs oder sogar eine Relaminarisierung der Grenzschicht zur Folge.

Die große Beschleunigung auf der **Saugseite** führt zumindest beim kleinsten Turbulenzgrad ($Tu_1 = 0,4\%$) bei allen untersuchten Reynoldszahlen zu einem sehr großen Bereich mit laminarer Grenzschicht. Erst bei $s/c \approx 0,7$ tritt eine Ablöseblase auf, deren freie Scherschicht in den turbulenten Zustand übergeht und sich bei $s/c \approx 0,9$ wieder an die Oberfläche anlegt. Der laminare Wärmeübergang liegt aufgrund der starken Beschleunigung im vorderen Schaufelbereich etwas oberhalb des Niveaus unbeschleunigter Plattengrenzschichten. Für größere Turbulenzintensitäten findet ab einer kritischen Reynoldszahl eine Bypass-Transition statt und die Ablöseblase verschwindet. Anhand der dargestellten Verteilungen und dem Vergleich mit den Korrelationen von Kays und Crawford (1993) (graue Linien), ist die Art der Transition sofort zu unterscheiden. Der Abfall unter das laminare Wärmeübergangsniveau sowie der darauffolgende steile Anstieg sind typisch für die Transition über eine Ablöseblase.

4.3.2.2 Einfluss der Rauigkeitshöhe

Nachdem an der glatten Schaufeloberfläche der Einfluss variierender Turbulenz und Reynoldszahl auf die Wärmeübergangsverteilung gezeigt werden konnte, konzentrieren sich die Untersuchungen nun zunächst auf die Wirkung unterschiedlicher Rauigkeitshöhen. Insgesamt werden hierfür vier verschiedene Höhen zwischen $17 \mu\text{m}$ und $90 \mu\text{m}$ gewählt, wobei die beiden Oberflächen NDT_27a und NDT_50a so ausgelegt sind, dass ihre Rauigkeitsdichten zu einer maximalen äquivalenten Sandkornrauigkeit führen (vgl. Tabelle 3.2). Abbildung 4.34 zeigt die Ergebnisse der Wärmeübergangsuntersuchungen bei verschiedenen Anströmreynoldszahlen und einem mittleren Turbulenzgrad $Tu_1 = 4,6\%$. Als Referenz sind jeweils die gemessenen Verläufe an der glatten Schaufel eingetragen. Auf die Darstellung der Verläufe bei der kleinsten Reynoldszahl wird verzichtet, da dort auch die größte untersuchte Rauigkeit keine Auswirkung zeigt.

Um einen Vergleich mit dem einfachen Fall einer unbeschleunigten Plattenströmung zu ermöglichen, ist in Abb. 4.34 der Verlauf des laminaren Wärmeübergangs als graue durchgezogene Linie eingezeichnet. Für die größte Rauigkeit NDT_90 sind außerdem die mit Hilfe der Korrelation von Kays und Crawford (1993) (Gl. 4.25) berechneten Wärmeübergänge als gestrichelte graue Linien gezeichnet.

Auf der **Druckseite** geht die laminare Grenzschicht in allen gezeigten Fällen in eine transitionale bzw. turbulente Grenzschicht über. Der Transitionsbeginn liegt dabei durchweg im verzögerten Bereich ($-0,16 \leq s/c \leq -0,06$). Die Transitionslänge, also die Distanz zwischen Startstelle bis zur vollturbulenten Grenzschicht wird zudem kürzer, je weiter stromauf die Startstelle liegt bzw. je größer die Rauigkeit ist. Im turbulenten Grenzschichtbereich ist der Wärmeübergang stark abhängig von der Rauigkeit. Dabei steigt der Rauigkeitseinfluss mit der Anströmreynoldszahl, da das Verhältnis aus Rauigkeitshöhe und Grenzschichtdicke zunimmt. Im Falle der größten Reynoldszahl und der größten Rauigkeit beträgt der Anstieg im Vergleich zur glatten Oberfläche etwa 65% . Die für unbeschleunigte Grenzschichten an rauen Oberflächen entwickelte

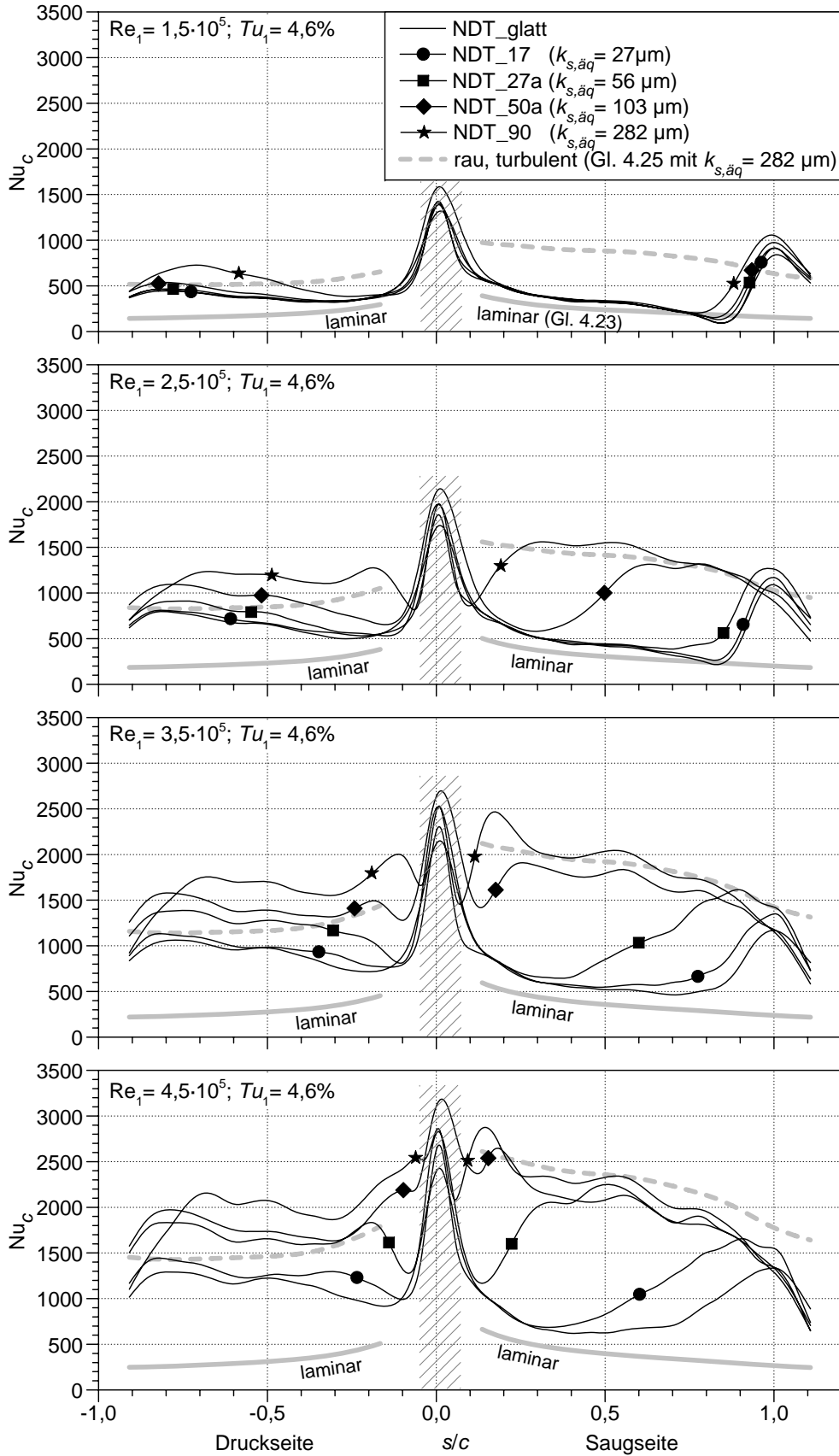


Abb. 4.34: Einfluss der Rauigkeitshöhe auf die Wärmeübergangsverteilung bei unterschiedlichen Anströmreynoldszahlen und einer Turbulenzintensität $Tu_1 = 4,6\%$

Korrelation von Kays und Crawford (1993) kann auf die durchweg beschleunigte Grenzschicht der Druckseite mit konkaver Krümmung offensichtlich nicht angewendet werden. Der berechnete Wärmeübergang für die größte Rauigkeit unterschätzt die gemessenen Werte um etwa 50%.

Die Wärmeübergangsverteilung auf der **Saugseite** zeigt die von der Hochdruckschaufel bekannte Abhängigkeit von der Rauigkeitshöhe. Der laminare Wärmeübergang ist nicht von der Rauigkeit beeinflusst. Es treten allerdings in einigen Fällen mit glatter Oberfläche oder kleiner Rauigkeit (z.B. NDT_27a bei $Re_1 = 2,5 \cdot 10^5$) prätransitionale Bereiche auf, in denen der Wärmeübergang bereits ansteigt, jedoch noch keine Turbulenzflecken entstehen. Der Wärmeübergangsverlauf während der Transition weist dann zunächst eine sehr kleine Steigung auf, die mit der Entstehung von Turbulenzflecken in eine große Steigung übergeht. Ein Vergleich mit der Korrelation von Kays und Crawford (1993) für die turbulente Plattengrenzschicht an rauen Oberflächen zeigt im Gegensatz zur Druckseite eine recht gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Verlauf der Rauigkeit NDT_90. Dennoch sollte Gl. 4.25 auch bei ähnlicher Druckverteilung nur zur groben Abschätzung des Rauigkeitseinflusses verwendet werden, da weder die Wärmeleitfähigkeit der Rauigkeitselemente, noch der Einfluss starker und variabler Strömungsbeschleunigung berücksichtigt wird.

4.3.2.3 Einfluss der Rauigkeitsdichte

Die bei der Hochdruckschaufel gefundene Abhängigkeit der laminar-turbulenten Transition von der Rauigkeitsdichte soll am Niederdruckprofil genauer untersucht werden, wobei eine noch größere Variation des Rauigkeitsdichteparameters $\Lambda_R = k/h_m$ angestrebt wird. Die verschiedenen Rauigkeitsdichten werden dabei auf unterschiedliche Weise durch Variation der Elementabstände, der Elementdurchmesser sowie der Rauigkeitsform verwirklicht.

Abbildung 4.35 zeigt die Wärmeübergangsverteilungen bei $k = 27 \mu\text{m}$ und Λ_R -Werten zwischen 4 und 63,5, die durch eine Variation der Abstände t_1 und t_2 erreicht werden. Während bei einer Reynoldszahl von $Re_1 = 2,5 \cdot 10^5$ nur geringe Auswirkungen der Rauigkeitsdichte zu erkennen sind, steigt deren Einfluss bei der größten Reynoldszahl stark an. So ist der Wärmeübergang auf der Druckseite bei der größten Rauigkeitsdichte ($\Lambda_R = 4$) etwa 30% höher als bei der kleinsten Dichte ($\Lambda_R = 63,5$). Die Wirkung der Rauigkeit auf den turbulenten Wärmeübergang wächst offensichtlich mit steigender Dichte (fallenden Λ_R -Werten) bzw. steigender äquivalenter Sandkornrauigkeit an. Eine ähnliche Wirkung zeigt sich beim laminar-turbulenten Übergang auf der Saugseite. Die Startstelle der Transition wandert mit steigender Rauigkeitsdichte immer weiter stromauf. Die drei Testfälle mit den größten Λ_R -Werten zeigen allerdings fast identische Verläufe, was auch bei den nicht gezeigten Reynoldszahlen und Turbulenzgraden der Fall ist.

Weitere Messungen mit variablem Elementabstand bei einer Rauigkeitshöhe $k = 50 \mu\text{m}$ werden an dieser Stelle nicht aufgeführt, da diese prinzipiell den gleichen Einfluss der Rauigkeitsdichte zeigen. Die Testfälle (NDT_50a, NDT_50b und NDT_50c) sind jedoch im Anhang A.5 dokumentiert und werden auch zur Modellentwicklung in Kapitel 5.3 herangezogen.

Die Testfälle mit konstantem Elementabstand aber variierendem Elementdurchmesser sind in Abb. 4.36 dargestellt. Die untersuchten Λ_R -Parameter liegen im Bereich $2,4 \leq \Lambda_R \leq 9,6$, wobei

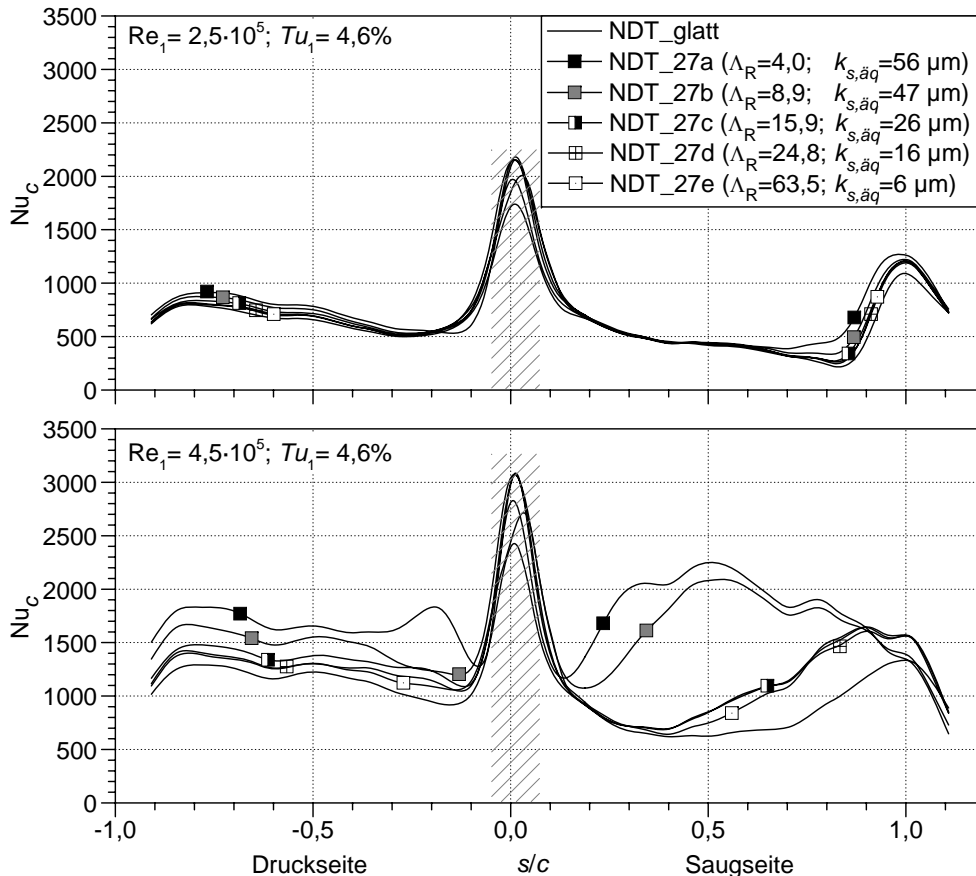


Abb. 4.35: Einfluss der Rauigkeitsdichte auf die Wärmeübergangsverteilung bei einer Rauigkeitshöhe von $27 \mu\text{m}$ und einer Turbulenzintensität $Tu_1 = 4,6\%$

die maximale äquivalente Sandkornrauigkeit beim mittleren Wert $\Lambda_R = 4,3$ erreicht wird (vgl. Kapitel 3.1.4). Aus den Wärmeübergangsverläufen ist unmittelbar ersichtlich, dass die Oberfläche mit der größten äquivalenten Sandkornrauigkeit auch den stärksten Einfluss auf den turbulenten Wärmeübergang und die Transition bewirkt. Es wird hierdurch erneut bestätigt, dass die Transition bei Rauigkeitsdichten nahe $\Lambda_R \approx 6$ am stärksten beeinflusst wird. Sowohl kleinere als auch größere Λ_R -Werte führen zu einer reduzierten Rauigkeitswirkung.

Weitere Testfälle mit zwei „inversen“ Rauigkeiten, die aus einer Anordnung von Löchern bestehen und einer Rauigkeit mit einem zufälligen Muster sind in Abb. 4.37 gezeigt. Die beiden Oberflächen mit Löchern (NDT_35inv und NDT_60inv) weisen sehr hohe Rauigkeitsdichten auf, mit Λ_R -Werten nahe Eins. Der Effekt dieser beiden Oberflächen sollte entsprechend klein sein. Ein Vergleich mit Kegelstumpf-Rauigkeiten ähnlicher Höhe bekräftigt diese Vermutung. So bewirkt die Oberfläche NDT_30a im Vergleich zu NDT_35inv eine deutlich stromauf liegende Transition auf der Saugseite sowie einen höheren turbulenten Wärmeübergang auf der Druckseite. Der Λ_R -Wert der Oberfläche mit Kegelstümpfen ist dabei doppelt so groß wie der der Oberfläche mit Löchern. Ähnlich verhält es sich mit den Oberflächen NDT_50a und NDT_60inv, so dass der starke Abfall der Rauigkeitswirkung für sehr dichte Rauigkeiten bestätigt wird.

Die Oberfläche NDT_40rnd mit zufälligem Rauigkeitsmuster und $k = 40 \mu\text{m}$ besitzt einen Rauigkeitsdichteparameter $\Lambda_R = 8,6$. Die Wirkung auf die laminar-turbulente Transition und den

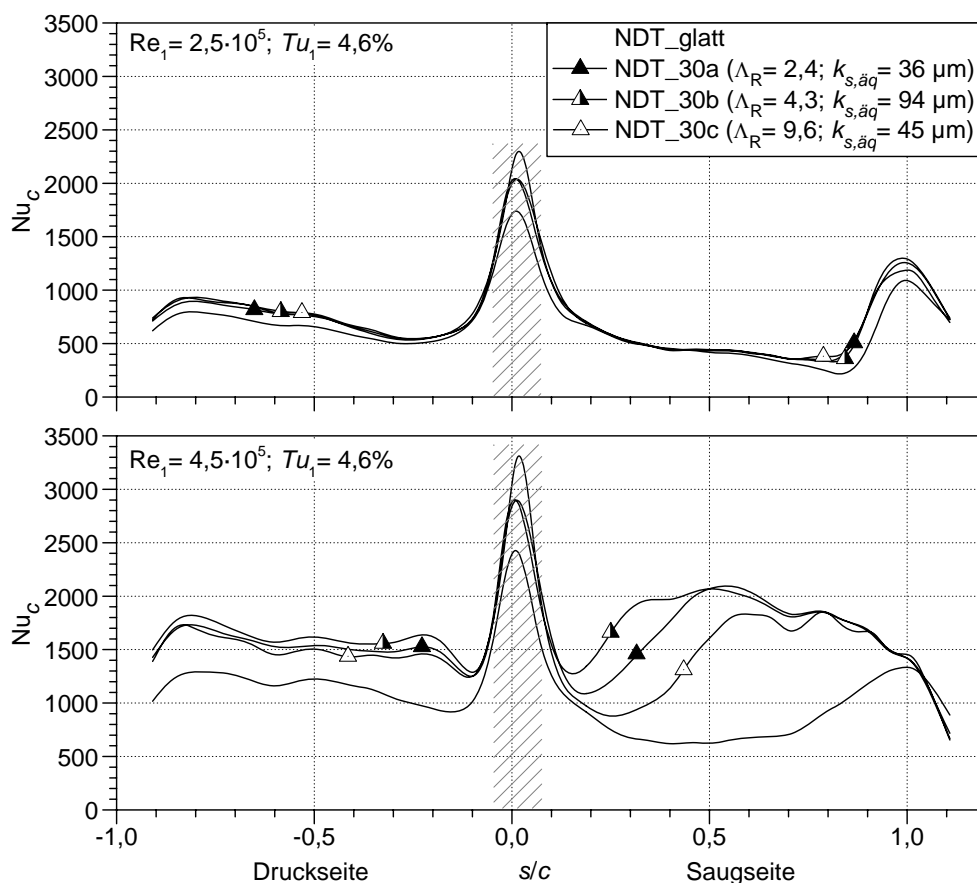


Abb. 4.36: Einfluss der Rauigkeitsdichte auf die Wärmeübergangsverteilung bei einer Rauigkeitshöhe von $30 \mu\text{m}$ und einer Turbulenzintensität $Tu_1 = 4,6\%$

turbulenten Wärmeübergang liegt erwartungsgemäß zwischen NDT_30a und NDT_50a.

Anhand der bisherigen Ergebnisse kann davon ausgegangen werden, dass erst für $\Lambda_R < 2,0$ mit einem deutlich verminderten Rauigkeitseinfluss zu rechnen ist. Der maximale Effekt ist bei $\Lambda_R \approx 6$ zu erwarten. Zu größeren Rauigkeitsdichten hin fällt der Einfluss deutlich ab. Insgesamt kann der Dichteinfluss durch den einfach zu bestimmenden Parameter Λ_R gut beschrieben werden. Eine direkte Verwendung der Sandkornrauigkeit ist dagegen nicht angebracht, da Oberflächen mit ähnlicher Sandkornrauigkeit eine völlig verschiedene Wirkung auf die Transition zeigen können (vgl. Kapitel 4.2.2.3). Deutlich wird dies z.B. an den Oberflächen NDT_50a und NDT_30b, die beide eine Sandkornrauigkeit von etwa $100 \mu\text{m}$ besitzen, jedoch völlig unterschiedliche Startstellen der Transition aufweisen (siehe Abb. 4.34 und Abb. 4.36).

4.3.2.4 Einfluss lokal variierender Rauigkeit

Bei allen bisher gezeigten Testfällen weist jeweils die gesamte Schaufeloberfläche dieselbe Rauigkeit auf. Werden nur bestimmte Bereiche der Oberfläche mit einer Rauigkeit versehen, so lassen sich aus den Messergebnissen weitere wertvolle Erkenntnisse für die Modellentwicklung ableiten. Abbildung 4.38 zeigt die Wärmeübergangsverteilungen für drei raue Oberflächen, bei

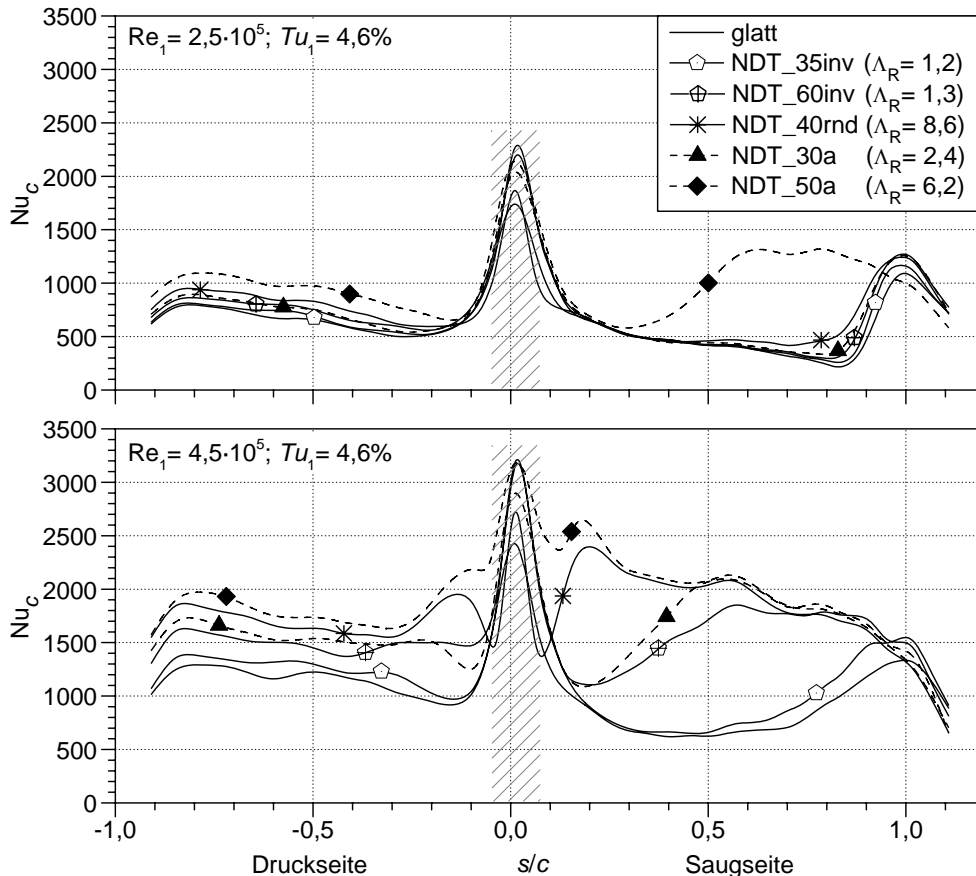


Abb. 4.37: Einfluss der Rauigkeitsdichte und -form auf die Wärmeübergangsverteilung bei einer Turbulenzintensität $Tu_1 = 4,6\%$

denen jeweils nur einzelne Bereiche rau sind. Die Abmessungen der Bereiche sind in der Abbildung eingezeichnet.

Die Oberfläche NDT_30le ist nur im Vorderkantenbereich mit einer $30\ \mu\text{m}$ hohen Rauigkeit versehen. Der Übergang von rau zu glatt ist so gestaltet, dass die glatte Oberfläche auf dem Niveau der Rauigkeitstäler liegt. Bei der zweitgrößten Reynoldszahl $Re_1 = 3,5 \cdot 10^5$ ist keine Auswirkung der Rauigkeit zu sehen. Die geringe Abweichung im hinteren Bereich der Saugseite ist eher auf die leicht erhöhte Oberflächenrauigkeit des insgesamt tiefergeätzten glatten Bereichs zurückzuführen. Störungen, die im rauen Vorderkantenbereich in die Grenzschicht eingebracht werden, werden offensichtlich durch die starke Beschleunigung weggedämpft und erreichen nicht den hinteren Schaufelbereich. Bei der größten Reynoldszahl initiiert die Rauigkeit einen laminar-turbulenten Übergang, der mit dem Ende des rauen Bereichs einsetzt und sich fast über die gesamte Saugseite hinzieht. Ein Vergleich mit der Oberfläche NDT_27b (Abb. 4.35), welche mit fast den gleichen Rauigkeitselementen bestückt ist, zeigt, dass der Transitionsbeginn auch dort bei etwa der gleichen Lauflänge einsetzt. Es ist deshalb nicht eindeutig zu klären, ob die Rauigkeit selbst Auslöser für die Transition ist, oder der Übergang von rauer zu glatter Oberfläche.

Bei der Oberfläche NDT_30mc ist nur der mittlere Schaufelbereich ($-0,829 < s/c < -0,269$ bzw. $0,384 < s/c < 0,92$) rau. Auch hier ist der Übergang zwischen glatter und rauer Oberfläche

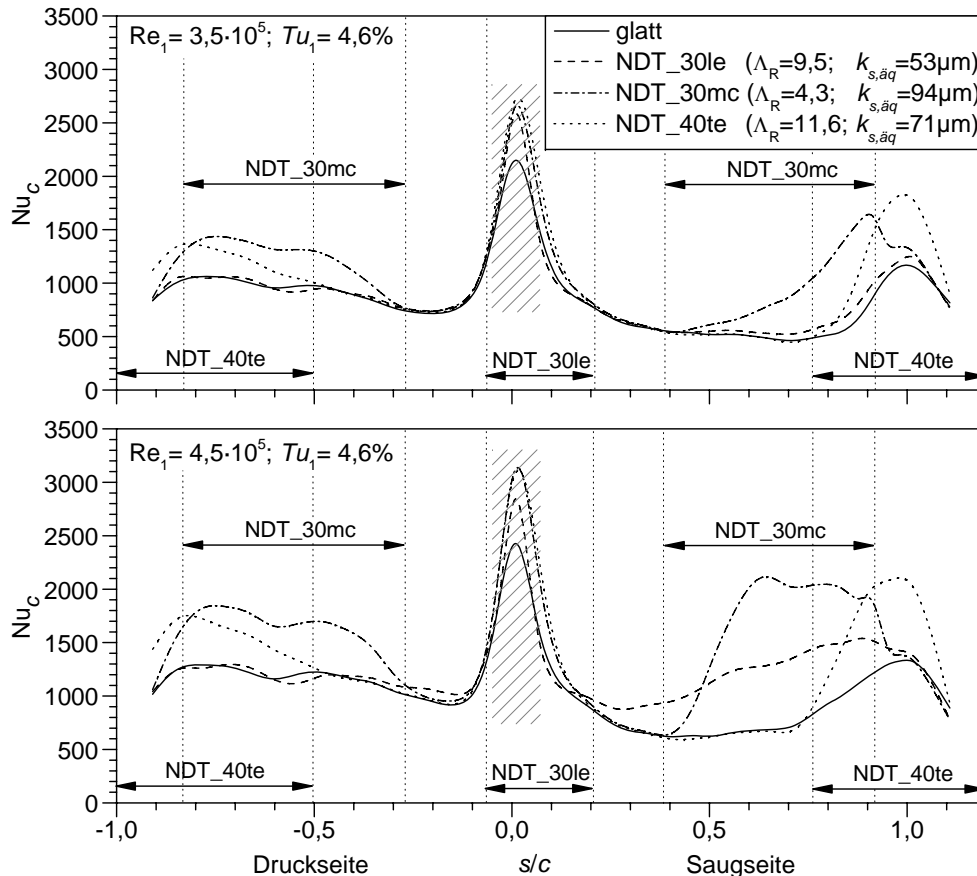


Abb. 4.38: Einfluss der Rauigkeitsposition auf die Wärmeübergangsverteilung bei einer Turbulenzintensität $Tu_1 = 4,6\%$

so gestaltet, dass sich die glatte Oberfläche auf dem Niveau der Rauigkeitstäler befindet. Auf der Druckseite steigt der turbulente Wärmeübergang bei beiden Reynoldszahlen im Bereich der Rauigkeit um etwa 35% an. Der Anstieg darf nicht mit einem laminar-turbulenten Übergang verwechselt werden, da der Wärmeübergang bereits vor dem Bereich mit Rauigkeit und auch im glatten Fall auf turbulentem Niveau ist.

Auf der Saugseite fällt die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs bei beiden Reynoldszahlen mit dem Beginn des rauhen Bereichs zusammen. Ein Vergleich mit der ähnlichen Rauigkeit NDT_27c (Abb. 4.35) zeigt, dass die Transition in beiden Fällen bei etwa der gleichen Lauflänge beginnt. Auch hier ist also nicht eindeutig zu klären, ob die Rauigkeit selbst oder der Übergang von glatt zu rau die Transition auslöst. Am Ende des rauhen Bereichs fällt der Wärmeübergang fast unmittelbar auf das Niveau bei glatter Oberfläche zurück. Die Wirkung der Rauigkeit auf die turbulente Grenzschicht ist demnach auf den rauhen Bereich begrenzt.

Im Falle der Oberfläche NDT_40te ist nur der hintere Schaufelbereich mit einer Rauigkeit versehen. Der Übergang von glatt zu rau ist bei dieser Oberfläche anders gestaltet, so dass die Rauigkeitsspitzen auf dem Niveau der glatten Oberfläche liegen. Insgesamt kann ein ähnliches Verhalten beobachtet werden wie bei der Oberfläche NDT_30mc. Der turbulente Wärmeübergang auf der Druckseite steigt mit einsetzender Rauigkeit stark an und der laminar-turbulente Übergang auf der Saugseite beginnt an der Grenze von glatter zu rauher Oberfläche.

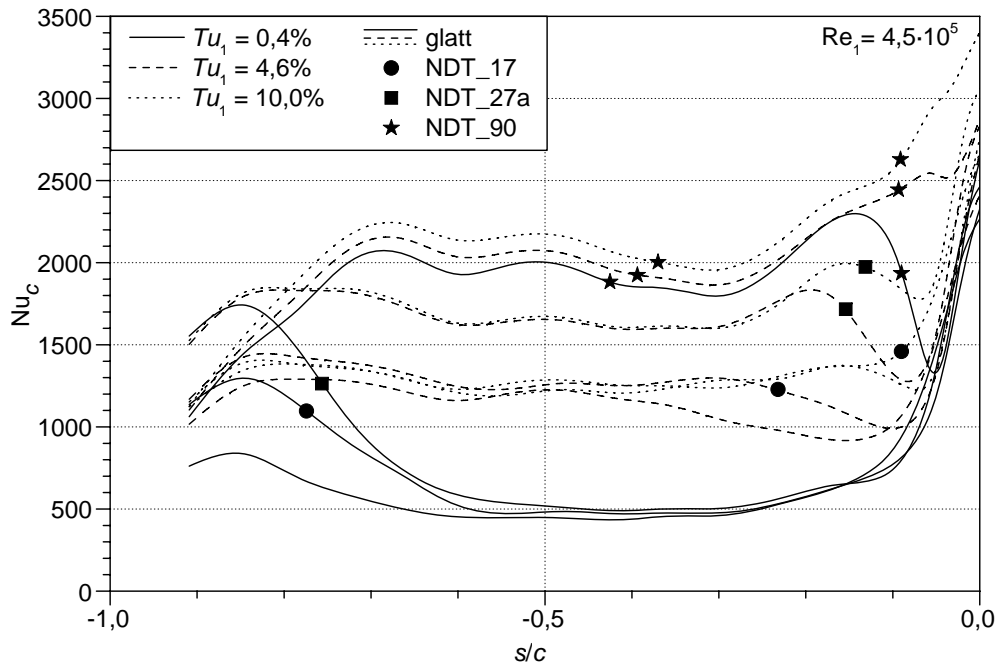


Abb. 4.39: Überlagerter Einfluss von Rauigkeit und Turbulenz auf den druckseitigen Wärmeübergang bei $Re_1 = 4,5 \cdot 10^5$

Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass die Rauigkeit, zumindest in den beschleunigten Grenzschichtbereichen, nur eine lokale Auswirkung auf den turbulenten Wärmeübergang und die Startstelle der Transition hat. Wird die Transition in einem Bereich mit rauer Oberfläche initiiert, so findet jedoch auch bei anschließender glatter Oberfläche keine Relaminarisierung mehr statt.

4.3.2.5 Überlagerter Einfluss von Rauigkeit und Turbulenz

Die bisher gezeigten Ergebnisse bei einem mittleren Anströmturbulenzgrad von $Tu_1 = 4,6\%$ werden durch weitere Testfälle bei sehr geringer ($Tu_1 = 0,4\%$) und sehr hoher ($Tu_1 = 10\%$) Turbulenzintensität ergänzt. Die Abbildungen 4.39 und 4.40 zeigen beispielhaft den überlagerter Einfluss von Turbulenz und Rauigkeit für die größte Reynoldszahl. Eine vollständige Darstellung aller Testfälle ist in Anhang A.5 gegeben.

Auf der Druckseite ist mit steigender Turbulenzintensität ein geringer Anstieg des turbulenten Wärmeübergangs zu beobachten, der bei der größten Rauigkeit NDT_90 und $Tu_1 = 10\%$ maximal 10% beträgt. Wie auch beim Hochdruckprofil wirken Rauigkeit und Turbulenz zudem synergistisch auf den laminar-turbulenten Übergang. Sowohl auf der Saug- als auch auf der Druckseite bewirkt eine Erhöhung des Turbulenzgrades selbst bei der größten Rauigkeit noch eine weitere Stromaufverschiebung der Startstelle. Umgekehrt bewirkt bei großer Freistromturbulenz auch die kleinste Rauigkeit noch eine gewisse Veränderung des turbulenten Wärmeübergangs und der Transition.

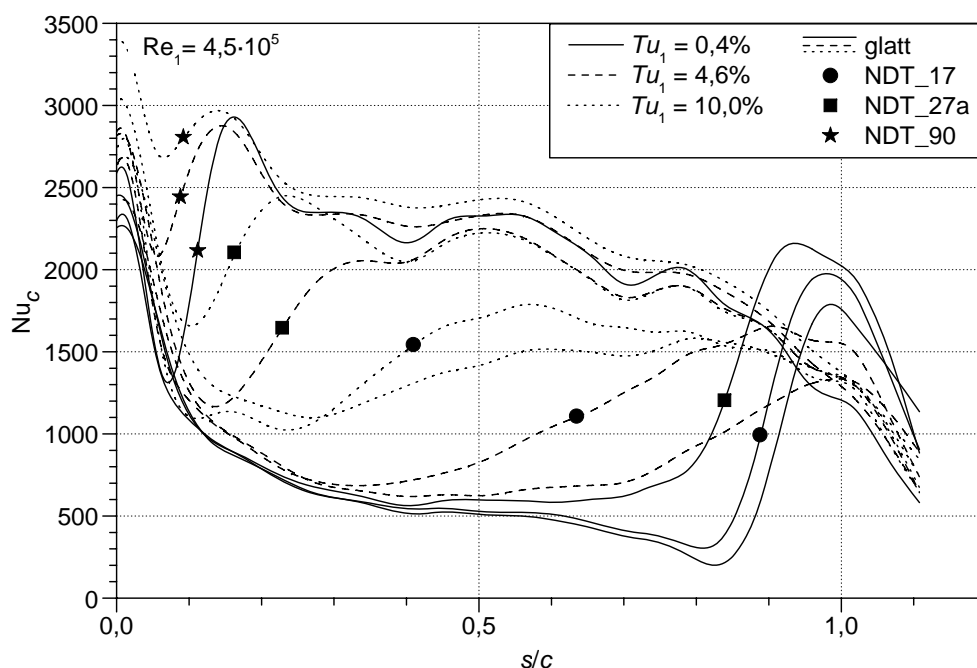


Abb. 4.40: Überlagerter Einfluss von Rauigkeit und Turbulenz auf den saugseitigen Wärmeübergang bei $Re_1 = 4,5 \cdot 10^5$

Eine weitere quantitative Erfassung des Einflusses von Rauigkeit und Turbulenz erfordert zusätzliche Kenntnis über den Zustand der Grenzschicht, der aus den Wärmeübergangsmessungen allein nicht abgeleitet werden kann. In Kapitel 5.3 werden die vorgestellten Messungen deshalb durch Nachrechnungen mit einem Grenzschichtrechenprogramm um die Grenzschichtprofile an der Startstelle der Transition ergänzt. Damit gelingt schließlich die Modellierung der laminar-turbulenten Transition unter Berücksichtigung des überlagerten Einflusses von Turbulenz und Rauigkeit.

4.4 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

Die vorgestellten Messungen am Hoch- und Niederdruckleitgitter zeigen erstmals den Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Wärmeübergangsverteilung an Turbinenschaufeln bei einer systematischen Variation der Rauigkeitshöhe und -dichte sowie der Anströmreynoldszahl und -turbulenz. Die verwendeten Oberflächen sind eindeutig definiert und führen deshalb nicht zu Unsicherheiten bei der Modellentwicklung. Zusammenfassend lassen sich folgende Ergebnisse formulieren:

- Der laminare Wärmeübergang ändert sich nicht aufgrund einer erhöhten Oberflächenrauigkeit und einer damit vergrößerten benetzten Oberfläche. Dies wird besonders bei Betrachtung der druckseitigen Wärmeübergangsverteilung an der Hochdruckleitschaufel deutlich (siehe Kapitel 4.2.2.2). Der laminare Wärmeaustausch ist im untersuchten Rau-

igkeitsbereich offensichtlich durch den diffusiven Transport oberhalb der Rauigkeitselemente begrenzt.

- Der laminar-turbulente Übergang wird stark von der Rauigkeit beeinflusst. Selbst Rauigkeitshöhen, die nur 0,1‰ der Schaufelsehnenlänge entsprechen, führen zu einer Stromaufverlagerung der Startstelle einer Bypass-Transition (Kapitel 4.2.2.2 und 4.3.2.2).
- Für große Rauigkeiten verlagert sich die Startstelle der Transition in Bereiche, in denen der Beschleunigungsparameter $K > 3 \cdot 10^{-6}$ ist und wo eine turbulente Grenzschicht an glatter Wand auch bei großer Freistromturbulenz relaminarisieren würde.
- Bei gegebener Rauigkeitshöhe existiert eine Rauigkeitsdichte, bei der die Wirkung auf die Transition maximal wird. Der Dichteparameter Λ_R scheint geeignet, um diesen Einfluss zu erfassen, wobei eine Rauigkeit mit $\Lambda_R \approx 6$ zu einem maximalen Effekt führt (Kapitel 4.2.2.3 und 4.3.2.3).
- Rauigkeit und Turbulenz haben eine sich gegenseitig verstärkende Wirkung auf die Transition. Selbst bei großer Freistromturbulenz führt eine Erhöhung der Rauigkeit zu einer weiteren Verschiebung des Transitionsbeginns. Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zur bisherigen Auffassung, wonach die hohe Turbulenzintensität in Gasturbinen das Grenzschichtgeschehen dominiert (Kapitel 4.2.2.4 und 4.3.2.5).
- Der turbulente Wärmeübergang wird stark von der Rauigkeit beeinflusst. Die Nusseltzahlen steigen auf der Druckseite der Niederdruckschaufel aufgrund der Rauigkeit um bis zu 65% (Kapitel 4.3.2.2). Auf der Saugseite der Hochdruckschaufel beträgt der maximale Anstieg bei erzwungenem Grenzschichtumschlag etwa 40% (Kapitel 4.2.2.5). Bei lokal variierender Rauigkeit nehmen die Nusseltzahlen stromab eines rauen Bereichs rasch wieder die für glatte Oberflächen typischen Werte an (Kapitel 4.3.2.4).
- In den von Sekundärwirbeln betroffenen Bereichen der Hochdruckschaufel zeigt die Rauigkeit eine besonders große Wirkung. Die gemessenen Nusseltzahlen steigen hier um bis zu 90% gegenüber einer glatten Oberfläche (Kapitel 4.2.3).

Die in den experimentellen Untersuchungen gewonnenen Erkenntnisse können nun zur Entwicklung neuer Berechnungsmodelle eingesetzt werden. Mehr als 500 Testfälle, die an zwei verschiedenen Schaufelgittern mit insgesamt 33 unterschiedlichen Oberflächen und zahlreichen Anströmzuständen gewonnen wurden, stehen hierzu zur Verfügung. In den folgenden Kapiteln werden die Messdaten zur Kalibrierung eines neuen Rauigkeitsmodells für die Berechnung der turbulenten Grenzschicht sowie zum Erstellen eines neuen Modells zur Beschreibung des laminar-turbulenten Übergangs verwendet. Die große Anzahl von unterschiedlichen Testfällen stellt dabei sicher, dass die neuen Modelle über einen weiten Bereich anwendbar und validiert sind.

5 Entwicklung eines Berechnungsverfahrens

Im vorangegangenen Kapitel wurde mit Hilfe zahlreicher experimenteller Untersuchungen der Einfluss von Rauigkeit, Turbulenz und Reynoldszahl auf die Wärmeübergangsverteilung entlang der Schaufeloberfläche detailliert beschrieben. Die dort erzielten Ergebnisse können bereits genutzt werden, um bei der Auslegung einer Kühkonfiguration entsprechende Sicherheitsreserven zu wählen, wenn die im Betrieb erwartete Rauigkeit aus der Turbinenwartung oder -fertigung bekannt ist. Zur optimalen Auslegung der Schaufelkühlung mit minimalem Kühlluftverbrauch, muss jedoch die Berechnung der transitionalen Grenzschicht auf der rauen Schaufeloberfläche mit hoher Genauigkeit ermöglicht werden. Ziel der folgenden Kapitel ist deshalb die Entwicklung eines universellen und effizienten Berechnungsverfahrens für Grenzschichten mit laminar-turbulenter Transition an rauen Oberflächen.

Die Grenzschicht wird dazu in den laminaren, transitionalen und turbulenten Bereich unterteilt. Da die Messungen zeigen, dass in den laminaren Grenzschichtbereichen keine Änderung des Wärmeübergangs festzustellen ist (vgl. Kapitel 4.2 und 4.3), konzentriert sich die Modellentwicklung auf die beiden übrigen Bereiche. Im nächsten Kapitel werden zunächst die Grundgleichungen und das Lösungsverfahren beschrieben. In Kapitel 5.2 folgt eine Übersicht vorhandener Rauigkeitsmodelle für vollturbulente Grenzschichten sowie eine Präsentation der in dieser Arbeit entwickelten Modellerweiterungen. Das in Kapitel 5.3 vorgestellte Verfahren zur Berechnung der Startstelle der Transition sowie des Übergangsbereichs vervollständigen schließlich das neue Modell.

5.1 Grundgleichungen und Lösungsverfahren

Ausgangspunkt des Berechnungsverfahrens bilden die Favre- bzw. massengemittelten Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie. Da für die Modellentwicklung zunächst ausschließlich zweidimensionale, kompressible Grenzschichtströmungen von Interesse sind, können die Gleichungen unter Anwendung der Grenzschichtapproximation deutlich vereinfacht werden (vgl. Cebeci und Smith (1974)). Mit der Koordinate x als Lauflänge entlang der Oberfläche sowie der y -Koordinate normal zur Oberfläche ergeben sich folgende Differentialgleichungen:

Massenerhaltung:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \tilde{V}) = 0 \quad (5.1)$$

Impulserhaltung:

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho \tilde{V} \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{dP}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \right) \quad (5.2)$$

Energieerhaltung:

$$\rho U \frac{\partial H}{\partial x} + \rho \tilde{V} \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\mu}{\text{Pr}} \frac{\partial H}{\partial y} - \rho \overline{h'v'} + U \left[\left(\mu - \frac{\mu}{\text{Pr}} \right) \frac{\partial U}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \right] \right\} . \quad (5.3)$$

Gleichungen 5.1 – 5.3 können unverändert auch bei gekrümmten Schaufeloberflächen angewendet werden, solange der Krümmungsradius von derselben Größenordnung wie die Sehnenlänge ist. Eine detaillierte Abschätzung hierzu ist in der Arbeit von Scheuerer (1983) gegeben.

Der durch die Favre-Mittelung entstandene Ausdruck $\rho\tilde{V}$ steht für die Summe aus der mittleren Massenstromdichte ρV und der turbulenten Massenstromdichte $\overline{\rho'v'}$:

$$\rho\tilde{V} = \rho V + \overline{\rho'v'} . \quad (5.4)$$

Die Korrelation $\overline{\rho'v'}$ ist bei einer kompressiblen turbulenten Grenzschicht von gleicher Größenordnung wie der Ausdruck ρV . Im Gegensatz dazu ist die mittlere Massenstromdichte in Strömungsrichtung sehr viel größer als ihr turbulenter Anteil und es gilt: $\rho\tilde{U} = \rho U$. Außerdem folgt mit der Grenzschichtapproximation in guter Näherung $\tilde{H} = H$, so dass in den Erhaltungsgleichungen nur die Normalgeschwindigkeit als Favre-gemittelter Wert auftritt.

Durch die Verwendung der Totalenthalpie H als Transportgröße in der Energiegleichung kann diese in der gezeigten eleganten Weise formuliert werden. Dabei entspricht H der Summe aus statischer Enthalpie $h = c_p T$, kinetischer Energie der mittleren Geschwindigkeit und turbulenter kinetischer Energie k :

$$H = h + \frac{1}{2}U^2 + k . \quad (5.5)$$

Die Verknüpfung der Zustandsgrößen kann bei den in dieser Arbeit behandelten Fluiden in guter Näherung durch das ideale Gasgesetz beschrieben werden:

$$\frac{P}{\rho} = RT . \quad (5.6)$$

Als Konsequenz der Grenzschichtapproximation wird der Druck P über die Grenzschichtdicke als konstant vorausgesetzt. Die benötigten Stoffeigenschaften sind die dynamische Viskosität μ , die Prandtlzahl Pr und die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p . Sie werden jeweils aus der entsprechenden Stoffdatenbank in Abhängigkeit der Temperatur entnommen.

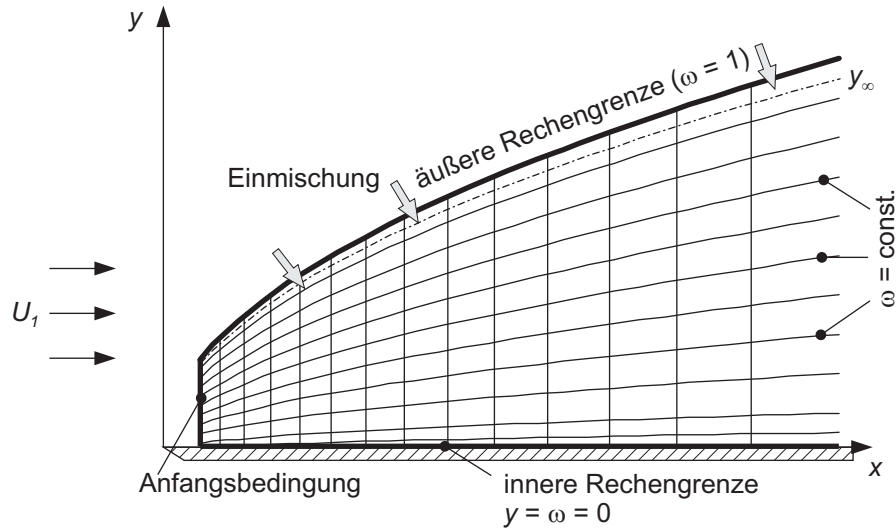
Bei laminaren Grenzschichten sind die Korrelationen $\overline{u'v'}$ und $\overline{h'v'}$ der Schwankungsgrößen null und das Differentialgleichungssystem 5.1 – 5.3 ist geschlossen und kann gelöst werden. Im turbulenten Fall sind jedoch Modellannahmen für $\overline{u'v'}$ und $\overline{h'v'}$ zu treffen, auf die in Kapitel 5.2 näher eingegangen wird.

Randbedingungen

Zur Lösung des Gleichungssystems (5.1 – 5.3) müssen an den Rändern des Rechengebietes, d.h. an der Wand sowie am Grenzschichtrand, die Verteilungen der Transportgrößen U , \tilde{V} und H vorgegeben werden.

An der Wand gilt die Haftbedingung, so dass

$$U_w = \tilde{V}_w = 0 . \quad (5.7)$$

Abb. 5.1: Grenzschichtangepasstes (x, ω) -Koordinatensystem

Weiterhin sind dort Totalenthalpie und statische Enthalpie identisch, so dass $H_w(x)$ bei bekannter Wandtemperaturverteilung direkt angegeben werden kann (*Dirichlet*-Randbedingung):

$$H_w(x) = h_w(x) = c_{p,w} \cdot T_w(x) . \quad (5.8)$$

Eine andere Möglichkeit besteht in der Vorgabe der Wandwärmeströme, die mit dem Temperaturgradienten bzw. Enthalpiegradienten an der Wand wie folgt verknüpft sind (*Neumann*-Randbedingung):

$$\left. \frac{\partial H}{\partial y}(x) \right|_w = \left. \frac{\partial h}{\partial y}(x) \right|_w = c_{p,w} \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial y}(x) \right|_w = -\dot{q}_w(x) \cdot \frac{c_{p,w}}{\lambda_{fl,w}} = -\dot{q}_w(x) \cdot \frac{\text{Pr}_w}{\mu_w} . \quad (5.9)$$

Am Grenzschichttrand wird der Wert der mittleren Geschwindigkeit $U(x)$ vorgegeben. Dieser Wert ist entweder über die Isentropenbeziehung und den ersten Hauptsatz der Thermodynamik aus einer gemessenen Druckverteilung zu bestimmen, oder aber durch Berechnung mittels einer Strömungssimulation. Die Totalenthalpie am Grenzschichttrand wird als konstant vorausgesetzt und ist ebenfalls vorzugeben. Weitere Randbedingungen ergeben sich aus der Turbulenz- und Rauigkeitsmodellierung im folgenden Kapitel 5.2.

Lösungsverfahren

Die numerische Lösung des parabolischen Differentialgleichungssystems (Gln. 5.1 – 5.3) sowie evtl. weiterer Modellgleichungen geschieht sehr effizient durch ein in Strömungsrichtung vorwärtsschreitendes, implizites Verfahren. Das Verfahren sowie der zugrunde liegende Programmcode ALFA sind ausführlich in Wittig et al. (1982) beschrieben. Es wurde in zahlreichen Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen kontinuierlich weiterentwickelt und validiert (siehe Scheuerer (1983), Schulz (1986), Sieger (1993), Schiele (1999)). An dieser Stelle wird deshalb nur eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Merkmale gegeben.

Zur Diskretisierung der Differentialgleichungen wird zunächst eine Koordinatentransformation nach Patankar und Spalding (1970) durchgeführt, so dass sich das Rechengitter der Grenzschichtdicke anpasst. Hierzu wird eine Querkoordinate ω eingeführt, die eine dimensionslose Stromfunktion darstellt und Werte zwischen Null (Wand) und Eins (äußere Rechengrenze) annehmen kann. Abbildung 5.1 zeigt das so definierte Rechengitter mit Linien $\omega = \text{const}$. Durch die Einführung der Stromfunktion ist die Kontinuitätsgleichung automatisch erfüllt. Um die in Wandnähe stark ansteigenden Gradienten der Transportgrößen auflösen zu können, verdichtet sich das Rechengitter zur Wand hin.

Da die Grenzschichtgleichungen im Staupunkt nicht definiert sind, beginnt die Rechnung etwas stromab. Dies hat zur Folge, dass auf der ersten Gitterlinie Anfangsverteilungen für alle Transportgrößen anzugeben sind. Die verwendeten Startprofile für laminare und turbulente Grenzschichten sind in Wittig et al. (1982) bzw. Sieger (1993) ausführlich beschrieben. Ausgehend von diesen Anfangsverteilungen werden die Transportgleichungen dann nacheinander bei jedem Vorwärtsschritt gelöst.

Um mit allen verwendeten Turbulenz- und Rauigkeitsmodellen gitterunabhängige Lösungen zu erhalten, haben sich die Kriterien von Schiele (1999) als ausreichend erwiesen. So sollte der Vorwärtsschritt in Strömungsrichtung auf maximal 5% der Impulsverlustdicke begrenzt werden. Der dimensionslose Wandabstand y^+ des ersten Gitterpunktes ist kleiner 0,3 zu wählen und das Breiten-zu-Höhenverhältnis der wandnächsten Gitterzelle auf 10 zu begrenzen. Für Berechnungen mit dem in Kapitel 5.2.2 vorgestellten Rauigkeitsmodell, bei dem die Rauigkeitsunterschicht aufgelöst wird, werden über die Rauigkeitshöhe mindestens 30 Gitterzellen vorgesehen. Diese recht hohen Anforderungen an das Rechengitter stellen eine Vergleichbarkeit unterschiedlicher Modelle sicher. In der Praxis ist auch auf wesentlich gröberen Gittern eine annähernd gitterunabhängige Lösung zu erzielen.

5.2 Modellierung turbulenter Grenzschichten an rauen Oberflächen

Die Lösung des Differentialgleichungssystems (Gln. 5.1 – 5.3) erfordert Schließungsannahmen für die beiden Korrelationen $(\rho \overline{u'v'})$ und $(\rho \overline{h'v'})$, die den erhöhten Impuls- und Wärmetransport durch turbulente Schwankungen darstellen. Eine effiziente Methode, die sich in der Praxis bei vielen Anwendungsfällen durchgesetzt hat, stellt die Verwendung sog. Wirbelviskositätsmodelle dar, welche auf dem Ansatz von Boussinesq (1877) basieren. Die Wirkung der Turbulenz wird dort durch eine erhöhte effektive Viskosität berücksichtigt. Die turbulenten Schubspannungen werden dabei mit der mittleren Scherung in Bezug gesetzt:

$$-\rho \overline{u'v'} = \mu_t \cdot \frac{\partial U}{\partial y} . \quad (5.10)$$

Analog lässt sich der turbulente Wärmestrom beschreiben:

$$-\rho \overline{h'v'} = \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \cdot \frac{\partial h}{\partial y} , \quad (5.11)$$

wobei für die turbulente Prandtlzahl der empirisch gefundene Wert von $Pr_t = 0,86$ angenommen wird, der auch bei rauer Oberfläche Verwendung findet (Ligrani und Moffat (1985), Kays (1994)). Das Schließungsproblem wird also auf die Berechnung der Wirbelviskosität μ_t verlagert.

Zur Berücksichtigung des Rauigkeitseinflusses existieren in der Literatur grundsätzlich zwei Modellansätze. In **erweiterten Wirbelviskositätsmodellen** wird die Berechnung der Wirbelviskosität derart modifiziert, dass die durch Rauigkeit verursachte Verschiebung im Geschwindigkeitsprofil wiedergegeben wird (vgl. Kapitel 2.2.4). Als einzige Beschreibungsgröße der rauen Oberfläche dient bei diesen Modellen die äquivalente Sandkornrauigkeit.

Einen anderen Ansatz verfolgen die **Diskrete-Elemente-Modelle** (DEM). Der Einfluss der Rauigkeit wird dort nicht nur durch eine Anpassung der Wirbelviskosität, sondern auch direkt in den Erhaltungsgleichungen (Gln. 5.1 – 5.3) berücksichtigt. So wird z.B. die Impuls- und Wärmeübertragung an die Rauigkeitselemente durch zusätzliche Quellterme in der Impuls- und Energiegleichung berücksichtigt. Zur Beschreibung der Oberfläche dient in diesem Fall unter anderem die Durchmesser- und Verteilung der Rauigkeitselemente. Eine Kenntnis der äquivalenten Sandkornrauigkeit ist nicht erforderlich. In den folgenden Kapiteln werden beide Ansätze weiter erläutert und die in dieser Arbeit entwickelten Erweiterungen vorgestellt.

5.2.1 Erweiterte Wirbelviskositätsmodelle

Zur Berechnung der Wirbelviskosität bei rauer Oberfläche stehen verschiedene Modelle zur Verfügung. Cebeci und Chang (1978) entwickeln ein einfaches **algebraisches Modell** („Nullgleichungsmodell“), was auf dem Prandtl'schen Mischungswegansatz und einer für raue Oberflächen vorgeschlagenen Erweiterung von Rotta (1962) basiert. Weitere Varianten, die alle auf diesem Modell aufbauen, werden von Feiereisen und Acharya (1986), Granville (1985) und Krogstad (1990) vorgestellt. Die genannten Modelle können bei einfachen Scherströmungen erfolgreich eingesetzt werden. Bei komplexer Geometrie und in Fällen, in denen der Turbulenztransport eine Rolle spielt, sind sie jedoch nicht geeignet und werden hier deshalb nicht weiter betrachtet.

Eine deutliche Verbesserung lässt sich durch den Einsatz von **Ein- und Zweigleichungsmodellen** erreichen, bei denen der Turbulenztransport durch zusätzliche Transportgleichungen berücksichtigt wird. Lee und Paynter (1995) erweitern das Spalart-Allmaras-Eingleichungsmodell zur Beschreibung rauer Oberflächen. Die Modellerweiterungen basieren im Wesentlichen auf dem Modell von Cebeci und Chang (1978). Auch für einige k - ϵ - und k - ω -Zweigleichungsmodelle stehen entsprechende Erweiterungen zur Verfügung. So kann die Oberflächenrauigkeit beim k - ω - und k - ω -SST-Turbulenzmodell direkt in der Randbedingung für ω berücksichtigt werden (Wilcox (1993) bzw. Hellsten und Laine (1998)).

Das k - ϵ -Turbulenzmodell ist aufgrund seiner großen Verbreitung das am meisten getestete Turbulenzmodell. Es hat sich im industriellen Einsatz robust und leistungsfähig gezeigt, so dass es auch in dieser Arbeit als Grundlage der verwendeten Modelle dient. In seiner Standardversion ist es allerdings nur bei großen Reynoldszahlen anwendbar und versagt in unmittelbarer

Wandnähe, wo die Viskosität und nicht die turbulenten Austauschvorgänge das Strömungsgeschehen dominiert. Auch bei entsprechender Erweiterung der ε -Gleichung (*Low-Reynolds-Number* Erweiterung) mit zusätzlichen viskositätsabhängigen Dämpfungsfunktionen erweist sich das Modell als problematisch, da die sehr großen Gradienten der Dissipationsrate ε nach einer extrem feinen Diskretisierung verlangen (Rexroth (1996)). Außerdem kann der laminar-turbulente Übergang mit den vorhandenen k - ε -Modellen in vielen Fällen nur unzureichend beschrieben werden (Sieger (1993)). Abhilfe schafft hier der Einsatz von Zweischichtenmodellen, die das Standard- k - ε -Turbulenzmodell mit einem Eingleichungsmodell für den wandnächsten Bereich kombinieren. In ausführlichen Vergleichsrechnungen mit den Eingleichungsmodellen von Wolfshtein (1969), Norris und Reynolds (1975), Hassid und Poreh (1978) und Rodi et al. (1993) zeigt sich das Modell von Rodi et al. (1993) überlegen (siehe Sieger et al. (1995), Knauf (1997), Schiele et al. (1999)). Es wird deshalb in Kapitel 5.2.2 als Grundlage für das Diskretelemente-Modell verwendet. Als Vertreter der erweiterten Wirbelviskositätsmodelle wird zum Vergleich das von Durbin et al. (2001) modifizierte Zweischichtenmodell von Chen und Patel (1988) gewählt, welches auf dem Eingleichungsmodell von Wolfshtein (1969) beruht.

Zweischichtenmodell von Durbin et al. (2001) (KS-TLK)

Die Berechnung der Wirbelviskosität geschieht hier mit Hilfe der turbulenten kinetischen Energie

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) \quad (5.12)$$

und einem Längenmaß der Turbulenzbewegung l_μ aus:

$$\mu_t = \rho c_\mu \sqrt{k} \cdot l_\mu . \quad (5.13)$$

Die Konstante c_μ wird auf den allgemein akzeptierten Wert 0,09 festgelegt (vgl. Tabelle 5.1). In den äußeren Grenzschichtbereichen können die noch unbekanntenen Größen k und l_μ mit Hilfe des Standard- k - ε -Modells von Launder und Spalding (1974) bestimmt werden. Dazu werden zwei zusätzliche Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie

$$\rho U \frac{\partial k}{\partial x} + \rho \tilde{V} \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \rho \varepsilon \quad (5.14)$$

sowie deren Dissipationsrate ε

$$\rho U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho \tilde{V} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + \left[c_1 \mu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \rho c_2 \varepsilon \right] \frac{\varepsilon}{k} \quad (5.15)$$

eingeführt, wobei für die vier Modellkonstanten σ_k , σ_ε , c_1 und c_2 die üblichen Standardwerte übernommen werden (Tabelle 5.1). In den äußeren Grenzschichtbereichen lässt sich damit unmittelbar das Längenmaß l_μ ausdrücken:

$$l_{\mu,\text{außen}} = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} . \quad (5.16)$$

Die ε -Gleichung in der gezeigten Form ist nur für große Reynoldszahlen anwendbar und versagt deshalb im wandnächsten Bereich, in dem der Viskositätseinfluss dominiert (Rodi (1991)). Durch die Verwendung des Eingleichungsmodells von Wolfshtein (1969) in den inneren Grenzschichtbereichen kann das Problem umgangen werden. Damit wird zwar weiterhin die Transportgleichung 5.14 für die Berechnung der turbulenten kinetischen Energie k verwendet, jedoch das Längenmaß l_{μ} mit Hilfe einer algebraischen Gleichung wie folgt bestimmt:

$$l_{\mu,\text{innen}} = 2,5 \cdot y_{\text{eff}} \cdot f_{\mu} . \quad (5.17)$$

Darin ist y_{eff} ein effektiver Wandabstand, der bei glatter Oberfläche dem tatsächlichen Abstand entspricht, bei rauer Oberfläche jedoch um den Betrag y_0 verschoben ist ($y_{\text{eff}} = y + y_0$). Die Einführung des effektiven Wandabstands trägt der Tatsache Rechnung, dass die Stelle, an der die turbulenten Schwankungen null werden, bei rauer Oberfläche nicht mit dem Ursprung des mittleren Geschwindigkeitsprofils zusammenfällt. Anders als bei glatter Oberfläche fehlen bei vollständig rauer Oberfläche die laminare Unterschicht sowie der Übergangsbereich und das logarithmische Wandgesetz erstreckt sich bis zur Wand (vgl. Kapitel 2.2.4).

Die Dämpfungsfunktion f_{μ} sorgt bei glatter Wand dafür, dass das Längenmaß l_{μ} in unmittelbarer Wandnähe nicht mehr linear mit dem Wandabstand abfällt, sondern wie in der Realität deutlich langsamer:

$$f_{\mu} = 1 - \exp\left(-\frac{\text{Re}_y}{A_{\mu}}\right) \quad (5.18)$$

mit

$$\text{Re}_y = \frac{\sqrt{k}y}{\nu} \quad (5.19)$$

und

$$A_{\mu} = \max\left[1; 62,5 \left(1 - \frac{k_s^+}{90}\right)\right] . \quad (5.20)$$

Mit zunehmendem Wandabstand geht f_{μ} gegen Eins, so dass im Bereich des logarithmischen Wandgesetzes die lineare Abhängigkeit des Längenmaßes vom Wandabstand wieder gegeben ist. Bei vollständig rauer Wand (Durbin et al. (2001) wählen hierfür das Kriterium $k_s^+ > 90$), erstreckt sich der logarithmische Bereich bis zu $y = 0$, so dass die Dämpfungsfunktion keine Auswirkung haben darf. Gleichung 5.20 sorgt dafür, dass f_{μ} für $k_s^+ \geq 90$ gegen den Wert Eins

Tabelle 5.1: Modellkonstanten für das k - ε -Modell

c_{μ}	σ_k	σ_{ε}	c_1	c_2
0,09	1,0	1,3	1,44	1,92

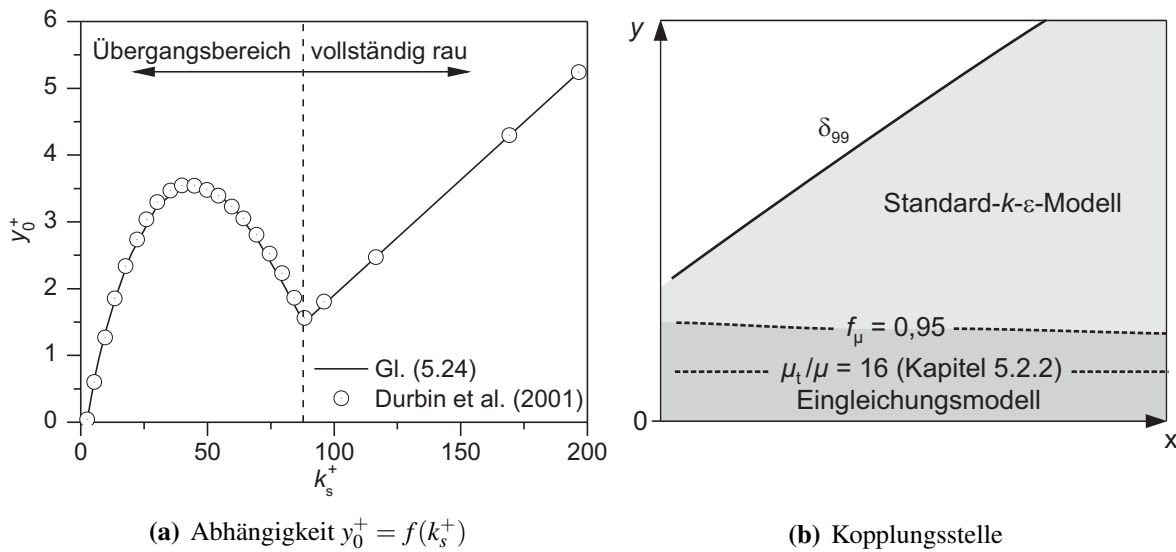


Abb. 5.2: a) Abhängigkeit der Verschiebung y_0^+ von der Rauigkeitsreynoldszahl b) Kopplungsstelle zwischen Ein- und Zweigleichungsmodell

geht und diese Forderung erfüllt. Natürlich ist eine weitere Konsequenz der endlichen Schwankungsgeschwindigkeiten direkt an der rauhen Wand, dass dort die effektive Viskosität nicht wie im glatten Fall gegen die molekulare Viskosität geht, sondern aus der Summe $\mu + \mu_t$ besteht.

Auch wenn die Dissipationsrate ε zur Bestimmung des Längenmaßes l_μ im wandnächsten Bereich nicht direkt einfließt, so wird deren Verlauf dennoch auch in unmittelbarer Wandnähe benötigt, da sie in die Modellgleichung für die turbulente kinetische Energie eingeht. Mit Hilfe der folgenden Beziehung kann ε im wandnächsten Bereich berechnet werden:

$$\varepsilon_{\text{innen}} = \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad (5.21)$$

mit

$$l_\varepsilon = 2,5 \cdot y_{\text{eff}} \cdot f_\varepsilon \quad (5.22)$$

Die Dämpfungsfunktion f_ε ergibt sich bei glatter und rauher Oberfläche zu

$$f_\varepsilon = 1 - \exp\left(-\frac{\text{Re}_y}{2 \cdot 2,5}\right) \quad (5.23)$$

Es fehlt nun noch eine Berechnungsvorschrift für die virtuelle Verschiebung des Wandabstands y_0 bzw. $y_0^+ = y_0 \cdot u_\tau / \nu$. Durbin et al. (2001) finden hierfür die in Abb. 5.2(a) gezeigte Abhängigkeit von der Rauigkeitsreynoldszahl k_s^+ , die auf die Untersuchungen von Nikuradse (1933) an Oberflächen mit Sandkornrauigkeit zurückzuführen ist. Der im Diagramm dargestellte Kurvenverlauf wird in der vorliegenden Arbeit durch folgende Korrelation wiedergegeben:

$$y_0^+ = \begin{cases} \frac{-1,16 + 0,85\sqrt{k_s^+} - 0,071 \cdot k_s^+}{1 - 0,16\sqrt{k_s^+} + 0,01 \cdot k_s^+} & k_s^+ \leq 90 \\ 0,035 \cdot k_s^+ - 1,548 & k_s^+ > 90 \end{cases} . \quad (5.24)$$

Die gezeigte Abhängigkeit ist im strengen Sinne nur für Sandkornrauigkeiten gültig, so dass sie eigentlich für jeden neuen Rauigkeitstyp erneut mit Hilfe von Grenzschichtmessungen bestimmt werden müsste. Auch die Verwendung einer äquivalenten Sandkornrauigkeit löst dieses Problem nicht vollständig, da die Abhängigkeit $y_0^+ = f(k_{s,\text{äq}}^+)$ auch bei identischem $k_{s,\text{äq}}$ für zwei unterschiedliche Rauigungsgeometrien verschieden sein kann (vgl. Kapitel 2.2.4). Dabei ist jedoch zu beachten, dass der hierdurch verursachte Fehler im Vergleich zur Unsicherheit bei der Bestimmung von $k_{s,\text{äq}}$ vernachlässigbar ist. In der vorliegenden Arbeit wird Gl. 5.24 deshalb für alle Rauigungsgeometrien verwendet und für k_s die mit Hilfe einer Korrelation bestimmte äquivalente Sandkornrauigkeit $k_{s,\text{äq}}$ eingesetzt (vgl. Kapitel 3.1.4).

Die Kopplung des Standard- k - ε -Modells mit dem Eingleichungsmodell erfolgt an der Stelle, wo die Dämpfungsfunktion f_μ (Gl. 5.18) gerade den Wert 0,95 annimmt. Das heißt für $f_\mu < 0,95$ wird das Längenmaß l_μ mit Gl. 5.17 und die Dissipationsrate ε mit Gl. 5.21 bestimmt, während für $f_\mu \geq 0,95$ die Gleichungen 5.16 bzw. 5.15 gelöst werden. Abbildung 5.2(b) verdeutlicht die beiden Teilbereiche des Zweischichtenmodells am Beispiel einer unbeschleunigten Platten-grenzschicht.

Durch die Einführung zweier neuer Transportgleichungen für k bzw. ε werden zusätzliche Randbedingungen benötigt. Am äußeren Grenzschichtrand vereinfachen sich die beiden Transportgleichungen aufgrund der vernachlässigbaren Gradienten quer zur Hauptströmungsrichtung zu

$$\frac{dk_\infty}{dx} = -\frac{\varepsilon}{U_\infty} \quad (5.25)$$

bzw.

$$\frac{d\varepsilon_\infty}{dx} = -c_2 \cdot \frac{\varepsilon^2}{U_\infty k_\infty} . \quad (5.26)$$

Durch Vorgabe von Anfangswerten für k und ε bzw. Tu und L_ε (siehe Gl. 4.8), die in der Anströmung gegeben sein müssen, lässt sich das Gleichungssystem integrieren, so dass die Verteilungen von k und ε am Grenzschichtrand bekannt sind (siehe Kapitel 4.1.3).

An der Wand ist die turbulente kinetische Energie bei glatten Oberflächen null. Bei vollständig rauer Wand ($k_s^+ > 90$) muss jedoch $k = u_\tau^2 / \sqrt{c_\mu}$ erfüllt sein, damit sich der logarithmische Bereich des Geschwindigkeitsprofils bis zur Wand hin erstreckt. Im Übergangsbereich ($k_s^+ \leq 90$) erfolgt eine einfache quadratische Interpolation, so dass allgemein gilt:

$$k_w = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{c_\mu}} \min \left[1; \left(\frac{k_s^+}{90} \right)^2 \right] . \quad (5.27)$$

Die Randbedingung für die Dissipationsrate ergibt sich dann automatisch aus Gl. 5.27 und Gl. 5.21.

Aufgrund der Verwendung der Sandkornrauigkeit k_s und des auf der turbulenten kinetischen Energie k basierenden Geschwindigkeitsmaßstabes im Zwei-Schichten-Turbulenzmodell (Two-Layer-Modell) wird das vorgestellte Modell forthin in Anlehnung an die Namensgebung in früheren Arbeiten (Schiele (1999)) mit **KS-TLK** bezeichnet.

Die Abhängigkeit des KS-TLK-Modells von einer Korrelation zur Berechnung von $k_{s,\text{äq}}$ sowie der für beliebige Rauigkeiten unbekanntem Zusammenhang $y_0^+ = f(k_{s,\text{äq}}^+)$ sind ein Nachteil bei der praktischen Verwendung, der jedoch häufig hingenommen wird. So sind derzeit in allen kommerziellen Strömungslösern ausschließlich Modelle ähnlicher Natur implementiert. Das im nächsten Kapitel vorgestellte und in dieser Arbeit weiterentwickelte Modell soll hierzu eine Alternative aufzeigen. Eine Validierung der Modelle erfolgt in Kapitel 6.

5.2.2 Das Diskrete-Elemente Modell (DEM-TLV)

Die Diskrete-Elemente-Methode beruht auf der ursprünglich von Schlichting (1936) vorgeschlagenen Aufteilung der rauen Oberfläche in einzelne Rauigkeitselemente und der glatten Fläche zwischen den Elementen. Wie noch gezeigt werden wird, bietet diese Vorgehensweise den Vorteil, dass zur Beschreibung der Oberfläche lediglich die gemessene Geometrie und keine von der Oberflächentopographie abhängige Korrelation benötigt wird. Außerdem wird der Tatsache Rechnung getragen, dass Wärme- und Impulsübertragung an eine raue Oberfläche keiner direkten Analogie unterliegen. Eine Anwendung bei Strömungsberechnungen an rauen Oberflächen findet die Methode erstmals bei Finson und Wu (1979) (siehe auch Finson und Clarke (1980), Finson (1982), Christoph und Pletcher (1983)). Aufgrund einer dort fehlerhaft getroffenen Annahme bei der Herleitung des Modells sowie verschiedener Vereinfachungen erweisen sich die frühen Implementierungen jedoch als nicht zuverlässig (vgl. Taylor et al. (1984)). Die von Scheuerer (1983) mit dem Modell von Finson und Wu (1979) durchgeführten Vergleichsrechnungen bestätigen dies, auch wenn für einige Testfälle eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Messdaten erreicht wird.

Eine exakte Herleitung des Diskrete-Elemente-Modells für kegelförmige Rauigkeitselemente ist bei Taylor et al. (1984) gegeben, der zur Berechnung der Turbulenzgrößen ein algebraisches Mischungswegmodell verwendet. Die dort beschriebene Version des Modells ist Grundlage aller neueren Entwicklungen und wird auch in dieser Arbeit zusammen mit einer Erweiterung von McClain (2002) für elliptische Elemente zugrunde gelegt. Die Darstellung der Modellgleichungen erfolgt hier allerdings in einer modifizierten Form, die auch für viele stochastische Rauigkeiten geeignet ist. Insbesondere werden dazu zwei charakteristische Durchmesser für den Wärme- und Impulsaustausch mit den Rauigkeitselementen eingeführt. Zur Schließung des Gleichungssystems wird das Modell erstmals mit einem Zweischichten-Turbulenzmodell gekoppelt.

Versperrungswirkung der Rauigkeitselemente

Ausgangspunkt des Diskrete-Elemente-Modells ist eine mikroskopische Betrachtung der Wirkung einzelner elliptischer Rauigkeitselemente auf die Strömung. Unterhalb der Rauigkeitsspit-

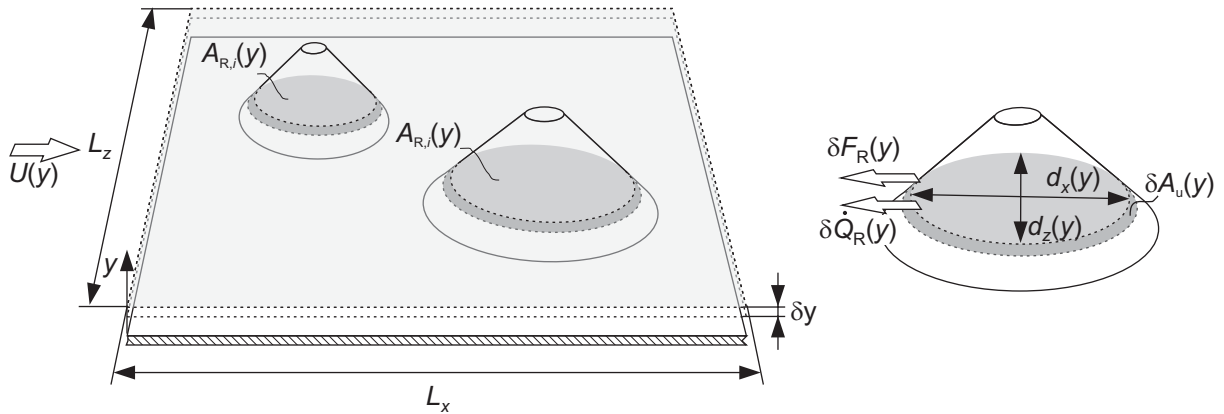


Abb. 5.3: Zur Erläuterung der Diskrete-Elemente-Methode

zen ist ein Teil des Volumens durch die Rauigkeitselemente versperrt, so dass der Raum nur teilweise für die Strömung zur Verfügung steht. Es liegt deshalb nahe, eine **Porosität** β zu definieren, welche die versperrte Fläche mit der Gesamtfläche in Beziehung setzt. Im Allgemeinen ist diese Porosität abhängig vom Abstand zur Wand und lässt sich wie folgt ausdrücken:

$$\beta(y) = 1 - \frac{\sum_{i=1}^{N_R} A_{R,i}(y)}{L_x L_z}, \quad (5.28)$$

wobei $A_{R,i}$ die Querschnittsflächen der elliptischen Rauigkeitselemente in einer Höhe y innerhalb der Kontrollfläche $L_x L_z$ sind (Abb. 5.3). Die Anzahl der Rauigkeitselemente N_R innerhalb dieser Fläche ist im allgemeinen Fall unterschiedlich hoher Elemente ebenfalls abhängig vom Wandabstand y . Durch die Einführung einer mittleren Elementfläche \bar{A}_R und der Elementdichte $\zeta = N_R / (L_x L_z)$ lässt sich Gl. 5.28 vereinfachen:

$$\beta(y) = 1 - \frac{N_R(y) \bar{A}_R(y)}{L_x L_z} = 1 - \zeta(y) \cdot \bar{A}_R(y). \quad (5.29)$$

Widerstandskräfte an den Rauigkeitselementen

Die in die Grenzschicht hineinragenden Rauigkeitselemente üben eine **Widerstandskraft** auf die Strömung aus, die sich aus den an den Elementen auftretenden Druck- und Reibungskräften zusammensetzt (vgl. Abb. 5.3). Wie in Kapitel 2.1 gezeigt wurde, lassen sich turbinentypische Rauigkeiten sehr gut mit Hilfe einer Ansammlung von elliptischen Rauigkeitselementen beschreiben. Aus diesem Grund erfolgt die Betrachtung allgemein für Elemente mit elliptischem Grundquerschnitt, deren Durchmesser in Strömungsrichtung mit d_x und quer zur Strömungsrichtung mit d_z bezeichnet wird. Für ein Kontrollvolumen der Dicke δy im Abstand y zur Wand ist die gesamte Widerstandskraft dann:

$$\delta F_R(y) = \frac{1}{2} \rho U^2 \delta y \sum_{i=1}^{N_R} C_{w_{d_z},i} \cdot d_{z,i}, \quad (5.30)$$

wobei $\delta y \cdot d_{z,i}$ die in x -Richtung projizierte Fläche und $C_{w_{d_z,i}}$ den Widerstandsbeiwert eines Elements darstellen. Gleichung 5.30 setzt die Kenntnis der Durchmesser-Verteilung $d_{z,i}$ in jedem Wandabstand y voraus, was die Beschreibung einer realen Oberfläche aufwendig macht. Um den Summenausdruck zu ersetzen, wird in dieser Arbeit deshalb ein charakteristischer Durchmesser $d_F(y)$ eingeführt, der gebildet werden kann, sobald die Abhängigkeit $C_{w_{d_z}} = f(d_z)$ bekannt ist. In der Literatur sind hierzu verschiedene Korrelationen zu finden, die den Widerstandsbeiwert mit einer lokalen Reynoldszahl in Beziehung setzen (Taylor et al. (1984), Tarada (1990), McClain (2002)). In Voruntersuchungen hat sich die Version von McClain (2002) bewährt, die von den Autoren für Reynoldszahlen $Re_{d_z} < 6 \cdot 10^4$ an zahlreichen Testfällen validiert wurde:

$$C_{w_{d_z}} = \left(\frac{Re_{d_z}}{1000} \right)^{-1/8} e^{0,735} = \left(\frac{U \cdot d_z}{1000 \cdot \nu} \right)^{-1/8} \cdot e^{0,735} . \quad (5.31)$$

Darin ist $e = d_z/d_x$ die Exzentrizität der elliptischen Rauigkeitselemente. Gleichung 5.31 ist über einen großen Bereich von Rauigkeitsdichten anwendbar. Bei sehr dicht stehenden Rauigkeitselementen ist allerdings eine gegenseitige Beeinflussung der Elementumströmung und damit eine Abweichung der Widerstandsbeiwerte zu erwarten. Dabei ist zu beachten, dass reale Rauigkeiten nur in geringem Wandabstand solch große Rauigkeitsdichten aufweisen. Mit steigendem Abstand zur Wand sinkt die Dichte der sich nach oben hin verjüngenden Elemente und Gl. 5.31 ist in guter Näherung gültig. Außerdem trägt der wandnächste Bereich mit großer Rauigkeitsdichte kaum zur Widerstandskraft bei, da dort die Strömungsgeschwindigkeit sehr klein ist. Das Problem kann deshalb auf einfache Weise umgangen werden, indem die Rauigkeit erst ab einer gewissen Höhe betrachtet wird. Am Ende des Kapitels wird hierauf noch genauer eingegangen. Für den Summenausdruck folgt schließlich mit Gl. 5.31:

$$\sum_{i=1}^{N_R} C_{w_{d_z,i}} \cdot d_{z,i} = \left(\frac{U}{1000 \cdot \nu} \right)^{-1/8} \underbrace{\sum_{i=1}^{N_R} d_{z,i}^{7/8} e^{0,735}}_{N_R \cdot d_F^{7/8}} \quad (5.32)$$

und der charakteristische Durchmesser $d_F(y)$ ergibt sich wie folgt:

$$d_F(y) = \left(\frac{1}{N_R} \sum_{i=1}^{N_R} d_{z,i}^{7/8} e^{0,735} \right)^{8/7} . \quad (5.33)$$

Damit vereinfacht sich Gl. 5.30 zu:

$$\delta F_R(y) = \frac{1}{2} \rho U^2 \cdot N_R C_w d_F \delta y , \quad (5.34)$$

wobei alle Größen weiterhin Funktionen des Wandabstands y sind. Auch die Korrelation für den Widerstandsbeiwert vereinfacht sich, da die Exzentrizität bereits im charakteristischen Durchmesser enthalten ist:

$$C_w = \left(\frac{Re_{d_F}}{1000} \right)^{-1/8} . \quad (5.35)$$

Wärmeübertragung an die Rauigkeitselemente

Für die Wärmeübertragung an die Rauigkeitselemente wird eine ähnliche Betrachtung an einem Kontrollvolumen der Dicke δy durchgeführt (Abb. 5.3). Der Wärmestrom an die Rauigkeitselemente innerhalb des Kontrollvolumens kann dann wie folgt dargestellt werden

$$\delta \dot{Q}_R(y) = \lambda_{fl} (T_R - T) \sum_{i=1}^{N_R} \frac{\text{Nu}_{d_z,i}}{d_{z,i}} \delta A_{u,i}, \quad (5.36)$$

wenn davon ausgegangen wird, dass die Temperaturverteilung der Rauigkeitselemente $T_R(y)$ für alle Elemente gleich ist. Zur Berechnung der Ringfläche δA_u mit der Höhe δy muss der Umfang der Ellipse bekannt sein. Da dieser nicht geschlossen berechnet werden kann, wird folgende Näherungsformel zur Berechnung von δA_u verwendet (siehe Bronstein et al. (1999)):

$$\delta A_u = \pi d_z \underbrace{\frac{3}{4} \left(1 + \frac{1}{e} - \frac{2}{3\sqrt{e}} \right)}_{K_e} \delta y = \pi d_z K_e \delta y. \quad (5.37)$$

Um den Summenausdruck in Gl. 5.36 zu vereinfachen, wird eine Beziehung zwischen den lokalen Nusseltzahlen Nu_d und dem quer zur Strömungsrichtung projizierten Durchmesser eines Rauigkeitselements d_z benötigt. Die in Voruntersuchungen durchgeführten Vergleichsrechnungen mit verschiedenen Korrelationen von Taylor et al. (1984), Tarada (1987) und McClain (2002) zeigen, dass die Korrelation von McClain (2002) beste Ergebnisse liefert und auch in guter Näherung für elliptische Elemente anwendbar ist:

$$\text{Nu}_{d_z} = 1,7 \text{Pr}^{0,4} \text{Re}_d^{0,49}. \quad (5.38)$$

Die Korrelation wurde für Reynoldszahlen $\text{Re}_d \leq 13776$ von McClain (2002) validiert, was sich für alle in dieser Arbeit untersuchten Testfälle und für turbinentypische Strömungen als ausreichend erweist. Bei sehr dicht stehenden Rauigkeitselementen ist damit zu rechnen, dass sich die Elementumströmungen gegenseitig beeinflussen und Gl. 5.38 nicht mehr ohne weiteres gilt. Wie bei den Widerstandsbeiwerten kann auch hier das Problem umgangen werden, indem die Rauigkeit erst ab einem bestimmten Wandabstand betrachtet wird. Das gewählte Kriterium zur Festlegung dieses y -Achsenursprungs wird am Ende des Kapitels gegeben. Damit gilt mit Gl. 5.38:

$$\sum_{i=1}^{N_R} \frac{\text{Nu}_{d_z,i}}{d_{z,i}} \delta A_{u,i} = 1,7\pi \cdot \text{Pr}^{0,4} \left(\frac{U}{v} \right)^{0,49} \delta y \underbrace{\sum_{i=1}^{N_R} K_{e,i} d_{z,i}^{0,49}}_{N_R \cdot d_Q^{0,49}} \quad (5.39)$$

und der charakteristische Durchmesser für Wärmeübertragung an die Elemente kann definiert werden:

$$d_Q(y) = \left(\frac{1}{N_R} \sum_{i=1}^{N_R} K_{e,i} d_{z,i}^{0,49} \right)^{\frac{1}{0,49}}. \quad (5.40)$$

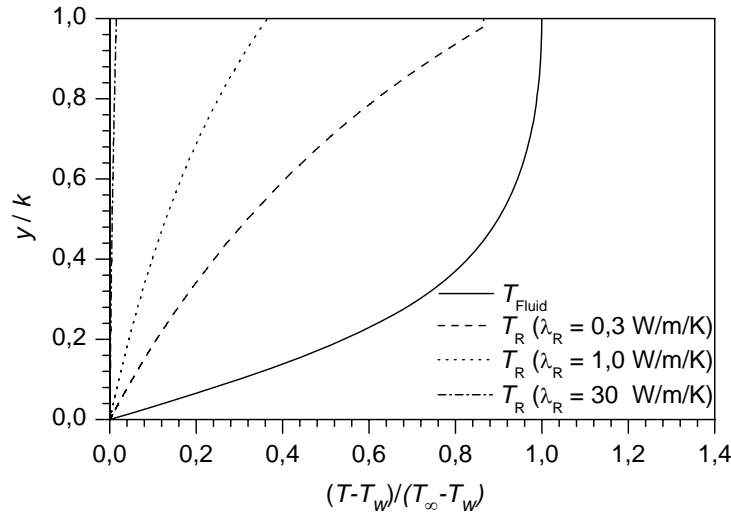


Abb. 5.4: Temperaturverteilung im Rauigkeitselement in Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit

Gleichung 5.36 vereinfacht sich damit zu:

$$\delta \dot{Q}_R(y) = \pi \lambda_{fl} (T_R - T) N_R \text{Nu}_{d_Q} \delta y. \quad (5.41)$$

Zur Berechnung der Nusseltzahl gilt weiterhin Gl. 5.38, wobei die Reynoldszahl nun mit dem charakteristischen Durchmesser d_Q gebildet wird.

Bei gut wärmeleitenden Rauigkeitselementen ($\lambda > 10$), wie z.B. bei den hier verwendeten Neusilberfolien, ist die Temperatur der Rauigkeitselemente T_R über der Höhe konstant und gleich der Wandtemperatur. Dies ändert sich allerdings, wenn die Elemente aus schlecht leitendem Material wie z.B. keramischen Schutzschichten oder Partikelablagerungen bestehen. In diesem Fall muss die Temperaturverteilung im Rauigkeitselement berechnet werden. Die hierzu erforderliche Differentialgleichung für den Temperaturverlauf lautet (siehe z.B. Polifke und Kopitz (2005)):

$$\frac{d}{dy} \left(\bar{A}_R \frac{dT_R}{dy} \right) - \frac{\lambda_{fl}}{\lambda_R} \frac{\text{Nu}_{d_Q}}{d_Q} \frac{dA_u}{dy} (T_R - T) = 0. \quad (5.42)$$

Mit Hilfe von Gl. 5.29 und dem charakteristischen Wärmeübergangsdurchmesser folgt schließlich:

$$\frac{d}{dy} \left(\frac{1 - \beta}{\zeta} \frac{dT_R}{dy} \right) - \frac{\pi \lambda_{fl}}{2 \lambda_R} \text{Nu}_{d_Q} \frac{d(d_Q)}{dy} (T_R - T) = 0. \quad (5.43)$$

Mit der Randbedingung $T_R(y = 0) = T_w$ lässt sich Gl. 5.43 iterativ lösen, bis die Bedingung $dT_R/dy|_w = - \int \dot{q}_R(y) dy / \lambda_R$ erfüllt ist. Abb. 5.4 zeigt beispielhaft die auf diese Weise berechneten Temperaturverläufe in Rauigkeitselementen mit unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit und den zugrunde liegenden Temperaturverlauf des Fluids in der turbulenten Grenzschicht.

Turbulenzproduktion im Nachlauf der Rauigkeitselemente

Von den Rauigkeitselementen erzeugte Nachläufe führen zu zusätzlichen turbulenten Schwankungen und damit zu einer Erhöhung der turbulenten kinetischen Energie. Die hiermit verbundene Turbulenzproduktion ist allerdings in vielen Fällen deutlich geringer als die Produktion aufgrund der Scherspannungen in der Grenzschicht. Verschiedene Autoren vernachlässigen deshalb die zusätzliche Produktion und wenden das entsprechende Turbulenzmodell unverändert an (Taylor et al. (1984), McClain (2002)). In dieser Arbeit wird die Produktion nach einem Vorschlag von Finson und Wu (1979) berücksichtigt. Danach ist der im Kontrollvolumen zusätzlich durch Rauigkeitselemente produzierte turbulente kinetische Energiestrom:

$$\delta K_R = c_k U^2 \cdot N_R \cdot \rho U d_F \delta y . \quad (5.44)$$

Für die Konstante c_k verwenden Finson und Wu (1979) den Wert 0,04, der aus der Betrachtung der Schwankungsgeschwindigkeiten im Nachlauf eines Zylinders abgeleitet werden kann. Tarada (1987), der ebenfalls die zusätzliche Turbulenzproduktion berücksichtigt, verwendet sehr viel kleinere Werte für die Konstante ($c_k = 3 \cdot 10^{-5}$), um mit Hilfe des von ihm eingesetzten Low-Reynolds-Number-Modells auch den laminar-turbulenten Übergang zu erfassen. In der vorliegenden Arbeit wurde aufgrund von Vergleichsrechnungen ein optimaler Wert von $c_k = 0,05$ gefunden. Für niedrige Reynoldszahlen, bei denen der Nachlauf laminar ist ($Re_d < 40$, siehe Schlichting und Gersten (1997)), müsste δK_R zu Null gesetzt werden. Allerdings ist in diesem Fall die Geschwindigkeit U so gering, dass δK_R automatisch verschwindend klein wird und keiner besonderen Behandlung bedarf.

Um das Längenmaß der zusätzlich erzeugten Turbulenz berücksichtigen zu können, untersuchen Finson und Wu (1979) und später Tarada (1987) eine Modifikation der Dissipationsrate ε . Es zeigt sich allerdings in beiden Arbeiten, dass die Änderung von ε vernachlässigbar ist, so dass die Autoren schließlich nur den zusätzlichen Produktionsterm in der k -Gleichung vorsehen.

Modifizierte Grenzschichtgleichungen des Diskrete-Elemente-Modells

Die gezeigte Versperrungswirkung der Rauigkeitselemente (Gl. 5.29), die Widerstandskräfte (Gl. 5.34) und der Wärmeaustausch mit den Elementen (Gl. 5.41) können nun direkt in den Erhaltungsgleichungen 5.1-5.3 berücksichtigt werden. Mit Hilfe des Wirbelviskositätsansatzes ergibt sich demnach folgendes Differentialgleichungssystem:

Massenerhaltung:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho \beta U) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \beta \tilde{V}) = 0 \quad (5.45)$$

Impulserhaltung:

$$\rho \beta U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho \beta \tilde{V} \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{d}{dx} (\beta P) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\beta (\mu + \mu_t) \frac{\partial U}{\partial y} \right] - \underbrace{\frac{1}{2} \rho U^2 \zeta C_w d_F}_{\delta F_R / (L_x L_z \cdot \delta y)} \quad (5.46)$$

Energieerhaltung:

$$\begin{aligned} \rho\beta U \frac{\partial H}{\partial x} + \rho\beta\tilde{V} \frac{\partial H}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\beta \left(\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial H}{\partial y} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \beta \left[(\mu + \mu_t) - \left(\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) \right] U \frac{\partial U}{\partial y} \right\} \\ &+ \underbrace{\pi \cdot \lambda_{fl} \cdot \zeta \cdot \text{Nu}_{d_Q} (T_R - T)}_{\delta\dot{Q}_R / (L_x L_z \cdot \delta y)}, \end{aligned} \quad (5.47)$$

wobei die Temperaturverteilung in den Rauigkeitselementen bei kleiner Wärmeleitfähigkeit ($\lambda < 10$) mit Hilfe von Gl. 5.43 berechnet werden muss. Zur Berechnung der Wirbelviskosität μ_t kommt das von Schiele (1999) ausführlich getestete Zweischichten-Turbulenzmodell zum Einsatz, welches das k - ε -Modell mit einem Eingleichungsmodell von Rodi et al. (1993) für den wandnächsten Bereich verknüpft. Die durch die Rauigkeitselemente produzierte Turbulenzenergie wird in der Transportgleichung für k durch einen zusätzlichen Quellterm berücksichtigt (Gl. 5.44). Ebenso findet die Versperrungswirkung der Rauigkeitselemente in Form der Porosität β in den Gleichungen für k und ε Berücksichtigung. Damit ergibt sich das folgende Differentialgleichungssystem:

Turbulente kinetische Energie:

$$\rho\beta U \frac{\partial k}{\partial x} + \rho\beta\tilde{V} \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\beta \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \beta\mu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \rho\beta\varepsilon + \underbrace{\rho c_k U^3 d_F \zeta}_{\delta K_R / (L_x L_z \cdot \delta y)} \quad (5.48)$$

Dissipationsrate:

$$\rho\beta U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho\beta\tilde{V} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\beta \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + \left[\beta c_1 \mu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \rho\beta c_2 \varepsilon \right] \frac{\varepsilon}{k}, \quad (5.49)$$

mit den üblichen Modellkonstanten (siehe Tabelle 5.1). Im äußeren Grenzschichtbereich lässt sich somit die Wirbelviskosität berechnen (vgl. Gln. 5.13 und 5.16):

$$\mu_{t,\text{außen}} = \rho c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (5.50)$$

Im wandnächsten Bereich ist die Transportgleichung für ε nicht gültig, so dass hier, dem Vorschlag von Rodi et al. (1993) folgend, ab einem Quotienten $\mu_t/\mu \leq 16$ auf das Eingleichungsmodell umgeschaltet wird (siehe Abb. 5.2(b)). Die Wirbelviskosität berechnet sich dann aus:

$$\mu_{t,\text{innen}} = \rho \sqrt{v'^2} l_{\mu,y}, \quad (5.51)$$

mit dem neuen Geschwindigkeitsmaßstab $\sqrt{v'^2}$ und dem Längenmaß

$$l_{\mu,v} = c_{l,\mu} y = 0,3y. \quad (5.52)$$

Die Konstante $c_{l,\mu}$ wird von Schiele (1999) auf den Wert 0,3 festgelegt, was zu einer Verbesserung gegenüber dem ursprünglich von Rodi et al. (1993) vorgeschlagenen Wert 0,33 führt. Aufgrund des anderen Geschwindigkeitsmaßstabs wird im Gegensatz zum Eingleichungsmodell von Wolfshtein (1969) keine Dämpfungsfunktion in Gl. 5.52 benötigt (Durbin (1991)). Zur Berechnung von $\overline{v'^2}$ wird die von Rodi et al. (1993) mit Hilfe von direkten numerischen Simulationen (DNS) gefundene Beziehung verwendet:

$$\frac{\overline{v'^2}}{k} = 4,65 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\sqrt{k}y}{\nu} \right)^2 + 4 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{k}y}{\nu}. \quad (5.53)$$

Da in der k -Gleichung die Dissipationsrate ε auch im wandnächsten Bereich benötigt wird, muss diese ebenfalls mit dem Eingleichungsmodell berechnet werden. Dies gelingt mit

$$\varepsilon_{\text{innen}} = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}k}{l_{\varepsilon,v}} \quad (5.54)$$

und der Gleichung für das darin enthaltene Längenmaß, die ebenfalls auf den von Rodi et al. (1993) analysierten DNS-Daten beruht:

$$l_{\varepsilon,v} = \frac{1,3y}{1 + 2,12\nu / (\sqrt{\overline{v'^2}}y)}. \quad (5.55)$$

Gleichungen 5.52, 5.53 und 5.55 sind streng genommen nur für glatte Oberflächen gültig. Aufgrund fehlender Messdaten oder DNS-Rechnungen an rauen Oberflächen werden sie hier jedoch unverändert übernommen. Die guten Ergebnisse, die von anderen Autoren unter Verwendung wesentlich einfacherer, algebraischer und nicht modifizierter Turbulenzmodelle zusammen mit dem Diskrete-Elemente-Modell erzielt wurden, rechtfertigen diese Vorgehensweise, zumindest bis zusätzliche, detaillierte Daten vorliegen.

Das beschriebene Diskrete-Elemente-Rauigkeitsmodell wird in Anspielung auf den dem Zweischichten-Modell zugrunde liegenden Geschwindigkeitsmaßstab $\sqrt{\overline{v'^2}}$ im weiteren Verlauf der Arbeit mit **DEM-TLV** bezeichnet.

Randbedingungen und Oberflächenbeschreibung

Die Randbedingungen für das DEM-TLV-Modell sind der vorgegebene Geschwindigkeitsverlauf $U_\infty(x)$ und die konstante Totalenthalpie H_∞ am Grenzschichtrand sowie die Haftbedingung an der Wand ($U_w = \tilde{V}_w = 0$). Außerdem ist entweder die Wandtemperaturverteilung $T_w(x)$ oder die Verteilung des Wandwärmestroms $\dot{q}_w(x)$ vorzugeben (vgl. Kapitel 5.1). Die Turbulenzgrößen sind am Grenzschichtrand wie im Modell von Durbin et al. (2001) vorzugeben. Für das

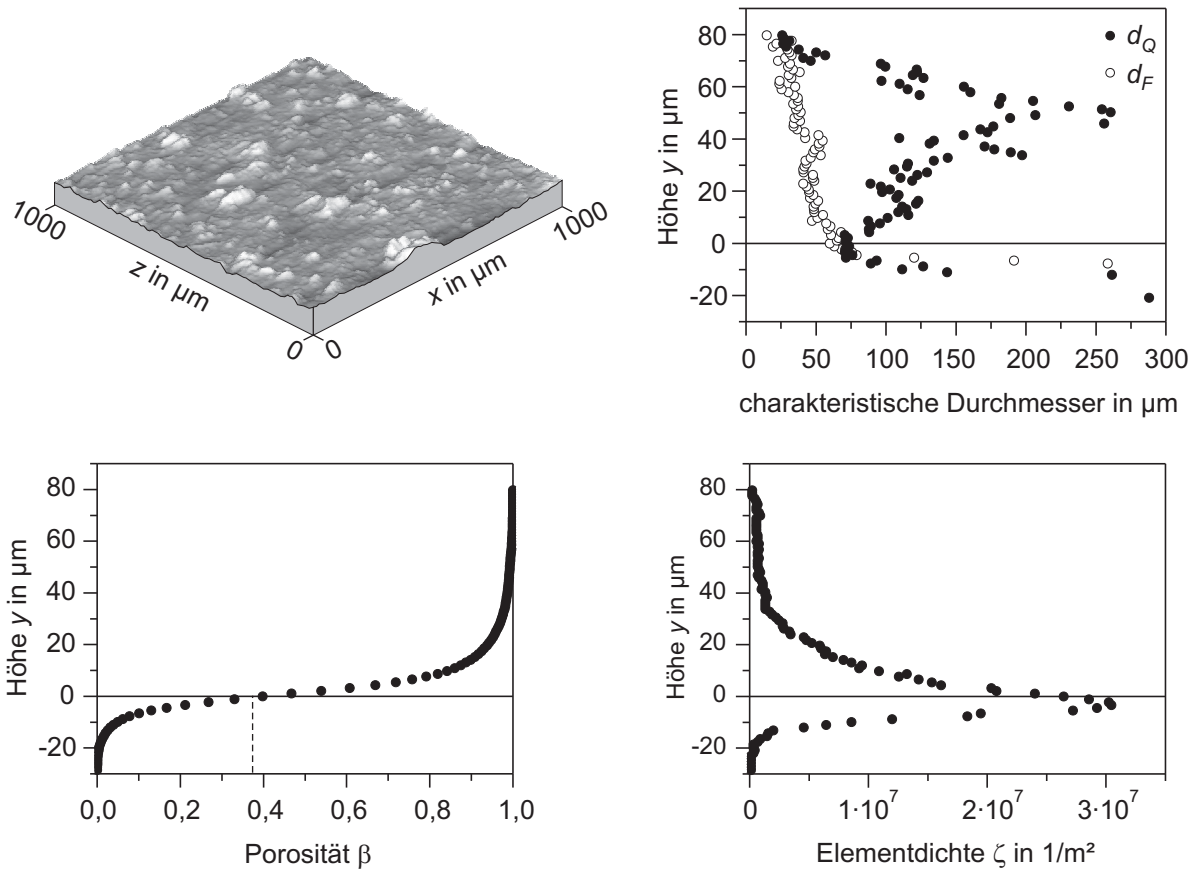


Abb. 5.5: Oberflächenbeschreibung für das Discrete-Elemente-Modell am Beispiel einer Partikelablagerung

Das Diskrete-Elemente-Modell wird die turbulente kinetische Energie allerdings an der Wand zu Null gesetzt.

Die Oberfläche lässt sich durch die Angabe von vier Verteilungen vollständig charakterisieren. Diese sind die Porosität $\beta(y)$, die Elementdichte $\zeta(y)$, der charakteristische Durchmesser für die Impulsübertragung $d_F(y)$ und der charakteristische Durchmesser für die Wärmeübertragung $d_Q(y)$. Abbildung 5.5 zeigt die zur Oberflächenbeschreibung notwendigen vier Verteilungen am Beispiel der Partikelablagerung aus Kapitel 2.1.3.

Im Falle der in dieser Arbeit untersuchten Rauigkeiten mit identischen Elementen ist die Elementdichte ζ eine Konstante und die charakteristischen Durchmesser d_Q und d_F sind gleich dem realen Elementdurchmesser. Weiterhin ist nach Gl. 5.29 $d_Q(y) = d_F(y) = \sqrt{4(1 - \beta(y)) / (\pi\zeta)}$, so dass die Oberfläche durch die Angabe der Porositätsverteilung $\beta(y)$ und der konstanten Elementdichte ζ vollständig charakterisiert ist.

Um das Diskrete-Elemente-Modell auch bei großer Rauigkeitsdichte und realen Rauigkeiten sinnvoll einsetzen zu können, wird der **y-Achsenursprung** an die Stelle gelegt, an der die Porosität β den Wert 0,37 überschreitet. An dieser Stelle wird damit eine feste Wand angenommen und das Fluid unterhalb von $y = 0$ vernachlässigt. Im Gegensatz zu der Vorgehensweise von McClain et al. (2006), der den Ursprung an die Stelle der mittleren Rauigkeitshöhe h_m (vgl.

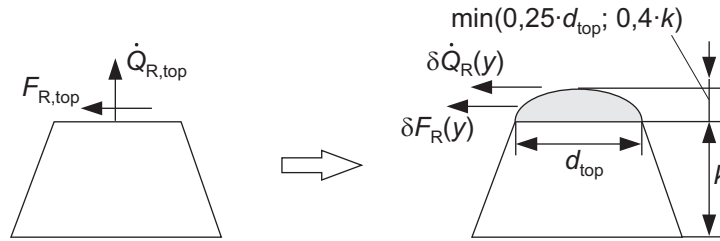


Abb. 5.6: Vorgehensweise bei der Modellierung abgeflachter Rauigkeitselemente

Kapitel 2.1.1) legt, hat das neue Kriterium den Vorteil, dass nur bei großen Rauigkeitsdichten eine Anpassung des Ursprungs durchgeführt wird. Der Wert 0,37 ist als Anhaltswert zu sehen, der sich aus Testrechnungen mit einer dichtest gepackten Kugeloberfläche sowie dem Vergleich mit dem Kriterium von McClain et al. (2006) ergibt. Um diesen Wert genauer zu bestimmen, wären weitere Messungen an realen Oberflächen notwendig, die jedoch bisher in der Literatur nicht zur Verfügung stehen.

Bei Oberflächen mit abgeflachten Rauigkeitselementen, wie z.B. bei einigen der hier untersuchten Oberflächen, müssen Wärmeübergang und Schubspannungen an der horizontalen Fläche berücksichtigt werden. Versuche mit verschiedenen Korrelationen ähnlich der Gln. 5.38 und 5.35 konnten nicht überzeugen. Gute Ergebnisse werden dagegen mit einem pragmatischen Ansatz erreicht, bei dem die Rauigkeitselemente geometrisch so erweitert werden, dass keine horizontale Fläche mehr vorhanden ist. Der Wärmestrom in die obere Fläche wird dann durch den Wärmestrom an den Seitenflächen der aufgesetzten Kuppel angenähert. Abbildung 5.6 zeigt die gewählte Geometrie, wodurch die Rauigkeitselemente um maximal 40% erhöht werden.

Integrale Größen

Durch Integration der modifizierten Grenzschichtgleichungen (Gln. 5.45-5.47) lassen sich integrale Größen wie der Reibungsbeiwert, die Stantonzahl sowie die Impulsverlust- und Verdrängungsdicke herleiten (siehe Taylor et al. (1984)). Es ergeben sich unter Verwendung der oben eingeführten Beziehungen folgende Ausdrücke:

Reibungsbeiwert:

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2} = \frac{\beta_w \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} + \frac{1}{2} \zeta \int_0^\infty \rho U^2 C_w d_F dy}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2} \quad (5.56)$$

Stantonzahl:

$$\text{St} = \frac{\dot{q}_w}{\rho_\infty U_\infty (h_w - h_{ref})} = \frac{-\beta_w \lambda_{fl} \left. \frac{dT}{dy} \right|_{y=0} + \pi \zeta \int_0^\infty \lambda_{fl} \text{Nu}_{d_Q} (T_R - T) dy}{\rho_\infty U_\infty c_p (T_w - T_{ref})} \quad (5.57)$$

Verdrängungsdicke:

$$\delta_1 = \int_0^\infty \beta \left(1 - \frac{\rho U}{\rho_\infty U_\infty} \right) dy \quad (5.58)$$

Impulsverlustdicke:

$$\theta = \int_0^{\infty} \beta \frac{\rho U}{\rho_{\infty} U_{\infty}} \left(1 - \frac{U}{U_{\infty}} \right) dy . \quad (5.59)$$

Bei der Berechnung der Stantonzahl wird als Referenztemperatur T_{ref} normalerweise die adiabate Wandtemperatur verwendet (vgl. Gl. 4.21). Beim Vergleich mit Messdaten muss jedoch die dort bei der Auswertung verwendete Referenztemperatur eingesetzt werden. Oft ist dies z.B. die Totaltemperatur oder die lokale Freistromtemperatur.

Einsatzgrenzen der Diskreten-Elemente-Methode

Das Diskrete-Elemente-Verfahren ist in der gezeigten Form auf eine Vielzahl von deterministischen und stochastischen Rauigkeiten anwendbar. Die verwendeten Korrelationen für die lokalen Widerstandsbeiwerte, Nusseltzahlen und die Turbulenzproduktion sind mit Hilfe der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen sowie weiterer Testfälle aus der Literatur kalibriert und sollten für einen breiten Anwendungsbereich gültig sein. Das Modell bietet jedoch auch eine umfangreiche Basis für Modellverbesserungen, sollten weitere Messdaten oder Ergebnisse direkter numerischer Simulationen zur Verfügung stehen.

Einige spezielle Oberflächen können nicht mit dem Verfahren modelliert werden. So z.B. die in dieser Arbeit untersuchten Oberflächen NDT_35inv und NDT_60inv, die ausschließlich aus einer Anordnung von Vertiefungen bestehen. In diesen Fällen ist die Bestimmung von charakteristischen Elementdurchmessern nicht möglich, da keine getrennten Elemente vorhanden sind. Im realen Fall treten solche Oberflächen normalerweise jedoch nicht auf. Auch die für Erosion typischen Oberflächen (Abb. 2.4) können recht gut modelliert werden. Allerdings spielt hier die Lage des y -Achsenursprungs eine große Rolle. Das beschriebene Kriterium $y(\beta = 0,37) = 0$ bietet hier einen Anhaltspunkt.

5.3 Modellierung transistionaler Grenzschichten an rauen Oberflächen

Die in Kapitel 4.2 und 4.3 vorgestellten Messergebnisse zeigen, dass der laminar-turbulente Übergang eine bedeutende Rolle bei der Turbinenschaufelumströmung spielt. Insbesondere auf der Saugseite kann sich der laminar-turbulente Übergang über eine große Distanz hinziehen, was zu großen Bereichen mit transistionaler Grenzschicht führt. Der Modellierung dieses Übergangsbereichs, in dem Verluste und Wärmeübergang um etwa eine Größenordnung ansteigen können, kommt demnach eine große Bedeutung zu.

Prinzipiell ist die Simulation des laminar-turbulenten Übergangs mit Hilfe der direkten numerischen Simulation (DNS) möglich. Allerdings sind hierzu Rechengitter mit mehr als 100 Mio. Zellen notwendig (siehe z.B. Wissink und Rodi (2006), Zaki (2006)). Da es sich bei der Transition um einen stochastischen Prozess handelt, muss das Strömungsfeld zudem über eine relativ große Zeitspanne gemittelt werden, um zu sinnvollen Ergebnissen zu kommen. Im Falle einer Bypass-Transition an Turbinenschaufeln sind hierzu beispielsweise mehr als $2 \cdot 10^5$ Zeitschritte

notwendig¹. Im Falle einer rauen Oberfläche erhöhen sich die Anforderungen an das Rechengitter weiter, was die DNS auch längerfristig nicht als das geeignete Werkzeug zur Auslegung von Turbinenschaufeln erscheinen lässt. Dennoch können die äußerst detaillierten Ergebnisse dieser Simulationen zur Verbesserung einfacher Modelle sinnvoll eingesetzt werden, wie z.B. das verwendete Zweischichtenmodell von Rodi et al. (1993) zeigt.

In der Praxis haben sich zwei Verfahren zur Simulation der Bypass-Transition durchgesetzt. Eine Möglichkeit bietet der Einsatz von **Low-Reynolds-Number k - ϵ Modellen** (LRN- k - ϵ), bei denen die Anwendbarkeit des k - ϵ -Modells durch entsprechende viskositätsabhängige Dämpfungsterme auf den wandnächsten Bereich erweitert wird. Ausgehend von einer laminaren Grenzschicht simulieren diese Modelle ohne weitere empirische Zusatzterme die Diffusion von Freistromturbulenz in die Grenzschicht. Die turbulenten Schwankungen in der Grenzschicht steigen hierdurch immer weiter an, bis schließlich die für vollturbulente Grenzschichten typischen Werte erreicht werden. In einem ausführlichen Vergleich verschiedener LRN- k - ϵ -Modelle zeigt Sieger (1993), dass die von Schmidt und Patankar (1988) erweiterten Modellvarianten von Lam und Bremhorst (1981) und Launder und Sharma (1974) zu den besten Ergebnissen bei transitionalen Grenzschichten führen. Dennoch ist die Genauigkeit der Modelle gerade bei der Simulation der saugseitigen Grenzschicht häufig unbefriedigend, was vor allem darauf zurückzuführen ist, dass die turbulenten Schwankungen in der laminaren Grenzschicht nicht nur durch das Eindiffundieren von Freistromturbulenz erzeugt werden, sondern durch einen sehr viel komplexeren Mechanismus (vgl. Kapitel 2.2.3).

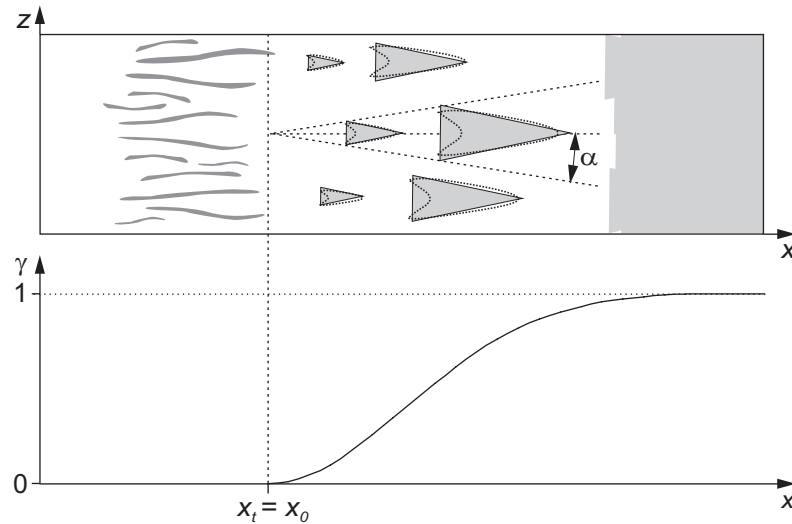
Eine Erweiterung der LRN-Modelle für raue Oberflächen stellt Tarada (1990, 1987) zur Verfügung, der das LRN- k - ϵ -Modell von Chien (1982) mit einem zusätzlichen Produktionsterm in der k -Gleichung versieht (vgl. Gl. 5.44) und mit dem Diskrete-Elemente-Modell kombiniert. Dem Autor gelingt damit die Simulation von transitionalen Grenzschichten in befriedigender Weise. Es zeigt sich jedoch, dass die Startstelle und die Länge der Transition sehr stark vom Koeffizienten c_k des zusätzlichen Produktionsterms abhängen und dass kein universell gültiger Wert für c_k gefunden werden kann.

Eine deutliche Verbesserung gelingt durch die Einführung eines zusätzlichen **Intermittenzfaktors** γ , der den turbulenten Anteil der transitionalen Grenzschicht beschreibt. Da diese sog. Intermittenzmodelle nicht in der Lage sind, die Startstelle der Transition vorherzusagen, wird außerdem eine Korrelation für den Transitionsbeginn benötigt. Das Turbulenzmodell selbst muss bei dieser Vorgehensweise nicht verändert werden und kann für die Berechnung vollturbulenter Grenzschichten optimiert werden. Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen dieses Verfahrens und die Anwendbarkeit bei rauen Oberflächen näher diskutiert.

5.3.1 Intermittenzmodell für den transitionalen Bereich

Die Definition des Intermittenzfaktors γ beruht auf den von Emmons (1951) erstmals entdeckten Turbulenzflecken. Demnach setzt sich die transitionale Grenzschicht aus der laminaren Grenz-

¹ Mit den derzeit verfügbaren Großrechnern bedeutet dies eine Rechenzeit von etwa 3 Monaten bei paralleler Nutzung von 256 Prozessoren

Abb. 5.7: Turbulenzfleckenausbreitung und Intermittenzfaktor γ

schicht und darin eingebetteten Bereichen mit starken turbulenten Schwankungen zusammen. Diese sogenannten Turbulenzflecken werden in der Grenzschicht in Strömungsrichtung transportiert und wachsen dabei an, bis sie schließlich die vollturbulente Grenzschicht bilden (vgl. Kapitel 2.2.3). Die Intermittenz beschreibt dabei den zeitlichen Anteil an einem bestimmten Punkt innerhalb der Grenzschicht, in dem die Strömung turbulent ist. Durch die integrale Betrachtung über die Grenzschichtdicke kann die Verteilung der Intermittenz senkrecht zur Oberfläche in guter Näherung vernachlässigt werden. Es lässt sich dann nach der statistischen Theorie von Emmons (1951) ein Intermittenzfaktor

$$\gamma(x,z,t) = 1 - \exp \left[- \iiint_G g(x_0, z_0, t_0) dx_0 dz_0 dt_0 \right] \quad (5.60)$$

definieren. Darin ist $g(x_0, z_0, t_0)$ die flächenbezogene Rate, mit der an der Position $P_0(x_0, z_0)$ zum Zeitpunkt t_0 Turbulenzflecken produziert werden. Die Integration erfolgt dabei über das Gebiet G , welches alle Punkte P_0 enthält, die einen Einfluss auf den Punkt $P(x, z)$ haben. γ ist somit die Wahrscheinlichkeit, mit der sich über der Stelle $P(x, z)$ stromab des Punktes P_0 zum Zeitpunkt t ein Turbulenzfleck befindet. Der Parameter nimmt in der laminaren Grenzschicht den Wert Null an und steigt im Laufe der Transition auf den Wert Eins in der vollturbulenten Grenzschicht (Abb. 5.7). Eine Vereinfachung von Gl. 5.60 resultiert aus der Beschränkung auf stationäre Strömungen, da in diesem Fall die zeitliche Abhängigkeit der Produktionsrate entfällt. Anders verhält es sich, wenn z.B. der Einfluss periodisch instationärer Nachläufe auf die Transition von Interesse ist. Möglichkeiten zur Modellierung von Gl. 5.60 für diesen Fall finden sich bei Mayle und Dullenkopf (1989, 1990) und Dullenkopf (1992). In der vorliegenden Arbeit wird die Produktionsrate jedoch als zeitlicher Mittelwert betrachtet.

Eine weitere Vereinfachung ergibt sich nach Narasimha (1957), indem im stationären, zweidimensionalen Fall von einer spontanen Bildung von Turbulenzflecken entlang eines schmalen Bandes bei $x = x_0$ ausgegangen wird. Obwohl diese Vereinfachung in der Literatur kontrovers

diskutiert wird (siehe z.B. Johnson und Fashifar (1994), Johnson und Dris (2000)), basieren fast alle existierenden und erfolgreich eingesetzten Modelle auf dieser Annahme, so dass sie auch hier Anwendung findet. Die Produktionsrate lässt sich dann in erster Näherung mit Hilfe einer Impulsfunktion (Dirac'sche δ -Funktion) ausdrücken:

$$g(x_0) = n_t \cdot \delta(x_0 - x_t) , \quad (5.61)$$

wobei x_t die Stelle ist, an der die Turbulenzflecken produziert werden. Damit ist n_t als eine auf die Querkoordinate z bezogene Produktionsrate zu verstehen. Mit anderen Worten ist n_t die Frequenz der Turbulenzfleckenentstehung pro Längeneinheit in z -Richtung und besitzt damit die Einheit $\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$. Unter der vereinfachenden Annahme dreieckförmiger Turbulenzflecken lässt sich das Gebiet G beschreiben und das Integral in Gl. 5.60 vereinfachen (Chen und Thyson (1971)). Durch Einsetzen der Produktionsrate (Gl. 5.61) folgt schließlich der Intermittenzfaktor an allen Stellen stromab von x_t (Solomon et al. (1996)):

$$\gamma(x) = 1 - \exp \left[-n_t \int_{x_t}^x \frac{\sigma}{U_\infty \tan \alpha} dx \int_{x_t}^x \tan \alpha dx \right] . \quad (5.62)$$

Darin ist α der halbe Öffnungswinkel des auf die Oberfläche projizierten Einflussgebiets und σ der von Emmons (1951) vorgeschlagene dimensionslose Ausbreitungsparameter. Gleichung 5.62 beschreibt also das Wachstum und die Ausbreitung der Turbulenzflecken stromab der Startstelle x_t . Das erste Integral in der Gleichung kann dem Anwachsen der Flecken in Strömungsrichtung zugeordnet werden, während das zweite Integral für das Wachstum quer zur Strömungsrichtung verantwortlich ist.

Unter der Voraussetzung konstanter Freistromgeschwindigkeit U_∞ und konstantem α und σ kann Gl. 5.62 in die häufig verwendete Form

$$\gamma(x) = 1 - \exp \left[-\frac{n_t \sigma}{U_\infty} (x - x_t)^2 \right] \quad (5.63)$$

überführt werden. Dabei ist unmittelbar ersichtlich, dass die Länge zwischen Startstelle der Transition und Erreichen einer vollturbulenten Grenzschicht ($\gamma = 0,99$) in diesem einfachen Fall proportional zu $\sqrt{U_\infty / (n_t \sigma)}$ ist. Das heißt je größer die Produktionsrate ist, bzw. je mehr Turbulenzflecken pro Zeiteinheit an der Startstelle der Transition gebildet werden, desto kürzer ist die Transitionslänge. Somit ist es prinzipiell möglich, das Produkt $(n_t \sigma)$ aus Messungen dieser Transitionslänge zu bestimmen.

Da der laminar-turbulente Übergang zumindest bei glatten Turbinenschaufeln meist in einem Gebiet mit schwacher Strömungsbeschleunigung oder -verzögerung auftritt, werden mit Gleichung 5.63 in der Regel gute Ergebnisse erzielt (vgl. Sieger et al. (1995), Schiele (1999)). Bei sehr großer Freistromturbulenz oder rauen Oberflächen kann der Transitionsbeginn jedoch in Gebieten mit großer und sich rasch ändernder Freistrombeschleunigung liegen. Gleiches gilt für sehr niedrige Turbulenzgrade, bei denen die Transition erst sehr weit stromab beginnt und

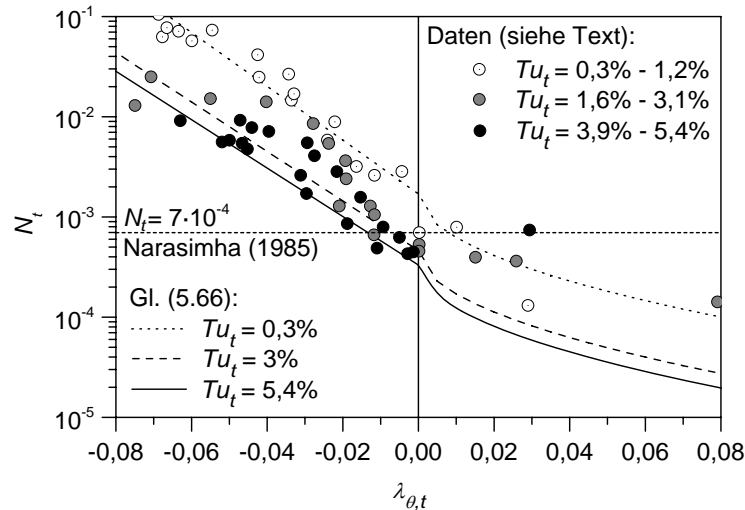


Abb. 5.8: Dimensionslose Produktionsrate der Turbulenzflecken

in einen Bereich mit stärker werdender Verzögerung fällt. Die genannte Voraussetzung ist demnach in der vorliegenden Arbeit nicht mehr erfüllt und es müssen mit Gl. 5.62 sowohl die variable Freistromgeschwindigkeit als auch der variierende Öffnungswinkel α und der veränderliche Ausbreitungsparameter σ berücksichtigt werden.

Für die weitere Betrachtung hat sich in der Literatur die Definition einer dimensionslosen Produktionsrate

$$N_t = n_t \sigma_t \theta_t^3 / \nu = n_t \sigma_t \frac{\text{Re}_{\theta,t}^3 \nu^2}{U_\infty^3} \quad (5.64)$$

nach Narasimha (1985) als sinnvoll erwiesen, wobei sowohl N_t , als auch die Größen α und σ in erster Linie vom Turbulenzgrad und der Freistrombeschleunigung abhängig sind. Letztere kann durch den dimensionslosen Pohlhausenparameter charakterisiert werden

$$\lambda_\theta = \frac{\theta^2}{\nu} \frac{dU_\infty}{dx} = K \cdot \text{Re}_\theta^2, \quad (5.65)$$

der im Gegensatz zum Beschleunigungsparameter K auch den Zustand der Grenzschicht in Form der Impulsverlustdicken-Reynoldszahl berücksichtigt. Die Arbeit von Mayle (1999) zeigt, dass außerdem das Längenmaß der Freistromturbulenz einen gewissen Einfluss auf die Produktionsrate N_t hat. Da dieser Einfluss bisher jedoch nur für unbeschleunigte Grenzschichten untersucht wurde und nur wenige Messdaten zur Verfügung stehen, scheint eine Berücksichtigung in dieser Arbeit verfrüht.

Abbildung 5.8 zeigt die von verschiedenen Autoren gemessenen Produktionsraten N_t in Abhängigkeit des Pohlhausenparameters und der Turbulenzintensität an der Startstelle der Transition. Im Gegensatz zur ausführlichen Datenbasis von Gostelow et al. (1994), Gostelow und Dey (1991) für $\lambda_{\theta,t} \leq 0$, können für beschleunigte Grenzschichten bis heute nur sechs Testfälle auffindig gemacht werden, die von Dey und Narasimha (1991) zusammengestellt werden. Trotz der spärlichen Anzahl von Testfällen für den beschleunigten Bereich gelingt Fraser et al. (1994)

eine Korrelation, die bis heute akzeptiert ist und sehr gute Ergebnisse liefert. Zusammen mit der Korrelation von Gostelow et al. (1994) für den verzögerten Bereich ($\lambda_\theta < 0$) ergibt sich somit:

$$N_t = \begin{cases} 0,86 \cdot 10^{-3} \cdot \exp(-0,564 \ln Tu_t + 2,134 \lambda_{\theta,t} \ln Tu_t - 59,23 \cdot \lambda_{\theta,t}) & \lambda_{\theta,t} \leq 0 \\ 0,86 \cdot 10^{-3} \cdot \exp(-0,564 \ln Tu_t - 10 \sqrt{\lambda_{\theta,t}}) & \lambda_{\theta,t} > 0 \end{cases} \quad (5.66)$$

Abbildung 5.8 veranschaulicht diesen Kurvenverlauf. Weitere Korrelationen für N_t , von verschiedenen Autoren (Roberts und Yaras (2004b), Byvaltsev und Kawaike (2005)) liefern ähnliche Ergebnisse, konnten sich jedoch in ausführlichen Vergleichsrechnungen nicht gegenüber Gl. 5.66 behaupten (Stripf et al. (2006)). Das Absinken der dimensionslosen Produktionsrate mit wachsender Turbulenzintensität Tu_t erscheint zunächst widersprüchlich zu der Erfahrung, dass die Transitionslänge mit steigendem Tu_t abnimmt. Da jedoch gleichzeitig auch die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl $Re_{\theta,t}$ an der Startstelle der Transition abnimmt, führt dies nach Gl. 5.64 dazu, dass die bezogene Produktionsrate n_t mit der Turbulenz tatsächlich zunimmt. Ebenfalls in Abb. 5.8 eingezeichnet ist die häufig verwendete konstante Produktionsrate $N_t = 0,7 \cdot 10^{-3}$, die eigentlich einem Turbulenzgrad von 1,44% entspricht und ursprünglich von Narasimha (1985) vorgeschlagen wurde. Der Fehler durch die Anwendung dieser konstanten Rate bei beschleunigten Grenzschichten ist jedoch beträchtlich. So zeigen eigene Testrechnungen, dass die Transitionslängen in diesem Fall deutlich zu kurz vorhergesagt werden.

Im Gegensatz zur ursprünglich verbreiteten Annahme (vgl. Chen und Thyson (1971), Mayle (1991)), variiert nicht nur die Produktionsrate, sondern auch die Turbulenzfleckenausbreitung im Transitionsgebiet sehr stark mit dem Druckgradienten. Die umfangreichen Messungen von Gostelow et al. (1996) und D'Ovidio et al. (2001a) an künstlich erzeugten Turbulenzflecken zeigen die Abhängigkeit des Öffnungswinkels und des Ausbreitungsparameters von der anliegenden Strömungsbeschleunigung. Abbildung 5.9 fasst die verfügbaren Daten zusammen.

Johnson (1999) simuliert die Ausbreitung der Turbulenzflecken mit Hilfe der dreidimensionalen Störungsdifferentialgleichungen und kommt zu dem Schluss, dass die Ausbreitungscharakteristik der Turbulenzflecken auch von der Grenzschichtdicke abhängt. Die dort gefundene Abhängigkeit ist ebenfalls in Abb. 5.9 aufgetragen. In der vorliegenden Arbeit konnten jedoch mit den rein auf Messdaten basierenden Korrelationen deutlich bessere Ergebnisse erzielt werden. Für den Winkel α wird deshalb die Korrelation von Gostelow et al. (1996) verwendet:

$$\alpha = 4 + \frac{22,14}{0,79 + 2,72 \cdot \exp(47,63 \lambda_\theta)} \quad (5.67)$$

Für den Ausbreitungsparameter σ geben D'Ovidio et al. (2001a) eine geringfügig aktualisierte Version der Korrelation von Gostelow et al. (1996) an:

$$\sigma = 0,024 + \frac{0,604}{1 + 5 \cdot \exp(66 \lambda_\theta)} \quad (5.68)$$

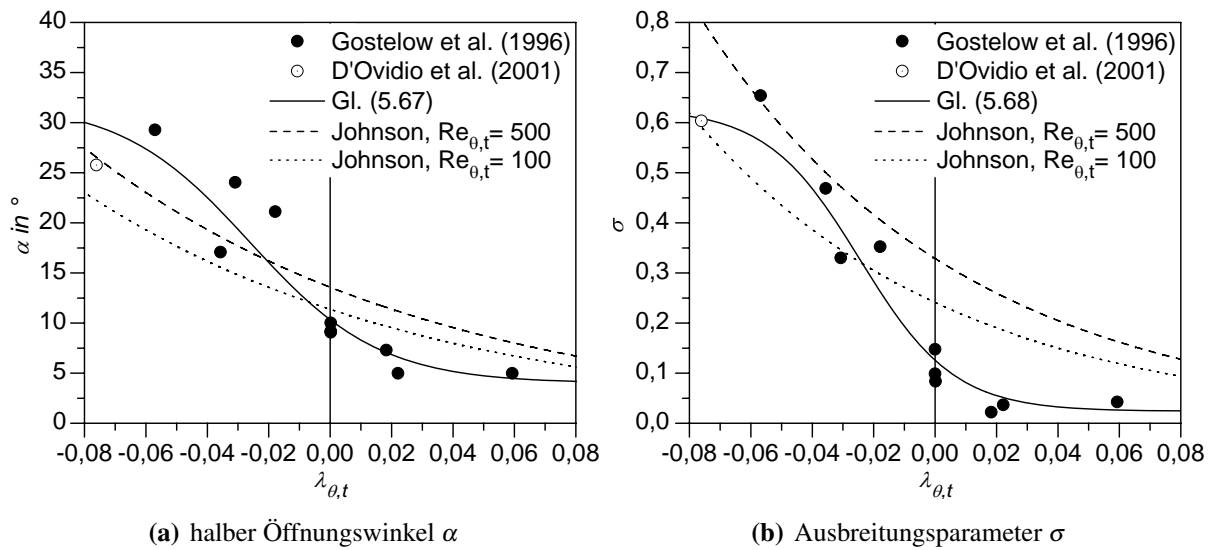


Abb. 5.9: Öffnungswinkel und Ausbreitungsparameter der Turbulenzflecken in Abhängigkeit des Pohlhausenparameters

Mit den genannten Korrelationen kann Gl. 5.62 bei bekannter Startstelle x_t integriert und der Intermittenzfaktor an jeder Stelle im Transitionsgebiet berechnet werden. Während die Produktionsrate mit Hilfe der konstanten Parameter an der Startstelle berechnet wird, ändern sich α und σ mit dem lokalen Pohlhausenparameter während der Transition. Ist der Intermittenzfaktor bekannt, kann damit schließlich eine effektive Wirbelviskosität

$$\mu_{t,\text{eff}} = \gamma \cdot \mu_t \quad (5.69)$$

gebildet werden, die statt der Wirbelviskosität in den Erhaltungsgleichungen verwendet wird.

Obwohl das Diskrete-Elemente-Modell auch in der laminaren Grenzschicht anwendbar ist, wird es mit Hilfe des Intermittenzfaktors in diesen Bereichen deaktiviert. Damit ist sichergestellt, dass die berechnete Grenzschicht an der Startstelle der Transition unabhängig vom verwendeten Rauigkeitsmodell ist. Die in diesem und dem folgenden Kapitel hergeleiteten Modelle für den transitionalen Bereich können somit mit jedem anderen Rauigkeitsmodell kombiniert werden, ohne dass Änderungen vorgenommen werden müssen. Zum Ausblenden des Diskrete-Elemente-Modells in der laminaren Grenzschicht wird folgende einfache Funktion verwendet, welche die Elementdichte gemäß der Intermittenzfunktion bis auf Null reduziert:

$$\zeta_{\text{eff}} = \min(\zeta; 3\gamma\zeta) \quad (5.70)$$

Einfluss der Rauigkeit auf die Intermittenzfunktion

Es gilt nun noch den Einfluss der Rauigkeit auf die Parameter N_t , α und σ zu untersuchen. Leider sind in der Literatur kaum detaillierte Messungen verfügbar, aus denen die entsprechenden Parameter entnommen werden können. Messungen von Roberts und Yaras (2004b) deuten

auf einen leichten Anstieg der dimensionslosen Produktionsrate N_t mit zunehmender Rauigkeit hin, was aufgrund der großen Streuung der experimentellen Daten jedoch nicht eindeutig belegt werden kann.

Auch wenn zur exakten Bestimmung der drei Parameter zeitaufgelöste Messungen der Grenzschicht z.B. mit einem Hitzdrahtanemometer benötigt werden, so können die in der vorliegenden Arbeit gemessenen Wärmeübergangsverläufe dennoch indirekt zur Überprüfung des Rauigkeitseinflusses auf die Parameter N_t , α und σ verwendet werden. Dazu wird das beschriebene Intermittenzmodell zunächst mit den Korrelationen für glatte Oberflächen zusammen mit den in Kapitel 5.2.1 bzw. 5.2.2 beschriebenen Rauigkeitsmodellen zur Berechnung der Wirbelviskosität verwendet. Durch manuelle Anpassung der Startstelle der Transition x_t , lassen sich damit die vorhandenen Testfälle nachrechnen und die Qualität des Modells beurteilen.

Es werden drei verschiedene Modellvarianten untersucht:

1. Das Intermittenzmodell zusammen mit dem Diskrete-Elemente-Modell (DEM-TLV-T ohne Limitierung).
2. Das Intermittenzmodell zusammen mit dem Diskrete-Elemente-Modell und folgender Limitierung des Pohlhausenparameters (**DEM-TLV-T**):

$$\lambda_{\theta,\text{eff}} = \begin{cases} \max(\lambda_{\theta}; -0,01) & k/\delta_1 < 1,0 \\ \min[\max(\lambda_{\theta}; -0,01); 0,06] & k/\delta_1 \geq 1,0 \end{cases} \quad (5.71)$$

3. Das Intermittenzmodell zusammen mit dem Zweischichten-Modell von Durbin et al. (2001) und der Limitierung des Pohlhausenparameters (**KS-TLK-T**).

Die Bezeichnung der Modelle setzt sich aus dem verwendeten Rauigkeitsmodell und dem Zusatz -T, der für die Kombination mit dem Transitionsmodell steht, zusammen.

Abbildung 5.10 zeigt exemplarisch für drei Testfälle des Hochdruckleitgitters den Verlauf des gemessenen und berechneten Wärmeübergangs sowie die zugehörige Intermittenzverteilung. Die Startstelle der Transition wurde dabei so festgelegt, dass die Stelle des berechneten Wärmeübergangsanstiegs möglichst genau mit der gemessenen übereinstimmt. Für alle drei Modellvarianten werden dieselben Startstellen verwendet.

Alle drei Varianten geben die transitionalen Grenzschichtbereiche sehr gut wieder. Das Rauigkeitsmodell von Durbin et al. (2001) (KS-TLK) überschätzt den Wärmeübergang im vollturbulenten Bereich deutlich, worauf an dieser Stelle jedoch nicht weiter eingegangen werden soll. In Kapitel 6.1 werden die Eigenschaften des Modells genauer quantifiziert.

Gewisse Abweichungen im transitionalen Bereich ergeben sich nur bei der glatten Schaufeloberfläche, bei der der laminar-turbulente Übergang im verzögerten Grenzschichtbereich stattfindet ($K < 0$). Die großen negativen Werte für den Pohlhausenparameter λ_{θ} führen hier zu großen Werten für N , α und γ , wodurch eine sehr kurze Transitionslänge vorhergesagt wird. Dabei ist zu beachten, dass die zuvor gezeigten Korrelationen für diese drei Parameter auf Messungen

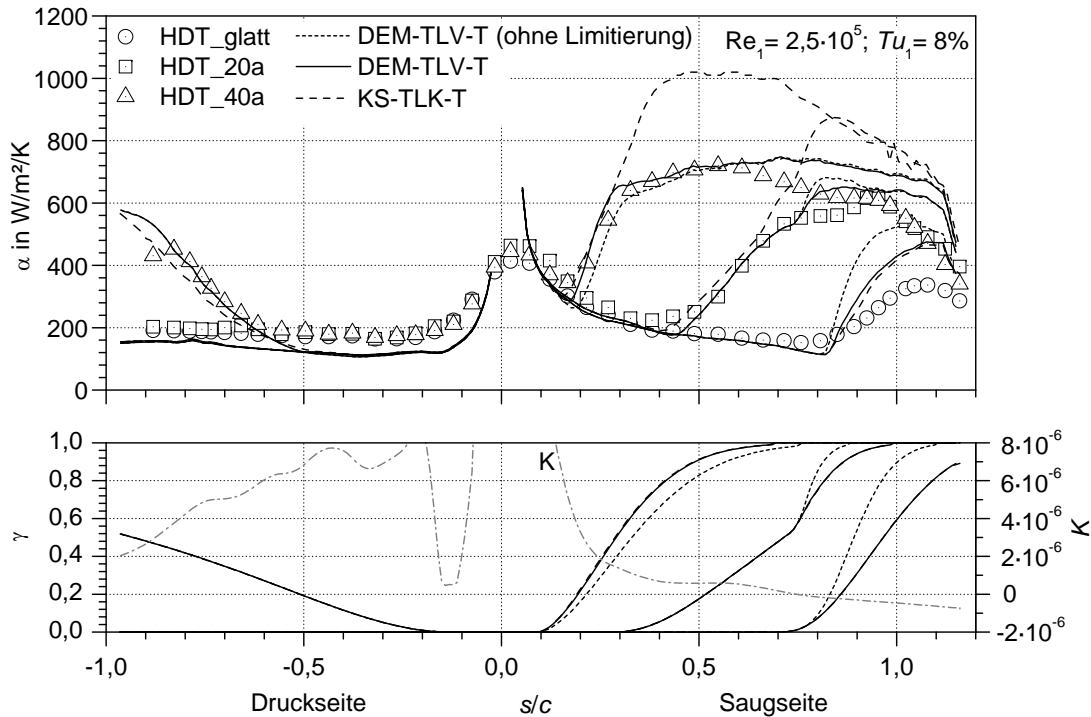


Abb. 5.10: Nachrechnung einiger Testfälle des Hochdruckturbinengitters bei manueller Anpassung der Startstelle der Transition

bei konstanter Verzögerung basieren. Bei der Turbinenschaufelumströmung geht einer Verzögerung jedoch immer eine starke Beschleunigung voraus, wodurch vermutlich die Entstehung und das Anwachsen der Turbulenzflecken stromab beeinflusst werden. Eine Verbesserung kann hier durch die Beschränkung des Bereichs für den Pohlhausenparameter auf $\lambda_{\theta, \text{eff}} = \max(\lambda_{\theta}; -0,01)$ erreicht werden.

Bei sehr großen Rauigkeitshöhen k beginnt die laminar-turbulente Transition in sehr stark beschleunigten Schaufelbereichen. Dies führt dazu, dass die Produktionsrate N_t und die Wachstums- und Ausbreitungsparameter α und γ sehr klein werden und sich die Transition über eine zu große Distanz hinzieht. Auch in diesem Fall hat sich die Beschränkung des effektiven Pohlhausenparameters bei großen Rauigkeiten ($k/\delta_1 > 1,0$) auf $\lambda_{\theta, \text{eff}} = \min(\lambda_{\theta}; 0,06)$ bewährt. Insgesamt ergibt sich so die in Gl. 5.71 gezeigte Limitierung, die im weiteren Verlauf der Arbeit bei beiden Modellen (KS-TLK-T und DEM-TLV-T) zum Einsatz kommt.

Weitere Nachrechnungen von Testfällen der Niederdruckturbinen sind in Abb. 5.11 gezeigt. Es wird deutlich, dass das Intermittenzmodell sowohl in Kombination mit dem DEM-TLV-Modell, als auch mit dem KS-TLK-Modell von Durbin et al. (2001) ähnlich gute Ergebnisse liefert. Das gezeigte Intermittenzmodell ist also auch ohne explizite Berücksichtigung der Rauigkeit sehr gut bei rauer Oberfläche anwendbar. Durch die Definition der dimensionslosen Produktionsrate N_t nimmt die Turbulenzfleckenproduktion automatisch zu, wenn die Startstelle der Transition an Stellen stromauf mit kleinerer Impulsverlustdicke verschoben wird.

Der Haupteinfluss der Rauigkeit liegt also darin, den laminar-turbulenten Übergang zu initiieren. Produktionsrate und Wachstum der Turbulenzflecken scheinen jedoch vor allem durch

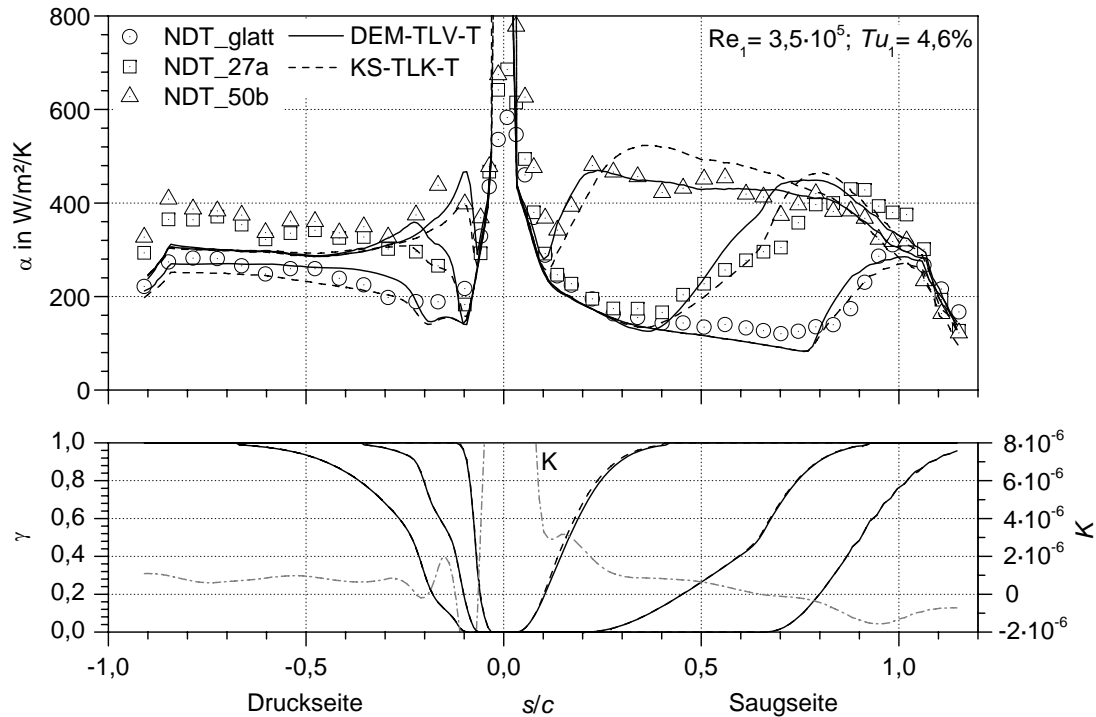


Abb. 5.11: Nachrechnung einiger Testfälle des Niederdruckturbinengitters bei manuell angepasster Startstelle der Transition

die Freistromturbulenz und den Druckgradienten kontrolliert zu sein. Der von Jacobs und Durbin (2001) beschriebene Mechanismus der Turbulenzfleckbildung (vgl. Kapitel 2.2.3) gibt eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten. Die Rauigkeit bewirkt danach zusammen mit den niederfrequenten turbulenten Schwankungen eine verstärkte Bildung von Turbulenzstreifen in Wandnähe. Der Übergang von Turbulenzstreifen in Turbulenzflecken geschieht jedoch am Grenzschichtrand durch die hochfrequenten turbulenten Schwankungen der Freistromung und wird durch die Oberflächenrauigkeit wenig beeinflusst.

5.3.2 Berechnung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs

Zur Anwendung des zuvor beschriebenen Intermittenzmodells muss nun eine Möglichkeit zur Bestimmung der Startstelle der Transition (x_t) gefunden werden. Ein möglicher Ansatz besteht darin, die Empfänglichkeit der Grenzschicht für die in der Außenturbulenz vorhandenen Frequenzen zu simulieren (Mayle und Schulz (1997), Johnson (2002)). Allerdings sind die verfügbaren Modelle derzeit aufgrund fehlender Messdaten wenig validiert und bei rauen Oberflächen nicht anwendbar, da die zugrunde liegenden Annahmen nur bei glatten Oberflächen Gültigkeit besitzen. In dieser Arbeit wird deshalb ein anderer Ansatz verfolgt, der den Transitionsbeginn mit Hilfe empirischer Korrelationen beschreibt. Der kritische Grenzschichtzustand an der Startstelle wird hierbei mit den wichtigsten Einflussparametern (Turbulenzintensität, Oberflächenrauigkeit, Freistrombeschleunigung, Oberflächenkrümmung) in Beziehung gesetzt.

Zur Beschreibung des Grenzschichtzustandes hat sich in der Literatur die Verwendung einer

Tabelle 5.2: Datenbasis für die Entwicklung der Startstellenkorrelation

Quelle	Tu_t in %	K_t	$k/\delta_{1,t}$	Bemerkung
HDT (diese Arbeit)	0,7 – 12,1	$-2,3 \cdot 10^{-6}$ bis $8,3 \cdot 10^{-5}$	0,0 – 3,0	Hochdruckleitgitter
NDT (diese Arbeit)	0,2 – 15,7	$-1,2 \cdot 10^{-5}$ bis $1,0 \cdot 10^{-4}$	0,0 – 6,0	Niederdruckleitgitter
Schiele (1999)	1,0 – 2,8	$-2,6 \cdot 10^{-7}$ bis $8,0 \cdot 10^{-7}$	0,0	Hochdruckleitgitter
Gibbins und Al-Shukri (1997)	0,8	0,0	0,04 – 0,47	Plattengrenzschicht
Coupland (1993)	0,5 – 6,1	$-3,6 \cdot 10^{-7}$ bis $1,6 \cdot 10^{-6}$	0,0	Plattengrenzschicht
Arts et al. (1990, 1992)	0,8 – 9,3	$-1,7 \cdot 10^{-7}$ bis $2,6 \cdot 10^{-5}$	0,0	Transonisches Leitgitter
Rüd und Wittig (1986)	0,6 – 8,6	$-1,9 \cdot 10^{-7}$ bis $6,2 \cdot 10^{-7}$	0,0	Plattengrenzschicht
Schulz (1986)	1,7 – 5,4	$-6,8 \cdot 10^{-7}$ bis $6,1 \cdot 10^{-8}$	0,0	Rotorgitter
Blair und Werle (1980, 1981)	0,9 – 5,1	0,0 bis $7,9 \cdot 10^{-7}$	0,0	Plattengrenzschicht
Daniels (1978)	1,7 – 1,9	$-2,8 \cdot 10^{-7}$ bis $9,5 \cdot 10^{-7}$	0,0	Rotorgitter

kritischen Impulsverlustdicken-Reynoldszahl $Re_{\theta,t}$, bei deren Überschreiten die Transition beginnt, durchgesetzt. Die für das Intermittenzmodell (Gl. 5.62) benötigte Startstellenkoordinate ergibt sich somit aus: $x_t = x_t(Re_\theta = Re_{\theta,t})$. In älteren Arbeiten wird dagegen meist eine kritische Lauflängenreynoldszahl verwendet, wodurch jedoch das unterschiedliche Grenzschichtwachstum beschleunigter oder verzögerter Grenzschichten nicht berücksichtigt werden kann.

Die Entwicklung der neuen Startstellenkorrelation geschieht zunächst für glatte Oberflächen, wobei der Einfluss von Freistromturbulenz, Freistrombeschleunigung und Oberflächenkrümmung berücksichtigt wird. In einem zweiten Schritt erfolgt die Einbeziehung der Oberflächenrauigkeit. Bei der Korrelation für glatte Oberflächen wird auf eine Vielzahl von Testfällen aus der Literatur zurückgegriffen. Für die Erweiterung auf raue Oberflächen kommen in erster Linie die in dieser Arbeit gewonnenen Testfälle zum Einsatz, da in der Literatur bis auf eine Ausnahme keine ausreichend dokumentierten Messdaten zur Verfügung stehen. Tabelle 5.2 fasst die verwendeten Testfälle und die zugehörigen Bereiche der untersuchten Einflussparameter an der Startstelle zusammen.

In fast allen Fällen liegen keine Messungen des Grenzschichtprofils an der Startstelle vor, so dass die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl aus einer Nachrechnung der gemessenen Schubspannungs- oder Wärmeübergangsverteilung bestimmt werden muss. In dieser Arbeit geschieht dies unter Verwendung der bereits beschriebenen Turbulenz-, Rauigkeits- und Intermittenzmo-

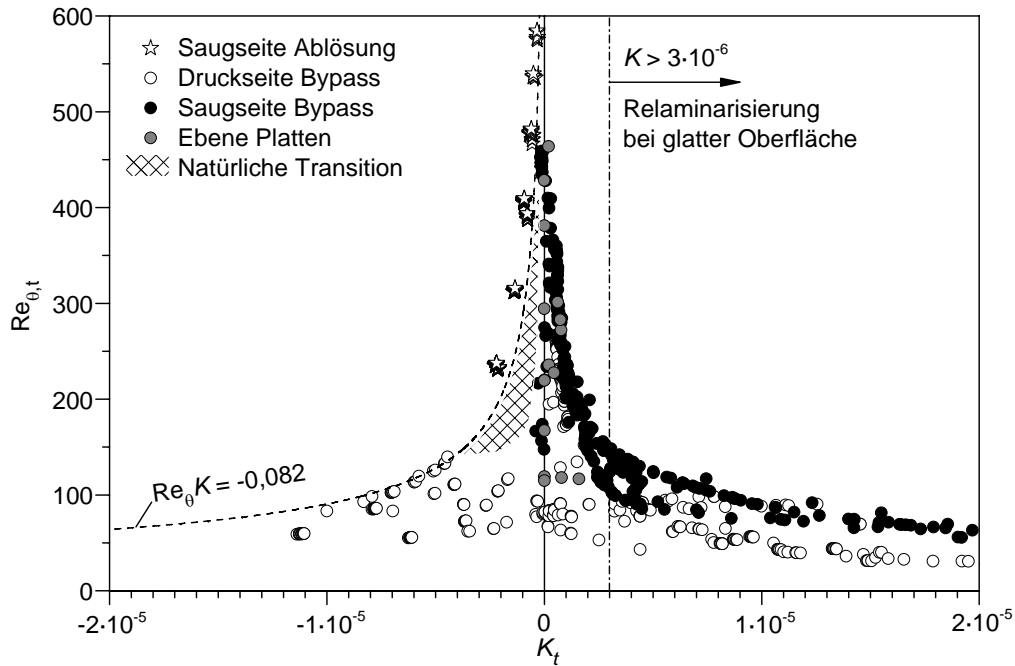


Abb. 5.12: Für die Korrelation verwendete Testfälle in der K_t - $Re_{\theta,t}$ -Ebene

delle sowie manueller Anpassung der Startstelle, bis eine optimale Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Verläufen erreicht wird.

Abbildung 5.12 zeigt die auf diese Weise bestimmten Reynoldszahlen $Re_{\theta,t}$ und die zugehörigen Werte des Beschleunigungsparameters an der Startstelle für alle in Tabelle 5.2 genannten Testfälle. Die in Kapitel 2.2.3 gezeigte Unterteilung in verschiedene Transitionsmechanismen wird aus der Darstellung deutlich. Testfälle, bei denen die Grenzschicht über eine Ablöseblase in den turbulenten Zustand übergeht, liegen oberhalb des von Thwaites (1949) angegebenen Ablösekriteriums und werden für die Korrelationsentwicklung nicht verwendet. Ebenso werden keine Testfälle für die Korrelation herangezogen, die im schraffierten Bereich liegen und eher einen natürlichen Transitionsmechanismus aufweisen.

Alle Testfälle mit glatter Oberfläche finden sich links des für Relaminarisierung kritischen Wertes des Beschleunigungsparameters $K = 3 \cdot 10^{-6}$. Höhere K -Werte werden nur bei großer Oberflächenrauigkeit erreicht, da die Transition hier bereits in den sehr stark beschleunigten Bereichen nahe der Schaufelvorderkante beginnt und eine Relaminarisierung unterdrückt wird. Durch die Verwendung rauer Oberflächen wird der untersuchte Bereich des Beschleunigungsparameters somit um eine Größenordnung erweitert. Die großen negativen K -Werte an der Startstelle treten nur bei erhöhter Oberflächenrauigkeit und nur auf der Druckseite auf. Die Rauigkeit löst in diesem Fall im kurzen stark verzögerten Bereich auf der Druckseite eine Transition aus, während die Verzögerungsstrecke bei glatter Oberfläche nicht ausreicht, um den laminar-turbulenten Übergang zu initiieren (vgl. Abb. 4.32).

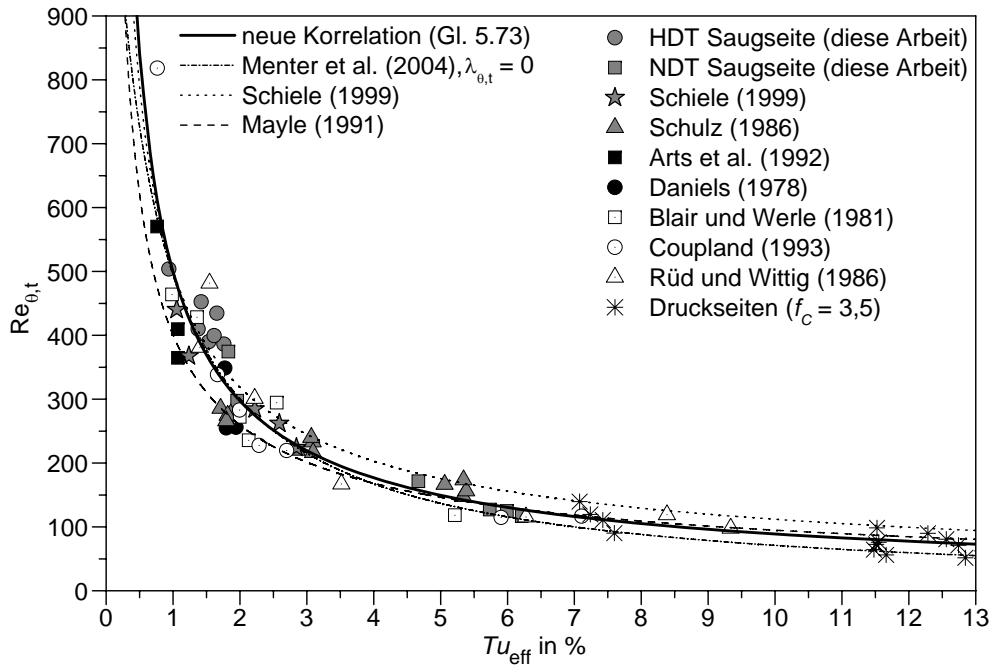


Abb. 5.13: Startstelle der Transition bei glatter Oberfläche - Vergleich verschiedener Korrelationen mit Messwerten

Startstellenkorrelation für glatte Oberflächen

Bei glatter Oberfläche stellt die **Freistromturbulenz** den größten Einflussparameter auf die Startstelle der Transition dar. Wie in Kapitel 2.2.3 beschrieben, ist dabei nicht nur die Intensität der turbulenten Schwankungen, sondern auch deren spektrale Verteilung von Bedeutung. Obwohl heute davon ausgegangen werden kann, dass sowohl ein Frequenzband im niederfrequenten, als auch eines im hochfrequenten Bereich für die Entstehung von Turbulenzflecken notwendig ist, so ist deren quantitative Beschreibung noch nicht mit ausreichender Genauigkeit möglich. Unter der vereinfachenden Annahme, dass ein breites Turbulenzspektrum vorliegt, in dem alle benötigten Frequenzen vorhanden sind, lässt sich der Turbulenzeinfluss näherungsweise durch die Verwendung der Turbulenzintensität als alleinigem Parameter beschreiben.

Abbildung 5.13 zeigt die durch Nachrechnung gemessener Wärmeübergangs- bzw. Schubspannungsverläufe gewonnenen Daten bei glatter Oberfläche. Die Auftragung erfolgt dabei über einem effektiven Turbulenzparameter Tu_{eff} , welcher auf einem Vorschlag von Schiele (1999) zur gemeinsamen Behandlung von Platten- und Schaufelgrenzschichten sowie einem in dieser Arbeit eingeführten Zusatzterm f_C zur Berücksichtigung der Oberflächenkrümmung basiert. Dabei ist f_C für ebene Platten und konvex gekrümmte Oberflächen (Saugseiten) gleich null und besitzt nur bei konkav gekrümmten Oberflächen einen positiven Wert, dessen Bestimmung nachfolgend diskutiert wird. Es ergibt sich damit folgende Definition:

$$Tu_{\text{eff}} = \begin{cases} Tu_t + f_C & \text{Schaufelumströmung} \\ 0,5(Tu_t + Tu_1) + f_C & \text{Plattengrenzschicht} \end{cases} \quad (5.72)$$

Hintergrund dieser zunächst willkürlich erscheinenden Unterscheidung zwischen Platten- und

Tabelle 5.3: Häufig verwendete Startstellenkorrelationen

Quelle	Korrelation
Mayle (1991)	$Re_{\theta,t} = 400 \cdot Tu_t^{-0,625}$
Schiele (1999)	$Re_{\theta,t} = 500 \cdot Tu_{\text{eff}}^{-0,65}$
Menter et al. (2004)	$Re_{\theta,t} = 803,73 (Tu_t + 0,6067)^{-1,027} F_K$ $F_K = 1 - [-10,32\lambda_{\theta_t} - 89,47\lambda_{\theta_t}^2 - 265,51\lambda_{\theta_t}^3] \cdot \exp(-Tu_t/3) \quad \text{für } \lambda_{\theta_t} \leq 0$ $F_K = 1 + [0,0962 (K \cdot 10^6) + 0,148 (K \cdot 10^6)^2 + 0,0141 (K \cdot 10^6)^3] \cdot [1 - \exp(-Tu/1,5)] + 0,556 [1 - \exp(-23,9\lambda_{\theta_t})] \cdot \exp(-Tu/1,5) \quad \text{für } \lambda_{\theta_t} > 0$

Schaufelgrenzschicht ist der unterschiedliche Beschleunigungsverlauf im Staupunktbereich. Während bei Schaufelgrenzschichten im Vorderkantenbereich stets Beschleunigungen oberhalb der Grenze für Relaminarisierung vorliegen, werden selbst bei Plattengrenzschichten mit großem Druckgradient in allen untersuchten Fällen sehr viel geringere Beschleunigungen erreicht, die nicht zu einer Relaminarisierung führen würden. Somit gelangen Störungen, die im Staupunktbereich induziert werden im Falle der Plattengrenzschicht an Stellen stromab, während solche Störungen bei der Schaufelgrenzschicht durch die hohe Beschleunigung vernichtet werden. Die Historie der Grenzschicht spielt also vor allem bei den Plattengrenzschichten eine Rolle, was sich in guter Näherung durch Mittelung der Turbulenzintensität in der Anströmung und an der Startstelle der Transition beschreiben lässt ($Tu_{\text{eff}} = 0,5 (Tu_t + Tu_1)$).

Die in Abb. 5.13 gezeigten Linien stellen die Verläufe von drei häufig eingesetzten Korrelationen sowie der in dieser Arbeit optimierten Korrelation dar. Die von Mayle (1991) vorgestellte Beziehung beschreibt den Transitionsbeginn sehr gut für $Tu_{\text{eff}} > 3\%$ (siehe Tab. 5.3). Für kleinere Turbulenzgrade werden jedoch gerade bei modernen Schaufelprofilen mit großen beschleunigten Bereichen zu kleine $Re_{\theta,t}$ -Werte vorhergesagt. Eine deutliche Verbesserung in diesem Turbulenzbereich wird durch die von Schiele (1999) modifizierte Korrelation erreicht. Allerdings werden mit dieser Korrelation bei Verwendung des zuvor beschriebenen Intermitenzmodells für $Tu_{\text{eff}} > 3\%$ zu große $Re_{\theta,t}$ -Werte berechnet, was zu einem zu weit stromab liegenden Transitionsbeginn führt.

Die Korrelation von Menter et al. (2006) berücksichtigt außer der Freistromturbulenz auch den **Druckgradienten** an der Startstelle. In Abb. 5.13 ist zugunsten der Übersichtlichkeit nur deren Verlauf für unbeschleunigte Grenzschichten gezeigt. Bei einer Nachrechnung aller hier verwendeten Testfälle konnte jedoch durch die Berücksichtigung der Beschleunigung keine deutliche Verbesserung der Startstellenbestimmung erreicht werden. Um die Korrelationsentwicklung bei rauen Oberflächen zu erleichtern, wird deshalb auf die Berücksichtigung der Grenzschichtbeschleunigung verzichtet. In Anlehnung an die Arbeiten von Mayle (1991) und Schiele (1999) lässt sich unter Einbeziehung der neu gewonnenen Messdaten eine optimierte und auf das Intermitenzmodell abgestimmte Korrelation angeben:

$$\text{Re}_{\theta,t,\text{glatt}} = 500 \cdot Tu_{\text{eff}}^{-0,75} . \quad (5.73)$$

Gleichung 5.73 beschreibt den Beginn der Transition an ebenen Platten und auf der Saugseite von Turbinenschaufeln ausreichend genau. Bei druckseitigen Grenzschichten wird die Startstelle jedoch deutlich zu weit stromab vorhergesagt, was auf den starken Einfluss **konkaver Oberflächenkrümmung** zurückzuführen ist. Die destabilisierende Wirkung der konkaven Krümmung ist einerseits mit der Bildung von Görtlerwirbeln zu erklären und andererseits durch die Anfachung der Turbulenz in der Grenzschicht. Leider sind die beschriebenen Effekte und insbesondere deren Überlagerung mit der auf Druckseiten vorhandenen starken Beschleunigung noch nicht hinreichend genau untersucht. Einen möglichen Ansatzpunkt, um diese Effekte dennoch zu berücksichtigen, zeigt die Arbeit von Dris und Johnson (2005). Die Autoren demonstrieren anhand unbeschleunigter Grenzschichten, dass die konkave Krümmung analog einer Erhöhung der Freistromturbulenz auf die kritische Impulsverlustdicken-Reynoldszahl wirkt. In Gl. 5.72 wird dies durch den Parameter f_C berücksichtigt. Dris und Johnson (2005) setzen f_C wie folgt mit dem lokalen Krümmungsradius r der Oberfläche in Beziehung:

$$f_C = \begin{cases} 0 & r \geq 0 \text{ (konvex)} \\ 9,9 \cdot 10^4 \left(\frac{-U_{\infty,t} r}{\nu} \right)^{-0,84} Tu_t^{0,26} & r < 0 \text{ (konkav)} . \end{cases} \quad (5.74)$$

Die Nachrechnung aller Testfälle mit druckseitigen Grenzschichten unter Verwendung dieser Beziehung zeigt jedoch, dass Gl. 5.74 den Krümmungseinfluss bei den durchweg stark beschleunigten Grenzschichten stark überbewertet. Sehr viel bessere Ergebnisse werden erreicht, wenn für f_C ein konstanter Wert verwendet wird. In Abb. 5.13 sind alle druckseitigen Startstellen unter Verwendung der Konstanten

$$f_C = 3,5 \quad (5.75)$$

ingezeichnet. Es zeigt sich, dass hiermit eine zufriedenstellende Übereinstimmung dieser Testfälle mit Gl. 5.73 erreicht werden kann. Dies ist bemerkenswert, da die untersuchten Testfälle sehr unterschiedliche mit dem Krümmungsradius r gebildete lokale Reynoldszahlen $U_{\infty} r / \nu$ zwischen $-2,9 \cdot 10^6$ und $-3,9 \cdot 10^4$ aufweisen. Zumindest bei den in der Regel stark beschleunigten Grenzschichten auf der Schaufeldruckseite scheint die Anwendung von Gl. 5.75 mit dem konstanten Wert für f_C damit auch bei anderen Schaufelprofilen gerechtfertigt.

Startstellenkorrelation für raue Oberflächen

Nachdem mit Gl. 5.73 eine Möglichkeit zur Startstellenbestimmung an glatten Oberflächen zur Verfügung steht, kann diese zur Anwendung an rauen Oberflächen erweitert werden. Grundlage für die Erweiterung bilden in erster Linie die am Hoch- und Niederdruckleitgitter gewonnenen Messdaten. In einer ausführlichen Literaturrecherche konnten außer den Messungen von Gibbings und Al-Shukri (1997) an einer ebenen Platte mit Sandkornrauigkeit keine weiteren

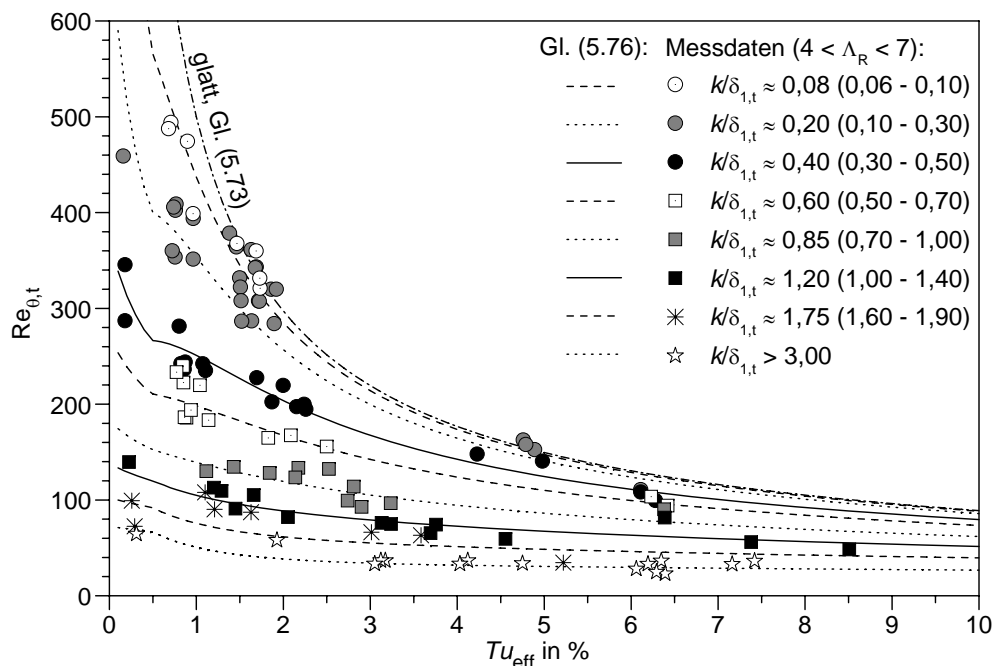


Abb. 5.14: Startstelle der Transition bei rauer Oberfläche mit Rauigkeitsdichten $4 < \Lambda_R < 7$ (Tu_{eff} - $Re_{\theta,t}$ - Ebene)

ausreichend dokumentierten Testfälle ausfindig gemacht werden. Die zahlreichen in dieser Arbeit untersuchten Oberflächen sowie die Verwendung zweier unterschiedlicher Schaufelprofile führen jedoch zu einer Fülle von Messdaten, die für eine Korrelationsentwicklung ausreichend ist.

An dieser Stelle ist anzumerken, dass bei der Ermittlung der kritischen $Re_{\theta,t}$ -Werte durch Nachrechnung der Testfälle nur in der turbulenten Grenzschicht ein Rauigkeitsmodell verwendet wird. Da der Grenzschichtzustand an der Startstelle laminar ist, wird also eine Aufdükung der laminaren Grenzschicht durch die Oberflächenrauigkeit bewusst nicht berücksichtigt. Dadurch ist gewährleistet, dass die neu entwickelte Startstellenkorrelation unabhängig vom verwendeten Rauigkeitsmodell ist und auch in kommerzielle Strömungslöser problemlos integriert werden kann.

Wie in den Kapiteln 4.2 und 4.3 gezeigt werden konnte, wird der Beginn der Transition sowohl durch die Rauigkeitshöhe, als auch durch die Rauigkeitsdichte beeinflusst. Dabei lassen die gewonnenen Messdaten darauf schließen, dass die Rauigkeit für Dichteparameter $\Lambda_R \approx 6$ eine maximale Wirkung auf die laminare Grenzschicht hat. Die Korrelationsentwicklung beginnt deshalb mit der Auswahl von Testfällen, deren Rauigkeitsdichte im Bereich $4 < \Lambda_R < 7$ liegt. Abbildung 5.14 zeigt die Impulsverlustdicken-Reynoldszahlen der so selektierten Testfälle in Gruppen ähnlicher relativer Rauigkeitshöhen $k/\delta_{1,t}$ über dem effektiven Turbulenzgrad. Die Verwendung von $k/\delta_{1,t}$ hat sich in einer Voruntersuchung gegenüber dem Gebrauch der Rauigkeitsreynoldszahl $k^+ = k \cdot u_{\tau,t}/\nu$ als vorteilhaft erwiesen, da hierdurch die Streuung der Messwerte deutlich reduziert werden konnte.

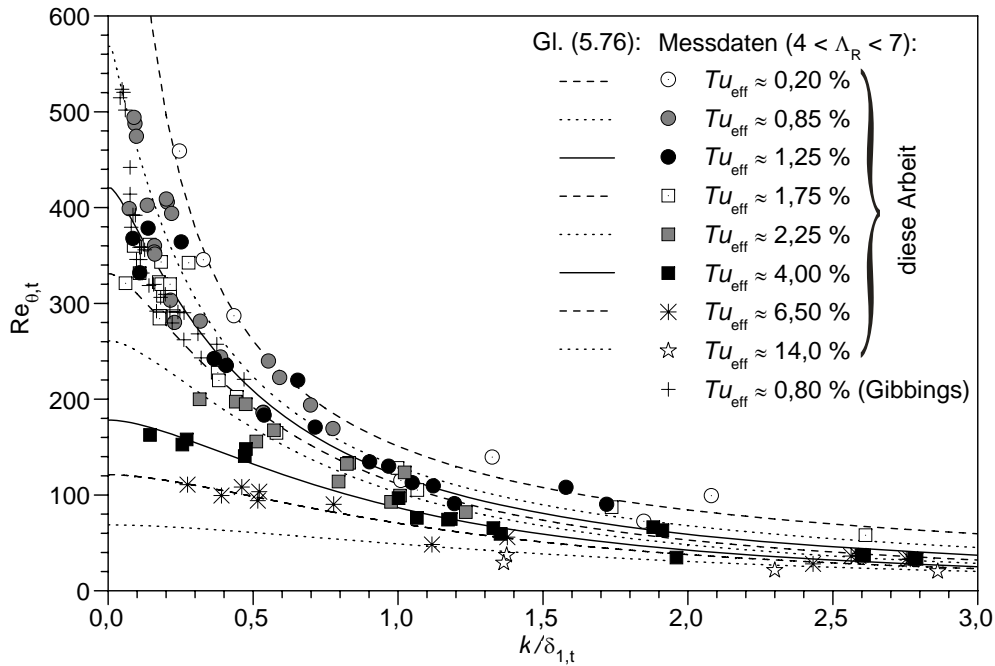


Abb. 5.15: Startstelle der Transition bei rauher Oberfläche mit Rauigkeitsdichten $4 < \Lambda_R < 7$ ($k/\delta_{1,t}$ - $Re_{\theta,t}$ -Ebene)

Eine andere Sicht auf dieselben Messdaten zeigt Abb. 5.15. Hierin sind die Testfälle in Gruppen ähnlicher Turbulenzintensitäten Tu_t über der relativen Rauigkeitshöhe $k/\delta_{1,t}$ aufgetragen. Beide Diagramme machen deutlich, dass bereits kleinste Rauigkeitshöhen zu einer Reduzierung der kritischen Impulsverlustdicken-Reynoldszahl führen. Die Grenze, unterhalb derer eine Wirkung der Rauigkeit vernachlässigt werden kann, lässt sich bei etwa $k/\delta_{1,t} = 0,01$ festlegen. Der Einfluss der Rauigkeit ist umso stärker, je kleiner der effektive Turbulenzgrad ist. Die Rauigkeit bewirkt bei sehr hohen Turbulenzgraden also nur noch einen geringen zusätzlichen Effekt. Umgekehrt bewirkt eine Steigerung der Turbulenz bei sehr großen relativen Rauigkeitshöhen kaum noch eine Änderung der kritischen Impulsverlustdicken-Reynoldszahl.

Unter Verwendung der Startstellenkorrelation für glatte Oberflächen (Gl. 5.73) lassen sich die Messwerte und das beschriebene Verhalten sehr gut mit folgendem Ansatz korrelieren:

$$Re_{\theta,t,rau} = \begin{cases} Re_{\theta,t,glatt} & \frac{k}{\delta_{1,t}} \leq 0,01 \\ \left[\frac{1}{Re_{\theta,t,glatt}} + 0,0061 \cdot f_{\Lambda} \cdot \left(\frac{k}{\delta_{1,t}} - 0,01 \right)^{f_{Tu}} \right]^{-1} & \frac{k}{\delta_{1,t}} > 0,01 \end{cases}, \quad (5.76)$$

mit f_{Tu} als Funktion der effektiven Turbulenzintensität:

$$f_{Tu} = \max [0,9; 1,61 - 1,15 \cdot \exp(-Tu_{eff})] . \quad (5.77)$$

Die Funktion f_{Λ} dient zur Berücksichtigung von Rauigkeitsdichten, die außerhalb des Bereichs $4 < \Lambda_R < 7$ liegen. Wird f_{Λ} gleich Eins gesetzt, so lässt sich die maximale Auswirkung einer bestimmten Rauigkeitshöhe abschätzen. Gerade beim Auslegungsprozess von Turbinenschaufeln

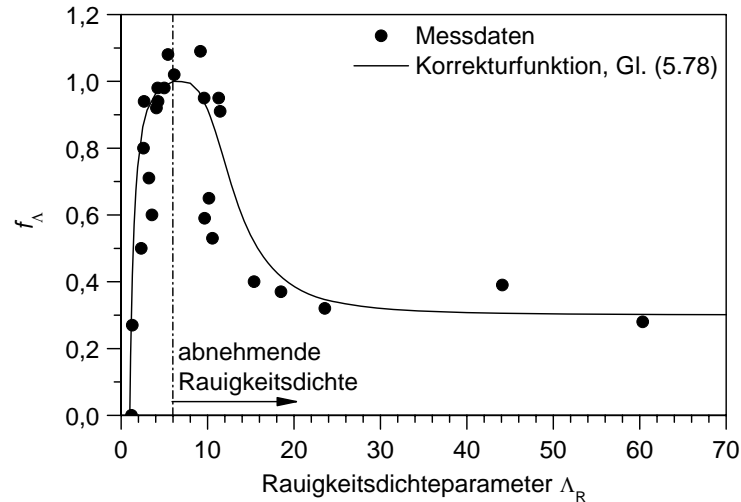


Abb. 5.16: Korrekturfaktor zur Berücksichtigung der Rauigkeitsdichte

ist zu erwarten, dass in der Regel nur eine im Betrieb auftretende maximale Rauigkeitshöhe bekannt ist. Aufgrund der großen Unsicherheit bei den zu erwartenden Rauigkeitsgeometrien und -dichten, sollte hier durch Setzen von $f_\Lambda = 1$ die frühest mögliche Startstelle berechnet werden. Die Kurven in den Abbildungen 5.14 und 5.15 repräsentieren Gl. 5.76 mit $f_\Lambda = 1$.

In Abb. 5.15 sind zusätzlich die experimentellen Daten von Gibbings und Al-Shukri (1997) eingetragen², die nicht zur Korrelationsentwicklung herangezogen wurden. Obwohl die von den Autoren untersuchte Rauigkeitsgeometrie nicht eindeutig definiert ist, werden die $Re_{\theta,t}$ -Werte mit Gl. 5.76 und $f_\Lambda = 1$ zufriedenstellend vorhergesagt.

Sind weitere Details über die Oberflächenbeschaffenheit bekannt, so dass sich der Dichteparameter Λ_R bestimmen lässt, kann mit Hilfe der Korrekturfunktion f_Λ der Dichteinfluss berücksichtigt werden:

$$f_\Lambda = \begin{cases} 1,028 (1 - \Lambda_R^{-2}) & \Lambda_R < 6 \\ 1 & 6 \leq \Lambda_R \leq 7 \\ 0,3 + [1,43 + 0,01 (\Lambda_R - 7)^{2,7}]^{-1} & \Lambda_R > 7. \end{cases} \quad (5.78)$$

Den Verlauf dieser Funktion zeigt Abb. 5.16 zusammen mit den aus den Messdaten ermittelten Werten. Die gezeigten Punkte entsprechen jeweils dem für eine bestimmte Rauigkeitsgeometrie gefundenen optimalen Wert für f_Λ , der zu einer minimalen Abweichung der berechneten und gemessenen Startstellen führt. Die beiden Punkte für $\Lambda_R = 1,2$ und $\Lambda_R = 1,3$ entstammen den Testfällen mit invertierter Rauigkeitsstruktur (NDT_35inv, NDT_60inv), alle weiteren Testfälle entsprechen den Oberflächen mit unterschiedlichen Kegelstumpfdurchmessern und -abständen

² Die von den Autoren tatsächlich gemessenen $Re_{\theta,t}$ -Werte steigen mit der Rauigkeit sogar an, da die Aufdickung der laminaren Grenzschicht die Reduzierung der kritischen Impulsverlustdicken-Reynoldszahl übersteigt. Die hier eingetragenen Werte entsprechen den durch Nachrechnung bestimmten $Re_{\theta,t}$ -Werten an der entsprechenden Startstelle und sinken mit der Rauigkeit.

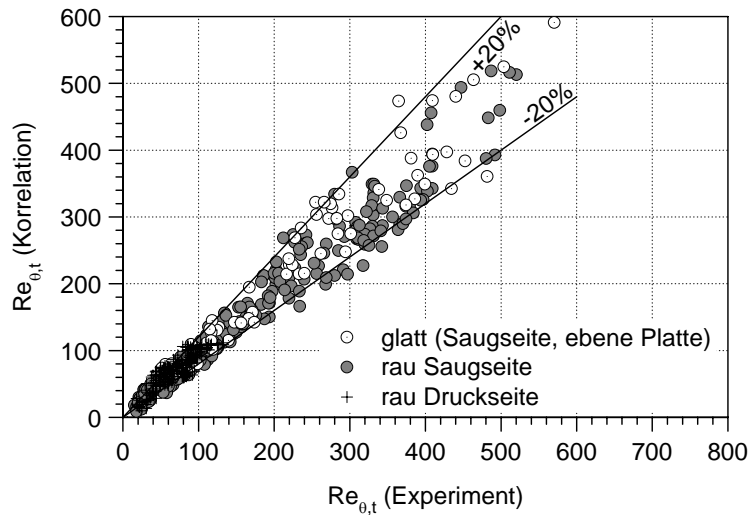


Abb. 5.17: Vergleich gemessener und berechneter $Re_{\theta,t}$ -Werte

(vgl. Kapitel 3.1.4). Für Dichteparameter Λ_R von Eins muss f_Λ den Wert Null annehmen, da dieser Fall einer glatten Oberfläche entspricht. Ausgehend von $\Lambda_R = 1$ nimmt die Korrekturfunktion mit steigendem Λ_R , bzw. abnehmender Rauigkeitsdichte, bis zum Maximalwert Eins sehr rasch zu. Erst für $\Lambda_R > 7$ klingt die Korrekturfunktion mit weiter abnehmender Rauigkeitsdichte wieder ab und geht für große Λ_R -Werte gegen 0,3. Die untere Grenze von 0,3 ist als Anhaltswert zu sehen, da aufgrund fehlender Messdaten für $\Lambda_R > 60$ keine gesicherte Aussage über den weiteren Kurvenverlauf getroffen werden kann.

Die Qualität der neuen Startstellenkorrelation wird in Abb. 5.17 deutlich. Hier werden die berechneten Impulsverlustdicken-Reynoldszahlen an der Startstelle mit den aus den Messungen gewonnenen $Re_{\theta,t}$ -Werten verglichen. Bei einem Großteil der Testfälle weichen die berechneten $Re_{\theta,t}$ -Werte weniger als 20% von den gemessenen Werten ab. Die mittlere Abweichung bei allen Testfällen mit glatter Oberfläche beträgt etwa 12,4%, die bei rauer Oberfläche und saugseitiger Grenzschicht etwa 13,3%. Größere Abweichungen ergeben sich bei druckseitiger Grenzschicht und rauer Oberfläche. Dort betragen die mittleren Fehler etwa 16,7%, was mit der großen Unsicherheit bei der Behandlung des Krümmungseinflusses zu erklären ist.

Welche Auswirkung eine fehlerhafte Bestimmung der kritischen Impulsverlustdicken-Reynoldszahl auf die berechnete Wärmeübergangs- oder Wandschubspannungsverteilung hat, hängt von weiteren Parametern, wie z.B. dem Beschleunigungsverlauf ab. Eine abschließende Bewertung kann also nur im Zusammenhang mit dem beschriebenen Intermittenzmodell und den Rauigkeitsmodellen für die turbulente Grenzschicht gegeben werden (siehe Kapitel 6.2).

5.3.3 Einsatzgrenzen des Intermittenzmodells und der Startstellenkorrelation

Das Modell zur Berechnung des transitionalen Grenzschichtbereichs (Kapitel 5.3.1) ist aufgrund der getroffenen Annahmen und der zugrunde liegenden Testfälle nur für den Bypass-Mechanismus der Transition anwendbar. Eine Verwendung bei niedriger Freistromturbulenz ($< 0,5\%$) sollte vermieden werden, da hier die Entstehung von Tollmien-Schlichting-Wellen eine Rolle spielen kann und der Transitionsmechanismus eher einer natürlichen Transition entspricht. Ähnliches gilt für die Transition in der abgelösten Grenzschicht, da dort der Rauigkeitseffekt vom hier untersuchten abweichen kann. Gerade bei der Umströmung thermisch hochbelasteter Turbinenschaufeln ist jedoch in der Regel eine Bypass-Transition für den Übergang in eine turbulente Grenzschicht verantwortlich, so dass die genannten Einsatzgrenzen keine Einschränkung darstellen.

Eine Anwendung der Startstellenkorrelation (Gl. 5.76) bei zweidimensionalen Rauigkeiten (Stolperdrähte) oder Rauigkeitshöhen, welche die Grenzschichtdicke überschreiten, ist nicht möglich, da in diesen Fällen abweichende Effekte auftreten können, die mit der Korrelation nicht erfasst werden. Bei realen, stochastischen Oberflächenrauigkeiten wird erwartet, dass eher zu geringe kritische Impulsverlustdicken-Reynoldszahlen berechnet werden. Da die Rauigkeitshöhe k bei realen Rauigkeiten im Gegensatz zu den hier untersuchten nur von einigen Rauigkeitselementen erreicht wird, ist zu erwarten, dass die Wirkung der Rauigkeit etwas überschätzt wird. Zum Teil dürfte dieser Effekt jedoch durch den dann größeren Rauigkeitsdichteparameter Λ_R kompensiert werden.

Die Gültigkeit der Startstellenkorrelation ist außerdem auf den Rauigkeitshöhenbereich $0 \leq k/\delta_1 \leq 3$ der zugrundeliegenden Testfälle beschränkt. Die zulässigen Rauigkeitsdichten liegen im Bereich $1 \leq \Lambda_R \leq 60$. Allerdings ist zu erwarten, dass bei Λ_R -Werten größer 60 eher eine zu weit stromauf liegende Startstelle berechnet wird. Sind keine genauen Angaben über die Rauigkeitsdichte möglich, sollte in Gl. 5.76 die Korrekturfunktion $f_\Lambda = 1$ gesetzt werden, um die bei gegebener Rauigkeitshöhe weitest stromauf liegende Startstelle zu bestimmen.

6 Modellvalidierung

Um die Qualität der zuvor entwickelten Rauigkeits- und Transitionsmodelle bewerten zu können, ist eine ausführliche Validierung von großer Bedeutung. Nur hiermit ist ein erfolgreicher Einsatz der Modelle bei der Auslegung der sicherheitskritischen Turbinenschaufelkühlung gewährleistet. Die folgenden Kapitel konzentrieren sich dabei auf die Anwendung der Modelle an rauen Oberflächen, da die zugrunde liegenden Turbulenzmodelle bereits an anderer Stelle an glatten Oberflächen getestet wurden. Eine ausführliche Validierung des zusammen mit dem Diskrete-Elemente-Modell verwendeten Zweischichtenmodells (TLV) ist bei Schiele (1999) für glatte Turbinenschaufeln gegeben. Das von Durbin et al. (2001) eingesetzte Zweischichtenmodell (TLK) ist ebenfalls bereits ausreichend an glatten Oberflächen validiert worden (z.B. Chen und Patel (1988)).

Zur Überprüfung und Bewertung der beiden Rauigkeitsmodelle (**DEM-TLV** und **KS-TLK**) werden zunächst in Kapitel 6.1 zahlreiche Testfälle mit turbulenter Grenzschicht an Oberflächen unterschiedlicher Rauigkeitsgeometrie berechnet und mit den experimentell gefundenen Werten verglichen. Die verfügbaren experimentellen Daten wurden meist an ebenen Platten gewonnen und umfassen sowohl Wärmeübergangsverläufe als auch die Verläufe der Reibungsbeiwerte. In Kapitel 6.2 erfolgt dann zusätzlich die Validierung der um das Transitionsmodell (Intermittenzmodell und Startstellenkorrelation) erweiterten Modelle **DEM-TLV-T** und **KS-TLK-T** anhand transistionaler Schaufelgrenzschichten aus den experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit.

6.1 Turbulente Grenzschichten an rauen Oberflächen

Für die Validierung verwendete Testfälle mit turbulenter Grenzschicht müssen zusätzlich zur Beschreibung der üblichen fluiddynamischen und thermischen Randbedingungen vor allem eine exakte Definition der Oberflächenrauigkeit aufweisen. Eine große Anzahl von in der Literatur vorhandenen Testfällen scheidet deshalb aus, da nur sehr vage Angaben über die Rauigkeit gegeben werden. Eine Ausnahme bilden die Versuchsprogramme der Mississippi State University an Oberflächen mit unterschiedlichen Anordnungen von Halbkugeln (Hosni (1989), Taylor et al. (1992), Chakroun (1992)), die Untersuchungen der Stanford University an einer Oberfläche mit dichtester Kugelpackung (Healzer (1974), Coleman et al. (1976)), die Experimente am Air Force Research Laboratory Dayton mit realen Oberflächen (Bons (2002)) sowie die umfangreichen Untersuchungen dieser Arbeit. Die genannten Versuchsprogramme umfassen unbeschleunigte und beschleunigte Plattengrenzschichten sowie die saugseitige Grenzschicht mit erzwungener Transition an der hier untersuchten Hochdruckleitschaufel. Die Gliederung der Testfälle erfolgt in den folgenden Abschnitten nach dem Rauigkeitstyp.

6.1.1 Plattengrenzschichten mit sphärischen Rauigkeitselementen

Bei den experimentellen Untersuchungen an der Mississippi State University kommt ein Umlaufwindkanal mit überströmter ebener Platte zum Einsatz (Hosni (1989)). Um die Wärme-

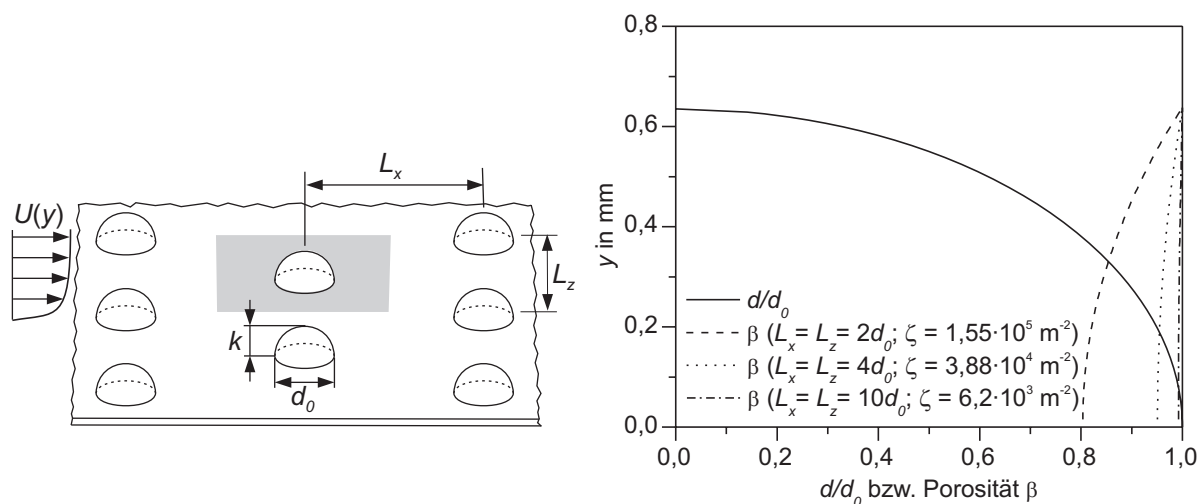


Abb. 6.1: Rauigkeitsgeometrie für die Testfälle von Hosni (1989), Chakroun (1992) und Taylor et al. (1992)

übergangskoeffizienten entlang der Platte messen zu können, besteht die 2,4 m lange ebene Platte aus 24 einzelnen Aluminiummodulen ($\lambda = 211 \text{ W/m/K}$), die individuell elektrisch beheizt werden können und mit der entsprechenden Rauigkeit versehen sind. Es werden insgesamt drei verschiedene Rauigkeiten untersucht, die aus einer Anordnung von Halbkugeln mit Durchmesser $d_0 = 1,27 \text{ mm}$ und Höhe $k = 0,5d_0$ bestehen und sich in der Rauigkeitsdichte unterscheiden. Abbildung 6.1 verdeutlicht die Rauigkeitsgeometrie sowie die für das Diskrete-Elemente-Modell benötigte Porositätsverteilung β . Aufgrund der gleichförmigen Rauigkeit mit Elementen kreisförmigen Grundquerschnitts sind die charakteristischen Durchmesser $d_F(y) = d_Q(y) = d(y)$. Die für das KS-TLK-Modell benötigten äquivalenten Sandkornrauigkeiten werden mit der Korrelation von Waigh und Kind (1998) berechnet (Gl. 3.8). Für die dichteste Anordnung ($L_x = L_z = 2d_0$) ergibt sich damit $k_{s,\text{äq}} = 1,354 \text{ mm}$, für die mittlere Dichte $k_{s,\text{äq}} = 0,238 \text{ mm}$ und für die geringste Dichte $k_{s,\text{äq}} = 0,05 \text{ mm}$.

Unbeschleunigte Plattengrenzschicht (Hosni (1989))

Hosni et al. (1989, 1991a, 1991b) untersuchen den Wärmeübergang bei unbeschleunigter turbulenter Plattengrenzschicht. Durch die Variation der Freistromgeschwindigkeit zwischen $U_\infty = 12 \text{ m/s}$ und $U_\infty = 58 \text{ m/s}$ werden mit den drei Oberflächen Rauigkeitsreynoldszahlen k^+ zwischen 1 und 400 erreicht, so dass sowohl der Übergangsbereich als auch der vollständig raue Bereich abgedeckt sind (vgl. Kapitel 2.2.4). Die Lufttemperatur im Umlaufwindkanal wird für die Messungen mit Hilfe eines Wärmetauschers auf eine konstante Temperatur von 299,5 K gebracht und die einzelnen Module der ebenen Platte auf 317 K geregelt. Der Druck im Kanal beträgt etwa $1,01 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ und die Turbulenzintensität am Eintritt in die Messstrecke ist bei allen Anströmgeschwindigkeiten kleiner als 0,3%. Am Anfang der ebenen Platte ist ein Stolperdraht aufgebracht, um bei allen Anströmbedingungen die gleiche Startstelle der turbulenten Grenzschicht sicherzustellen. Die von den Autoren angegebenen relativen Fehler bei der Stantonzahlbestimmung betragen zwischen $\pm 1,6\%$ und $\pm 6\%$.

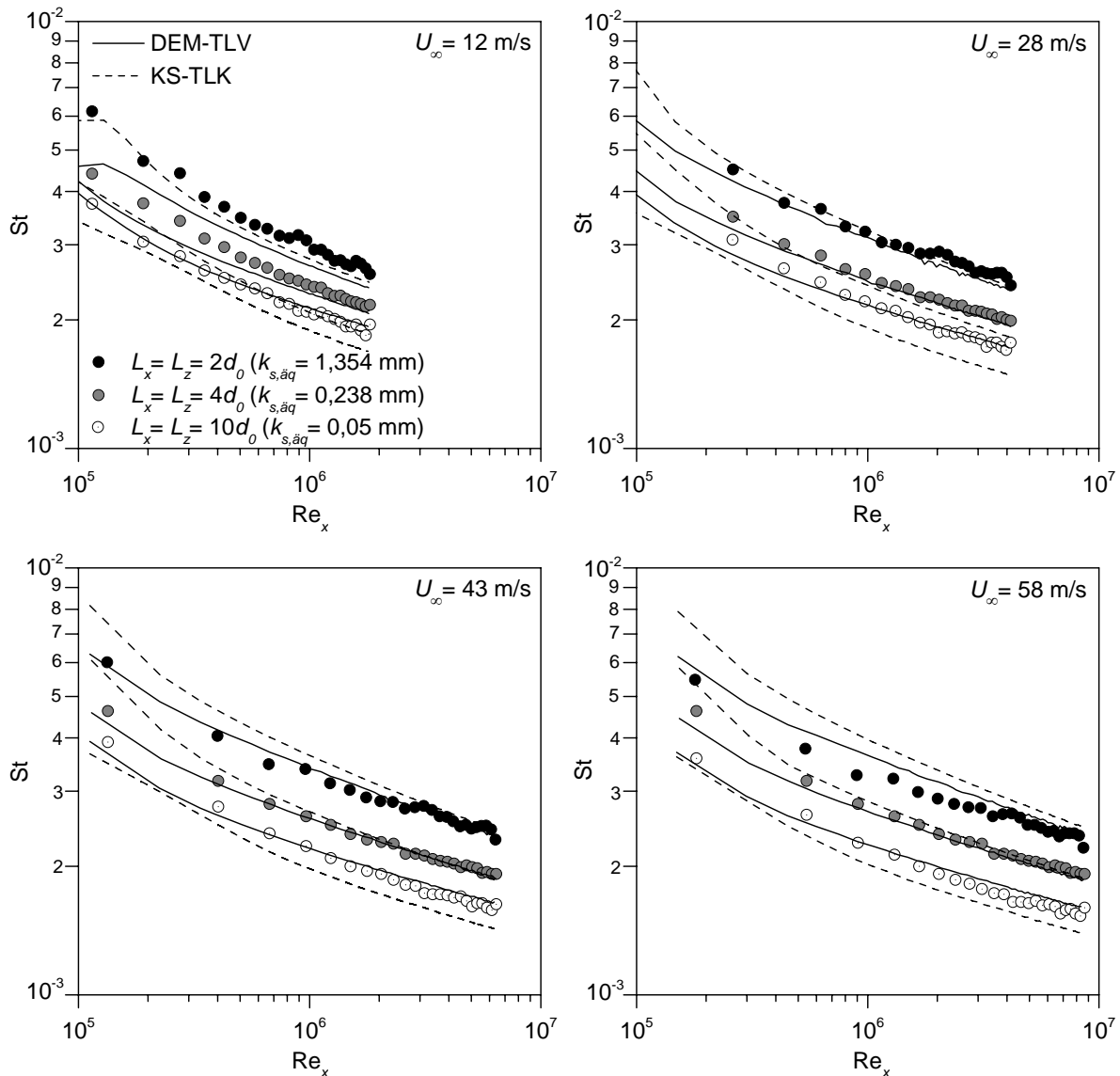


Abb. 6.2: Vergleich der von Hosni (1989) gemessenen und in dieser Arbeit berechneten Wärmeübergänge bei konstanter Freistromgeschwindigkeit

Abbildung 6.2 zeigt die von Hosni et al. gemessenen Stantonzahl-Verteilungen an den drei rauhen Oberflächen bei vier unterschiedlichen, konstanten Freistromgeschwindigkeiten. Mit dem DEM-TLV-Modell berechnete Verläufe sind als durchgezogene Linien dargestellt, mit dem KS-TLK-Modell von Durbin et al. (2001) berechnete Verläufe als gestrichelte Linien. Mit beiden Modellen wird der Anstieg des Wärmeübergangs mit zunehmender Rauigkeitsdichte gut wiedergegeben. Mit dem Diskrete-Elemente-Modell (DEM-TLV) gelingt insgesamt eine bessere Übereinstimmung mit den Messdaten als mit dem erweiterten Wirbelviskositätsmodell von Durbin et al. (2001) (KS-TLK). Bis auf wenige Fälle liegen die Abweichungen der mit dem DEM-TLV-Modell berechneten Stantonzahlen innerhalb der angegebenen Messfehler. Beim KS-TLK-Modell werden insbesondere die Stantonzahlen bei der kleinsten Rauigkeitsdichte unterschätzt. Es ist zu beachten, dass für beide Verfahren nur die Rauigkeitsgeometrie als Eingangsgröße für die Rechnung verwendet wird. Wären die äquivalenten Sandkornrauigkeiten der drei Oberflächen

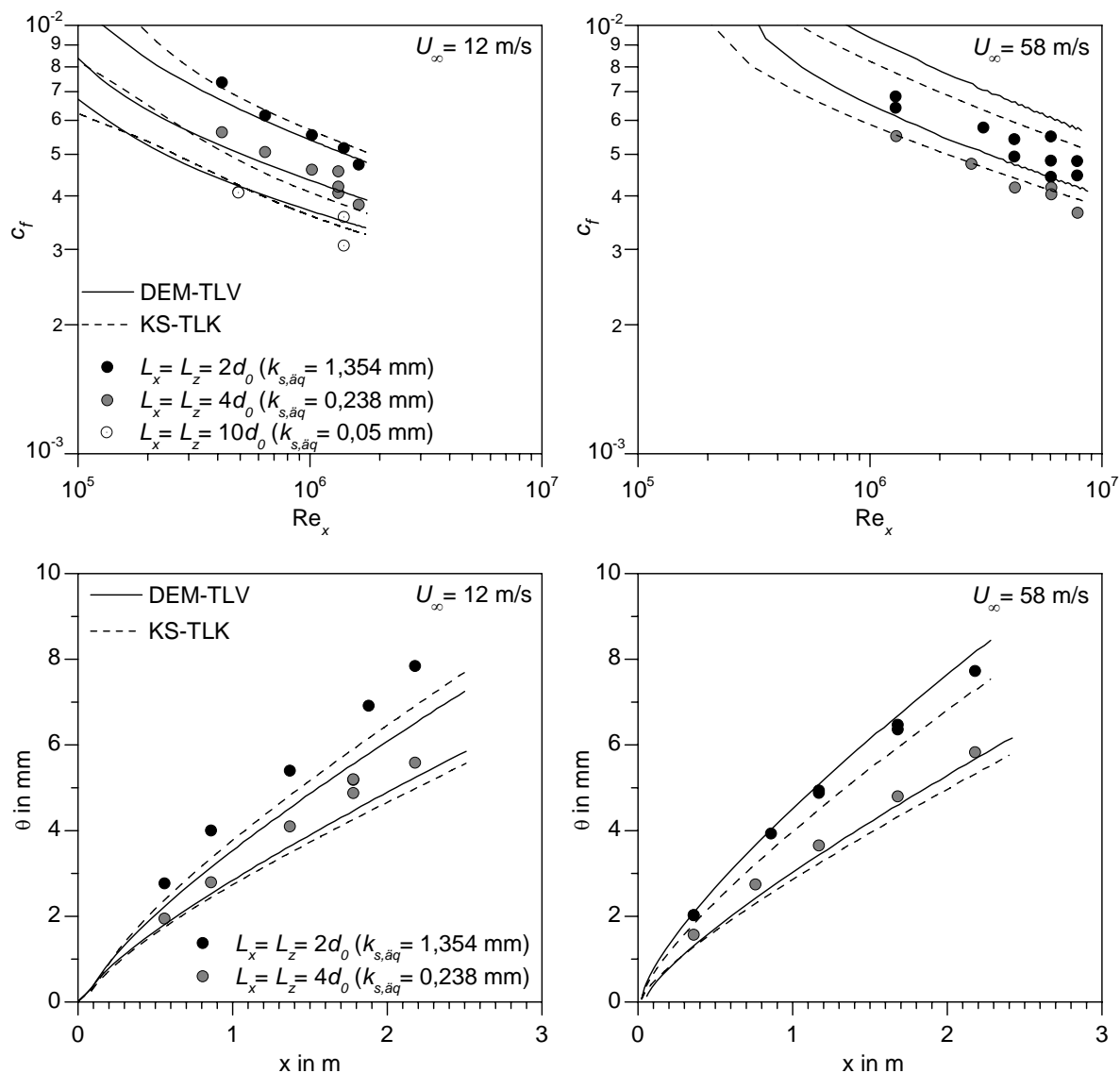


Abb. 6.3: Vergleich der von Hosni (1989) gemessenen und in dieser Arbeit berechneten Reibungsbeiwerte und Impulsverlustdicken bei konstanter Freistromgeschwindigkeit

chen aufgrund von Messungen der Geschwindigkeitsprofile bekannt, so könnte die Qualität der mit dem KS-TLK-Modell berechneten Verläufe sehr wahrscheinlich noch verbessert werden.

Mit Hilfe von Hitzdrahtmessungen bestimmen Hosni et al. bei der kleinsten und größten Freistromgeschwindigkeit zusätzlich die Reibungsbeiwerte c_f entlang der rauen Oberflächen sowie die Impulsverlustdicken θ . Die Freistromtemperatur wird weiterhin auf 299,5 K geregelt, im Gegensatz zu den Wärmeübergangsmessungen wird die Wand jedoch nicht beheizt. Der von Hosni (1989) geschätzte Messfehler bei der Bestimmung der Reibungsbeiwerte liegt bei $\pm 12\%$. Ein Vergleich der gemessenen und berechneten Verläufe der c_f -Werte zeigt bei kleiner Freistromgeschwindigkeit ($U_\infty = 12$ m/s) für alle Oberflächen eine gute Übereinstimmung innerhalb der Fehlertoleranz, sowohl bei Verwendung des DEM-TLV-Modells als auch bei Verwendung des KS-TLK-Modells. Bei der größten Freistromgeschwindigkeit ($U_\infty = 58$ m/s) werden die Rei-

bungsbeiwerte vor allem mit dem DEM-TLV-Modell etwas zu hoch vorhergesagt.

Eine gute Übereinstimmung der Impulsverlustdicken θ gelingt mit beiden Modellen bei fast allen Testfällen innerhalb der angegebenen Messfehler. Eine besonders große Abweichung zeigt das DEM-TLV-Modell bei kleiner Freistromgeschwindigkeit und großer Rauigkeitsdichte. Allerdings werden die c_f -Werte in diesem Fall mit dem Modell sehr gut wiedergegeben.

Unbeschleunigte Plattengrenzschicht mit lokal variierender Rauigkeit (Taylor et al. (1992))

Taylor et al. (1992) verwenden denselben Versuchsaufbau wie Hosni (1989) und wählen die Rauigkeit mit größter Rauigkeitsdichte ($k_{s,\ddot{a}q} = 1,354 \text{ mm}$ bzw. $L_x = L_z = 2d_0$) für die Durchführung der Experimente. Im Gegensatz zu den Messungen von Hosni (1989) sind nur die

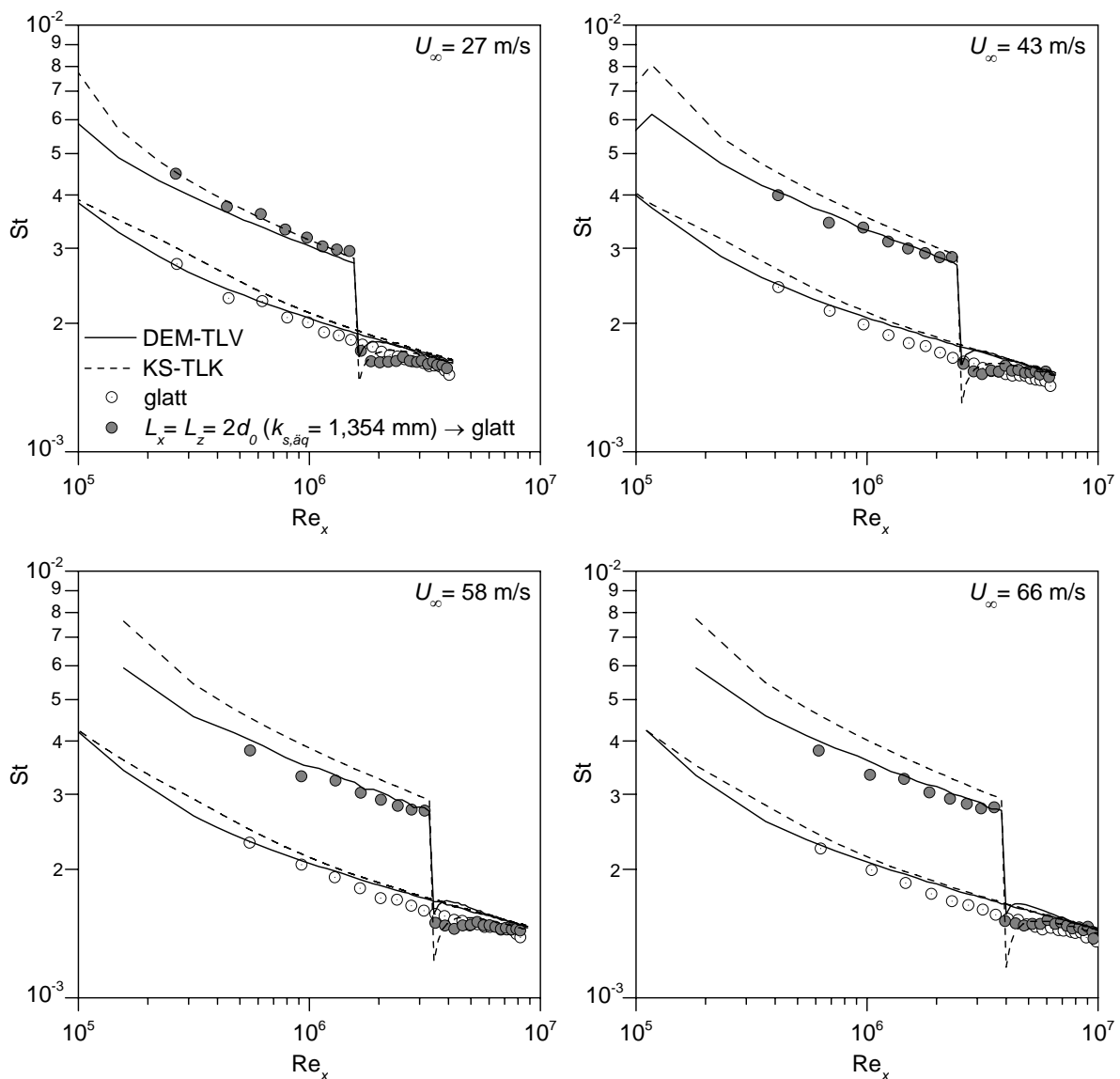


Abb. 6.4: Vergleich der von Taylor et al. (1992) gemessenen und in dieser Arbeit berechneten Wärmeübergänge bei konstanter Freistromgeschwindigkeit

vorderen 0,9 m der 2,4 m langen Messplatte mit Rauigkeit versehen, so dass sich an der Stelle $x = 0,9$ m eine Stufe von rau nach glatt ergibt. Die Wand- und Fluidtemperaturen sowie der statische Druck am Eintritt in die Messstrecke entsprechen den Werten bei Hosni (1989).

Abbildung 6.4 zeigt die Messungen an der teilweise rauen Oberfläche sowie an einer vollständig glatten Oberfläche bei vier unterschiedlichen Freistromgeschwindigkeiten. Die Berechnung bei glatter Oberfläche gelingt mit beiden Modellen (DEM-TLV und KS-TLK) in übereinstimmender Weise, wobei die berechneten Werte tendenziell etwas zu groß sind. Die maximale Abweichung der berechneten Stantonzahlen beträgt etwa 8%.

Die Stantonzahlverteilungen der Oberfläche mit stufiger Rauigkeitsverteilung werden ebenfalls von beiden Modellen gut wiedergegeben. Insbesondere bei großer Freistromgeschwindigkeit erreicht das DEM-TLV-Modell im Bereich mit Rauigkeit eine deutlich bessere Vorhersage des Wärmeübergangs als das KS-TLK-Modell. Nach dem Übergang zur glatten Oberfläche sinken die gemessenen Wärmeübergänge zunächst leicht unter das Niveau der vollständig glatten Wand und steigen dann für größere Lauflängen wieder auf die bei glatter Oberfläche erwarteten Werte an. Beide Modelle bilden dieses Verhalten zumindest qualitativ ab. Besonders beim DEM-TLV-Modell wird jedoch im Vergleich zur Messung zu schnell wieder das laminare Niveau erreicht. Das KS-TLK-Modell bildet diese Strecke, in der Grenzschichtprofile und Turbulenzstruktur wieder die für glatte Oberflächen typischen Werte annehmen, besser ab.

Beschleunigte Plattengrenzschicht (Chakroun (1992))

Chakroun et al. (1992, 1993) modifizieren den Versuchsaufbau von Hosni (1989) mit Hilfe einer flexiblen Kanalwand, um auch beschleunigte Grenzschichten zu untersuchen. Verwendet werden dieselben Oberflächenrauigkeiten, wobei die Oberfläche mit der geringsten Rauigkeitsdichte durch eine glatte Oberfläche ersetzt wird. Die Fluid- und Wandtemperaturen entsprechen mit 300 K bzw. 318 K ebenso wie der statische Druck am Eintritt in die Messstrecke

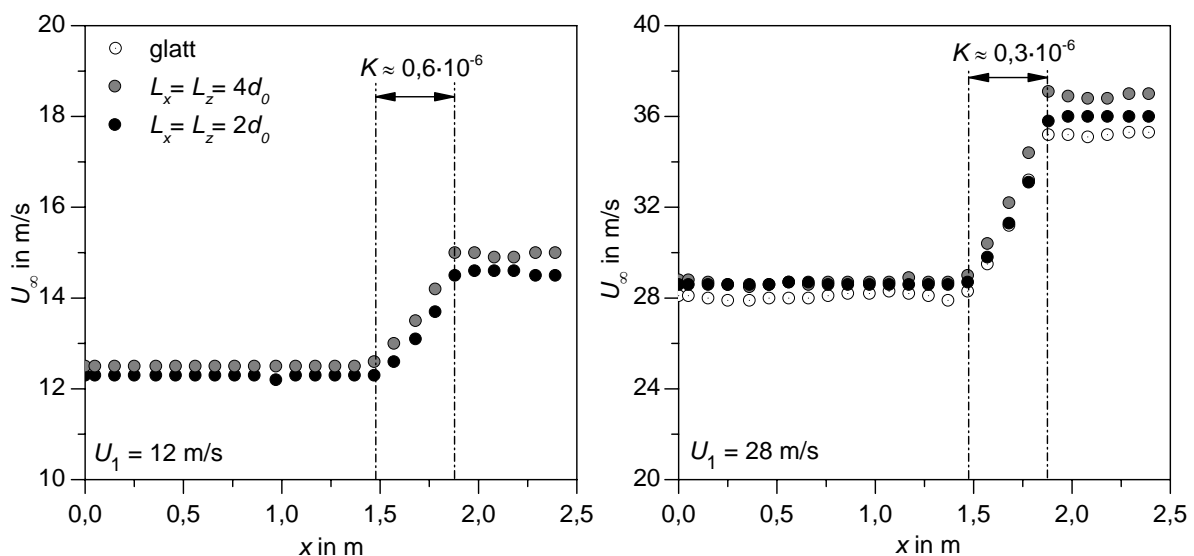


Abb. 6.5: Testfälle von Chakroun (1992) – Vorgegebener Geschwindigkeitsverlauf

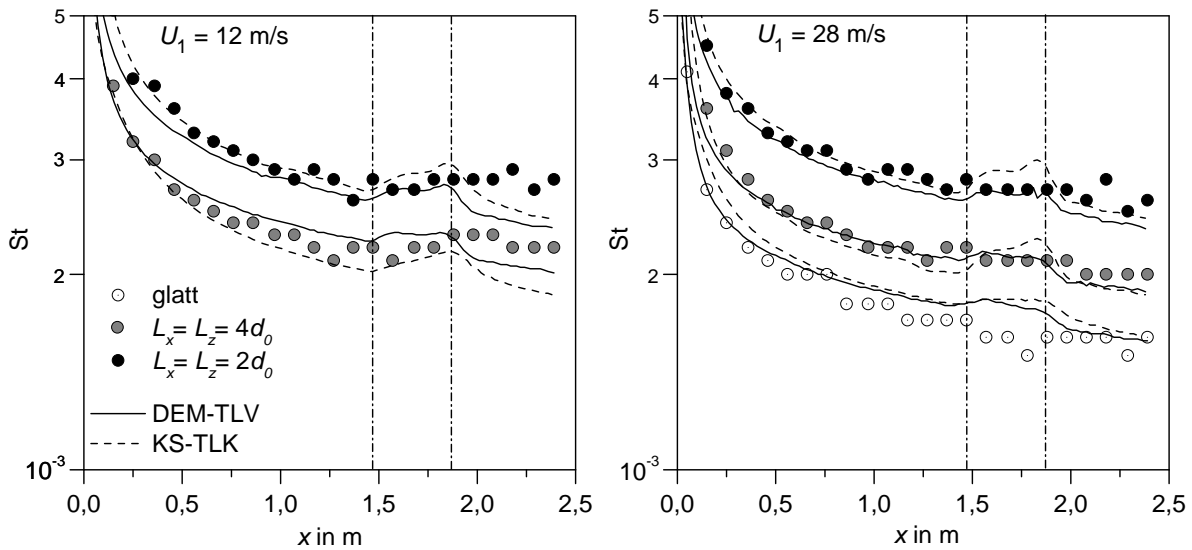


Abb. 6.6: Vergleich der von Chakroun (1992) gemessenen und in dieser Arbeit berechneten Stantonzahlverläufe

($P_{stat} = 1,01 \cdot 10^5$ Pa) und die Turbulenzintensität ($Tu < 0,3\%$) in etwa den Werten bei Hosni (1989). In Abb. 6.5 sind die Geschwindigkeitsverläufe der beiden untersuchten Betriebspunkte dargestellt. Die Freistromgeschwindigkeit wird in einen Fall über eine Distanz von 400 mm von etwa 12,5 m/s auf 14,5 m/s erhöht, im anderen Fall von 28 m/s auf 36 m/s. Daraus ergeben sich Werte für den Beschleunigungsparameter K von etwa $0,6 \cdot 10^{-6}$ bzw. $0,3 \cdot 10^{-6}$. Wie in der Abbildung deutlich wird, unterscheiden sich die Geschwindigkeitsverläufe etwas bei den unterschiedlichen Oberflächen, was in der Randbedingung der Grenzschichtrechnung jedoch berücksichtigt wird.

Eine Berechnung des Wärmeübergangs mit beiden Rauigkeitsmodellen (DEM-TLV und KS-TLK) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messdaten im unbeschleunigten Anfangsbereich und im beschleunigten Bereich (Abb. 6.6). Bei großer Freistromgeschwindigkeit wird der Wärmeübergang im beschleunigten Bereich vom KS-TLK-Modell zu hoch vorhergesagt, während das DEM-TLV-Modell die gemessenen Werte exakt wiedergibt. Gewisse Abweichungen zeigen beide Modelle bei kleiner Freistromgeschwindigkeit stromab des beschleunigten Bereichs. Der Wärmeübergang wird hier zu niedrig berechnet, was bei der Auslegung einer Kühlkonfiguration mit ähnlichen Randbedingungen entsprechend zu berücksichtigen ist. Bei glatter Wand berechnen beide Modelle zu große Stantonzahlen im beschleunigten Bereich, was auf die verwendeten Turbulenzmodelle zurückzuführen ist. Sowohl das TLV- als auch das TLK-Modell sind grundsätzlich nicht in der Lage, die bei Beschleunigung auftretende starke Dämpfung der turbulenten Schwankungen bzw. eine Relaminarisierung vorherzusagen.

Mit Hilfe zusätzlicher Hitzdrahtmessungen bei unbeheizter Platte gibt Chakroun (1992) auch den Verlauf der Verdrängungsdicke δ_1 bzw. des Formparameters $H_{12} = \delta_1/\theta$ an verschiedenen Stellen entlang der Messplatte an. Abbildung 6.7 zeigt einen Vergleich der gemessenen und berechneten δ_1 - und H_{12} -Werte. Mit beiden Rauigkeitsmodellen wird der Verlauf der Verdrängungsdicke qualitativ richtig wiedergegeben. Allerdings sind die berechneten Werte etwa 15%

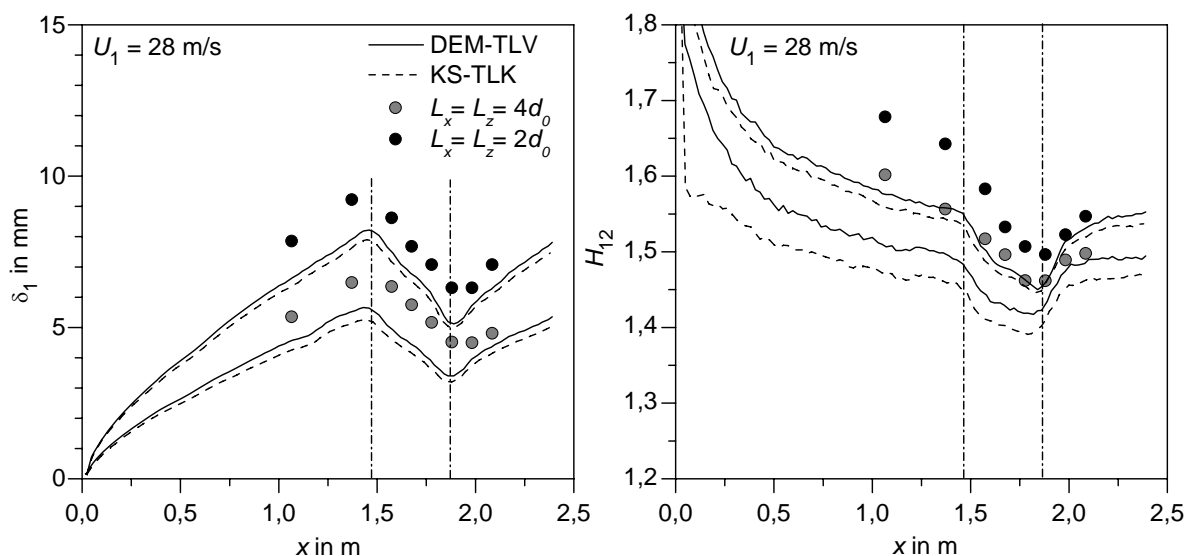


Abb. 6.7: Vergleich der von Chakroun (1992) gemessenen und in dieser Arbeit berechneten Verdrängungsdicke und des Formparameters H_{12} bei beschleunigter Grenzschicht

kleiner als die gemessenen. Ähnlich verhält es sich beim Formparameter, dessen Verlauf ebenfalls qualitativ korrekt beschrieben wird, jedoch insbesondere im unbeschleunigten Anfangsbereich und im beschleunigten Bereich deutlich von den Messwerten abweicht. Unter Beachtung der großen Unsicherheiten bei der Bestimmung dieser Werte an rauen Oberflächen, ist die Qualität der Berechnung jedoch zufriedenstellend.

6.1.2 Plattengrenzschichten an einer Oberfläche mit Kugeln dichtester Packung

Ein ausführlich dokumentiertes Versuchsprogramm wurde in den Siebzigerjahren an der Stanford University an einer ebenen Platte mit rauer Oberfläche aus Kugeln dichtester Packung durchgeführt. Die darin gemessenen Wärmeübergangs- und Schubspannungsverläufe sind bis heute häufig zitierte Testfälle zur Validierung von Rauigkeitsmodellen. Es stehen sowohl Messdaten bei unbeschleunigter als auch bei beschleunigter Grenzschicht zur Verfügung. Der prinzipielle Aufbau und die Wärmeübergangsmesstechnik mit 24 einzeln beheizten Plattenelementen entsprechen dem beschriebenen Versuchsaufbau der Mississippi State University, da dieser dem Stanford-Versuch nachempfunden wurde. Er ist ausführlich bei Healzer (1974) dokumentiert.

Die verwendete raue Oberfläche besteht aus einer Anordnung von nickelbeschichteten Kupferkugeln mit Durchmesser 1,27 mm, die in dichtester Packung angeordnet und zusammengelötet sind. Durch die hohe Wärmeleitfähigkeit von Kupfer ($\lambda = 380 \text{ W/m/K}$) kann von einer homogenen Temperatur der Rauigkeitselemente ausgegangen werden. Abbildung 6.8 verdeutlicht die beschriebene Oberflächenstruktur. Im Diagramm sind außerdem die für das DEM-TLV-Modell benötigten Verteilungen des Durchmessers und der Porosität gezeigt. Da alle Rauigkeitselemente identisch sind und einen kreisförmigen Grundquerschnitt besitzen, gilt $d_Q(y) = d_F(y) = d(y)$.

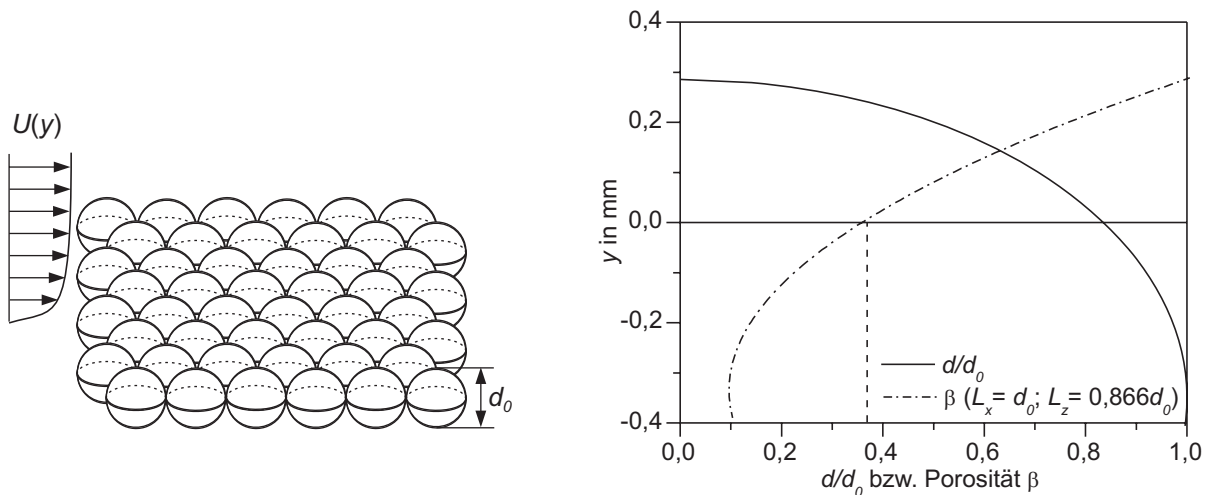


Abb. 6.8: Rauigkeitsgeometrie für die Testfälle von Healzer (1974) und Coleman et al. (1976)

Außerdem beträgt die Elementdichte konstant $\zeta = 7,159 \cdot 10^5 \text{ m}^{-2}$. Wie in Kapitel 5.2.2 beschrieben, wird der y -Achsenursprung an die Stelle gelegt, an der die Porosität den Wert $\beta = 0,37$ erreicht. Bei der Simulation mit dem DEM-TLV-Modell werden also nur die Verteilungen oberhalb dieses Ursprungs verwendet. Die für das KS-TLK-Modell benötigte äquivalente Sandkornrauigkeit wird bei Healzer (1974) mit Hilfe von Hitzdrahtmessungen des Geschwindigkeitsprofils zu $k_{s,\text{äq}} = 0,62 \cdot d_0 = 0,79 \text{ mm}$ bestimmt.

Unbeschleunigte Plattengrenzschicht (Healzer (1974))

Healzer (1974) und Moffat et al. (1978) bestimmen den Wärmeübergang und die Reibungsbeiwerte entlang der 2,4 m langen rauen Platte bei unbeschleunigter Grenzschicht. Die Freistromtemperatur wird für die Messungen auf etwa 300 K eingestellt und die Oberflächentemperatur auf eine 10 K bis 15 K höhere Temperatur geregelt. Der statische Druck in der Anströmung beträgt bei allen Messungen etwa $1,01 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Durch die Variation der Freistromgeschwindigkeit zwischen 27 m/s und 74 m/s werden Rauigkeitsreynoldszahlen k^+ zwischen 60 und 200 erreicht, welche damit überwiegend im vollständig rauen Bereich liegen. Moffat et al. (1978) geben für alle Freistromgeschwindigkeiten eine Turbulenzintensität von 0,4% an. Bei den Messungen wird auf das Anbringen eines Stolperdrahts verzichtet, so dass bei den Geschwindigkeiten $U_\infty = 27 \text{ m/s}$ und $U_\infty = 42 \text{ m/s}$ eine laminar-turbulente Transition vorhanden ist. Bei den beiden höchsten Geschwindigkeiten ist die Grenzschicht bereits vom Plattenbeginn an turbulent. Bei der Berechnung wird die eventuell vorhandene Transition durch feste Vorgabe einer Startstelle x_t und der Produktionsrate n_t berücksichtigt (vgl. Kapitel 5.3.1).

In Abb. 6.9 sind die gemessenen und berechneten Verläufe der Stantonzahlen und Reibungsbeiwerte gegenübergestellt. Die Autoren geben für die ermittelten Stantonzahlen einen ungewöhnlich geringen absoluten Fehler von $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ an. Für die Reibungsbeiwerte werden keine Messunsicherheiten angegeben, so dass hier ein für raue Oberflächen üblicher Fehler von $\pm 15\%$ angenommen wird. Die Wärmeübergangsverteilungen werden vom DEM-TLV-Modell fast exakt wiedergegeben, während das KS-TLK-Modell die Stantonzahlen etwas überschätzt. Beide

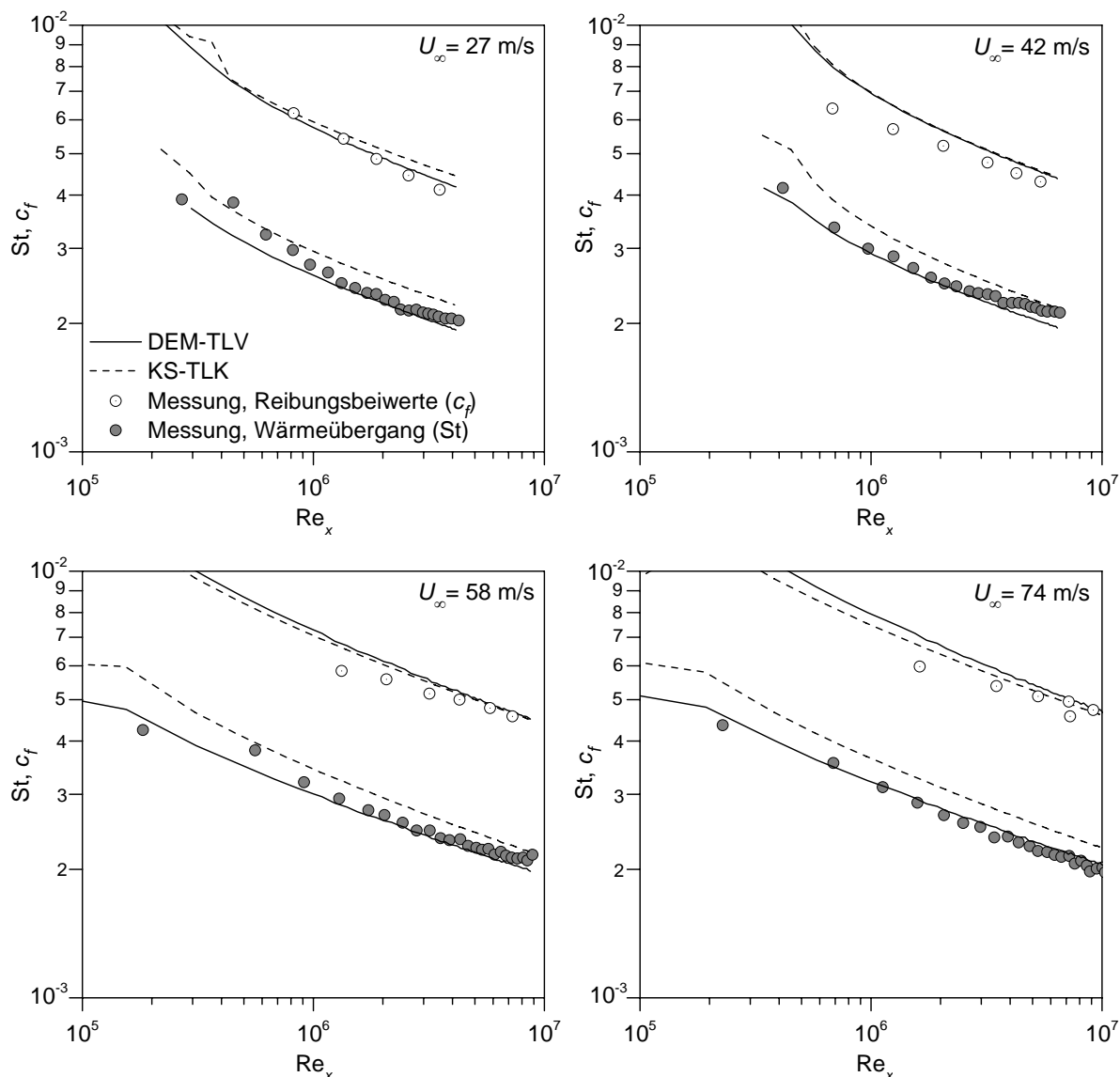


Abb. 6.9: Vergleich der von Healzer (1974) gemessenen und in dieser Arbeit berechneten Wärmeübergänge und Reibungsbeiwerte bei konstanter Freistromgeschwindigkeit

Rauigkeitsmodelle liefern fast identische Vorhersagen der Reibungsbeiwerte, die im Rahmen der Messgenauigkeit mit den experimentellen Werten übereinstimmen.

Aufgrund der großen Rauigkeitsreynoldszahlen erfolgt die Kraft- und Wärmeübertragung an die Oberfläche fast vollständig über die Rauigkeitselemente. Die guten Ergebnisse mit dem DEM-TLV-Modell bestätigen deshalb die dort zugrunde liegenden Korrelationen für die Widerstandsbeiwerte und die Nusseltzahlen an den Rauigkeitselementen (Gln. 5.31 und 5.38). Außerdem wird das Kriterium für den y-Achsenursprung ($\beta(0) = 0,37$) bekräftigt.

Beschleunigte Plattengrenzschicht (Coleman et al. (1976))

Coleman et al. (1976, 1977, 1981) untersuchen den Einfluss einer Strömungsbeschleunigung auf die Grenzschicht der rauen Oberfläche. Die Messungen erfolgen am beschriebenen Ver-

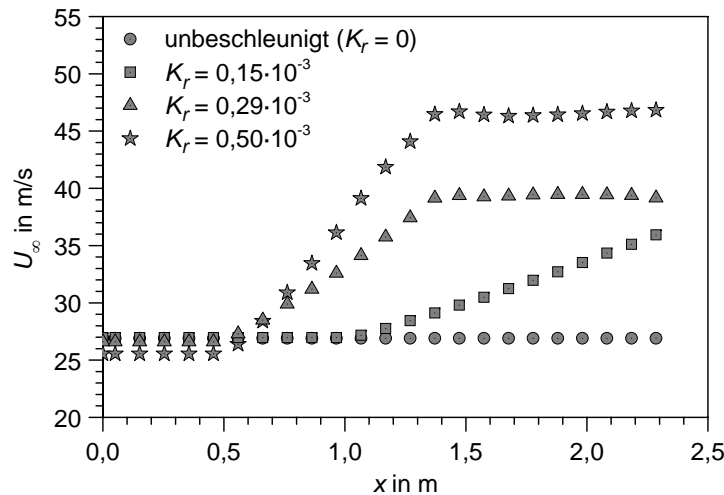


Abb. 6.10: Testfälle von Coleman et al. (1976) – Geschwindigkeitsverlauf der Freistromung

suchsaufbau von Healzer (1974) mit derselben Rauigkeit. Zur Erzeugung der Freistrombeschleunigung wird gegenüber der Messplatte eine flexible Wand eingesetzt, deren Kontur je nach gewünschter Beschleunigung angepasst werden kann. Die Freistromtemperatur in der Anströmung wird bei diesen Versuchen auf 292 K eingestellt, die Temperatur der Messplatte auf etwa 309 K geregelt. Der statische Druck in der Anströmung beträgt bei allen Versuchen etwa $1,01 \cdot 10^5$ Pa, die Turbulenzintensität wird mit $Tu_1 = 0,4\%$ angegeben. Unabhängig vom stromab eingestellten Beschleunigungsverlauf beträgt die Freistromgeschwindigkeit am Eintritt in die Messstrecke ungefähr 26 m/s. Im Gegensatz zu den Messungen von Healzer (1974) wird die Grenzschicht kurz vor der 2,4 m langen Messplatte mit einem Stolperdraht in den turbulenten Zustand überführt.

Da bei vollständig rauer Oberfläche das viskose Längenmaß ν/U_∞ keine Bedeutung mehr besitzt (vgl. Kapitel 2.2.4), definieren Coleman et al. (1977) einen Beschleunigungsparameter K_r für vollständig raue Oberflächen. Im Unterschied zum herkömmlichen Beschleunigungsparameter K , wird bei K_r das viskose Längenmaß durch ein Längenmaß der Rauigkeit ersetzt. Coleman et al. (1977) wählen hierfür den Durchmesser der Kupferkugeln ($d_0 = 1,27$ mm), so dass K_r wie folgt definiert ist:

$$K_r = \frac{d_0}{U_\infty} \frac{dU_\infty}{dx} . \quad (6.1)$$

Coleman et al. (1977) zeigen zudem, dass sich die Grenzschicht an der rauen Oberfläche für konstante positive Werte von K_r im Gleichgewicht befindet. Das heißt die Reibungsbeiwerte c_f sind im beschleunigten Bereich bei $K_r = \text{const}$ ebenfalls konstant.

Abbildung 6.10 zeigt die verwendeten Freistromgeschwindigkeitsverläufe entlang der Messplatte, mit denen Beschleunigungsparameter K_r zwischen 0 und $0,5 \cdot 10^{-3}$ erreicht werden. Wie in Abb. 6.11 ersichtlich, sind die gemessenen Reibungsbeiwerte im beschleunigten Bereich tatsächlich konstant. Bei $K_r = 0,5 \cdot 10^{-3}$ liegen leider keine c_f -Werte vor. Anders als die Reibungsbeiwerte sinken die Stantonzahlen auch im beschleunigten Bereich leicht ab.

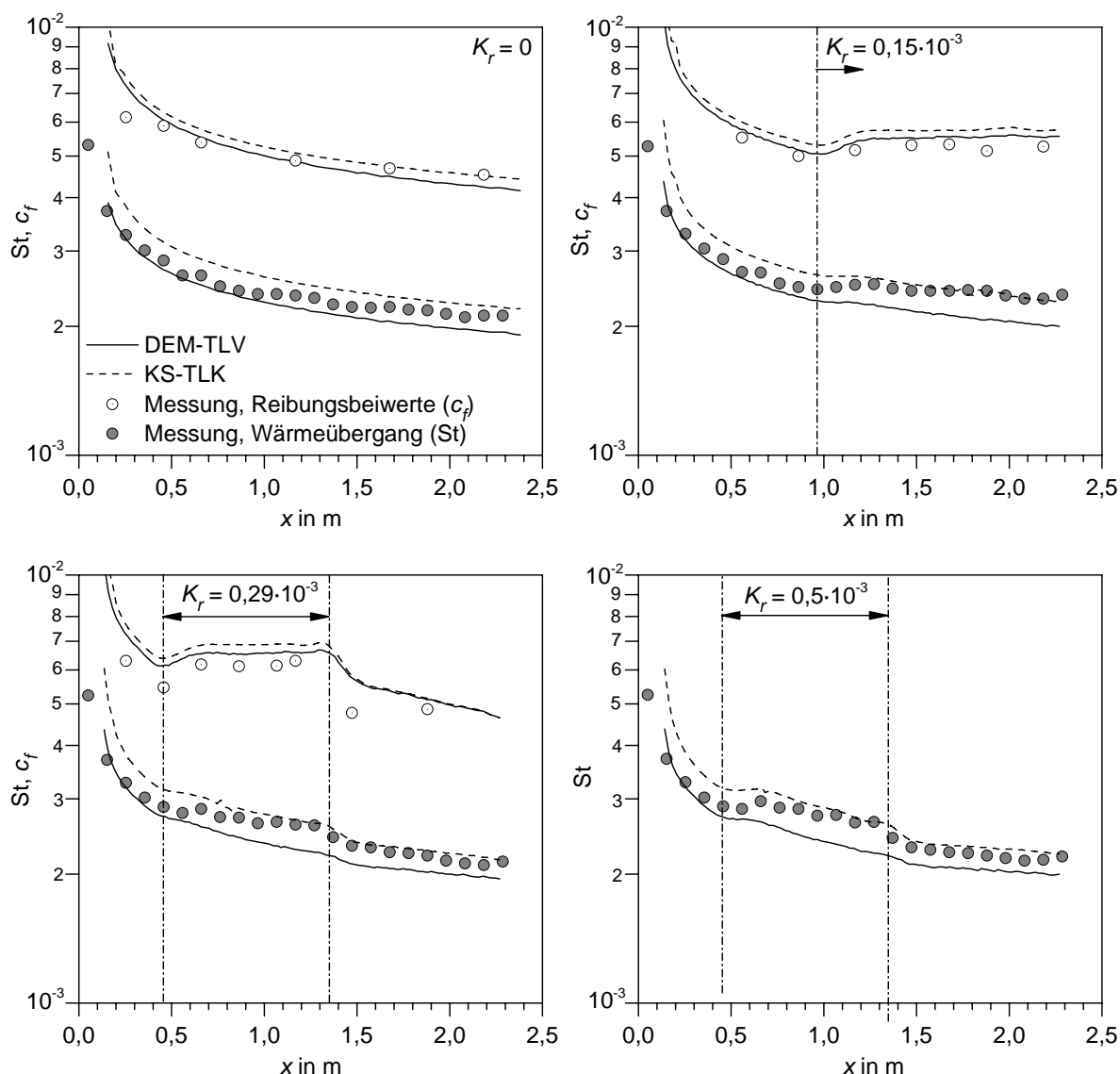


Abb. 6.11: Vergleich der von Coleman et al. (1976) gemessenen und in dieser Arbeit berechneten Wärmeübergänge und Reibungsbeiwerte bei beschleunigter Grenzschicht

Mit beiden Rauigkeitsmodellen werden sowohl die Stantonzahlen, als auch die Reibungsbeiwerte gut vorhergesagt. Während die c_f -Verläufe mit dem DEM-TLV-Modell etwas besser wiedergegeben werden, kann mit dem KS-TLK-Modell insbesondere im beschleunigten Bereich eine bessere Übereinstimmung bei den Wärmeübergangsverläufen erreicht werden. Beide Modelle berechnen im beschleunigten Bereich etwas zu steil abfallende Stantonzahlen.

6.1.3 Plattengrenzschicht mit stochastischen Oberflächenrauigkeiten

Zur Überprüfung der in dieser Arbeit mit dem DEM-TLV-Modell erstmals eingeführten charakteristischen Durchmesserverteilungen $d_Q(y)$ und $d_F(y)$ (vgl. Kapitel 5.2.2) werden raue Oberflächen benötigt, deren Rauigkeitselemente eine exzentrische Grundfläche und eine stochasti-

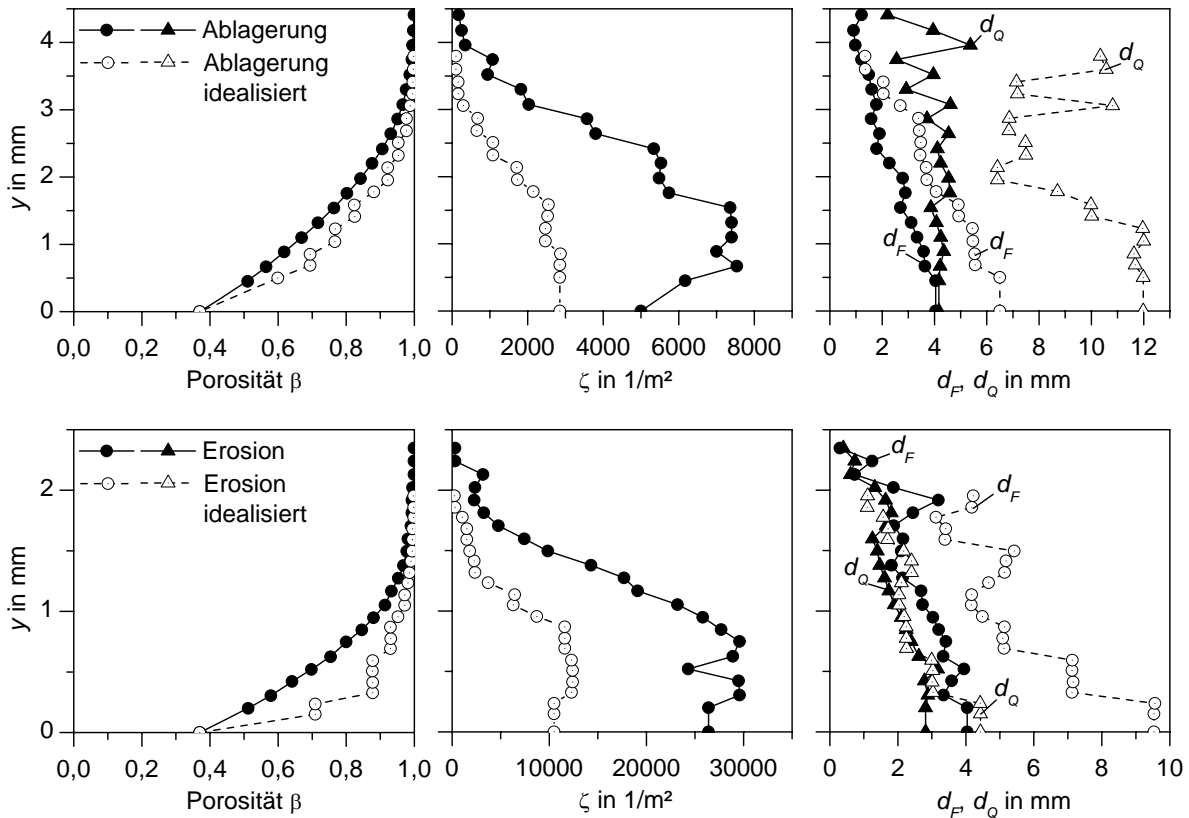


Abb. 6.12: Parameter zur Beschreibung der Oberflächen von Bons (2002) und McClain (2002)

sche Verteilung der Durchmesser aufweisen. Trotzdem muss die Oberflächengeometrie genau bekannt sein, so dass die Verteilungen für $d_Q(y)$ und $d_F(y)$ abgeleitet werden können.

Die am Air Force Research Laboratory Dayton in Zusammenarbeit mit der Mississippi State University durchgeführten Experimente mit realen Oberflächenrauigkeiten stellen das einzige in der Literatur verfügbare Versuchsprogramm dar, welches genug Informationen über die verwendeten Oberflächen beinhaltet. Die vier untersuchten Oberflächen basieren auf den Rauigkeitsmessungen von Bons et al. (2001) an fast 100 gebrauchten Schaufeln und Komponenten stationärer Gasturbinen. Bons (2002) wählt aus der Fülle von Messdaten jeweils eine Oberfläche mit Ablagerungen und eine durch Erosion angegriffene Oberfläche aus und stellt mit Hilfe eines 3D-Druckers vergrößerte Modelle der Rauigkeit aus Polyester her. Zwei zusätzliche Oberflächen weisen ähnliche Durchmesserverteilungen wie die gemessenen Oberflächen auf, jedoch sind die Rauigkeitselemente durch elliptische Grundquerschnitte idealisiert.

Die für das DEM-TLV-Modell benötigten Verteilungen der Porosität β , der Elementdichte ζ und der charakteristischen Durchmesser können aus der Oberflächenbeschreibung von Bons (2002) und McClain (2002) abgeleitet werden. Die Bestimmung der charakteristischen Durchmesser ist mit einer gewissen Unsicherheit behaftet, da nur die Verteilung der mittleren Durchmesser sowie der mittleren Exzentrizität gegeben sind. Streng genommen muss für jedes Rauigkeitselement individuell der Durchmesser und die zugehörige Exzentrizität bekannt sein, um $d_Q(y)$ und $d_F(y)$ zu bestimmen (vgl. Kapitel 5.2.2). Eine weitere Fehlerquelle entsteht dadurch, dass die Autoren nur Verteilungen oberhalb der mittleren Höhe h_m angeben, bei der die Porosität etwa

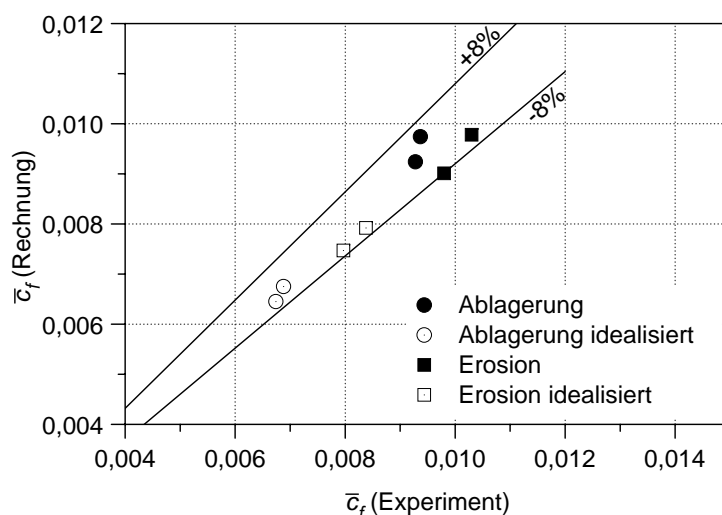


Abb. 6.13: Vergleich der von McClain (2002) gemessenen und in dieser Arbeit berechneten mittleren Reibungsbeiwerte bei konstanter Freistromgeschwindigkeit

den Wert $\beta = 0,5$ annimmt. Für das hier vorgestellte Verfahren sind die Verteilungen jedoch bis zu einer Porosität von $\beta = 0,37$ erforderlich, so dass die Werte extrapoliert werden müssen. Abbildung 6.12 zeigt die verwendeten Verteilungen; die Werte bei $y = 0$ stellen extrapolierte Werte dar. Die Bestimmung einer äquivalenten Sandkornrauigkeit aus den gegebenen Daten ist nicht mit ausreichender Genauigkeit möglich, so dass eine Berechnung mit dem KS-TLK-Modell entfällt.

Die von Bons (2002) bzw. McClain (2002) verwendete Messstrecke besteht aus einer 1,5 m langen Messplatte, bei der die ersten 1,05 m mit einer glatten Oberfläche versehen sind. Im Anschluss an die glatte Einlaufstrecke ist jeweils die mit dem 3D-Drucker hergestellte 0,26 m lange Platte mit Oberflächenrauigkeit auf einer Schubspannungswaage angebracht, an die stromab erneut eine glatte Oberfläche anschließt. Es werden zwei unterschiedliche Freistromgeschwindigkeiten (7 m/s bzw. 12,5 m/s) untersucht, wobei die Stoffgrößen in beiden Fällen konstant sind ($\rho = 1,15 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 1,83 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m/s}$). Aufgrund der verwendeten Messtechnik ist für jede Rauigkeit und jeden Betriebspunkt nur jeweils ein mittlerer Reibungsbeiwert bekannt.

Abbildung 6.13 stellt die von McClain (2002) gemessenen und in dieser Arbeit berechneten mittleren Reibungsbeiwerte der acht Testfälle gegenüber. Die berechneten Werte weichen maximal 8% von den gemessenen Werten ab, wobei die größeren Abweichungen bei den für Erosion typischen Oberflächen zu beobachten sind. Die Ergebnisse zeigen, dass die Verwendung einer charakteristischen Durchmesserverteilung $d_F(y)$ einen brauchbaren Ansatz zur Berechnung realer Rauigkeiten darstellt. Eine Überprüfung der getroffenen Annahmen zur Berechnung des charakteristischen Durchmessers für Wärmeübertragung d_Q ist damit jedoch noch nicht möglich. Hierzu sind weitere experimentelle Untersuchungen notwendig, die derzeit noch nicht verfügbar sind.

6.1.4 Saugseitige Grenzschicht einer Hochdruckleitschaufel mit erzwungenem Grenzschichtumschlag

Die bisher gezeigten Berechnungen an unbeschleunigten und konstant beschleunigten Platten-grenzschichten zeigen bereits eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Für die Anwendung des DEM-TLV- und KS-TLK-Modells an Turbinenschaufeln ist jedoch auch die Überprüfung an turbulenten Grenzschichten mit rasch wechselnder Beschleunigung von Bedeutung. Zu diesem Zweck werden die in Kapitel 4.2.2.5 gezeigten Messungen mit erzwungenem Grenzschichtumschlag auf der Saugseite der Hochdruckschaufel herangezogen. Da der Übergang in eine turbulente Grenzschicht mit Hilfe eines Stolperdrahtes nahe der Schaufelvorderkante festgelegt wird, stehen hiermit Testfälle mit turbulenten Grenzschichten an rauen Oberflächen, die einem für Turbinenschaufeln typischen Beschleunigungsverlauf unterliegen, zur Verfügung. Eine genaue Beschreibung des Versuchsaufbaus und der Randbedingungen ist in Kapitel 4.2 gegeben, so dass an dieser Stelle auf eine wiederholte Darstellung verzichtet wird. Alle fünf untersuchten rauen Oberflächen, die aus einer regelmäßigen Anordnung von Kegelstümpfen bestehen, sind in Kapitel 3.1.4 definiert. Die für das DEM-TLV-Modell benötigten Durchmesser- und Porositätsverteilungen können unmittelbar aus dieser Geometriedefinition berechnet werden und sind in Abb. 6.14 dargestellt. Da die Rauigkeit aus einer Anordnung von Kegelstümpfen besteht, werden die flach endenden Elemente mit einer aufgesetzten Kuppel gemäß der in Kapitel 5.2.2 beschriebenen Vorgehensweise erweitert. Die Kurvenverläufe für $y/k > 1,0$ spiegeln diese Erweiterung der Elementgeometrie wider. Äquivalente Sandkornrauigkeiten der fünf rauen Oberflächen sind in Tabelle 3.2 und in Abb. 6.15 für das KS-TLK-Modell gegeben.

Da die Grenzschicht auf der Saugseite vom Staupunkt an bis zur Stelle des aufgebracht Stolperdrahts laminar ist, muss dies bei der Berechnung berücksichtigt werden. Wie bei den Testfällen von Healy (1974) wird durch feste Vorgabe der Startstelle x_i und Anpassung der Produkti-

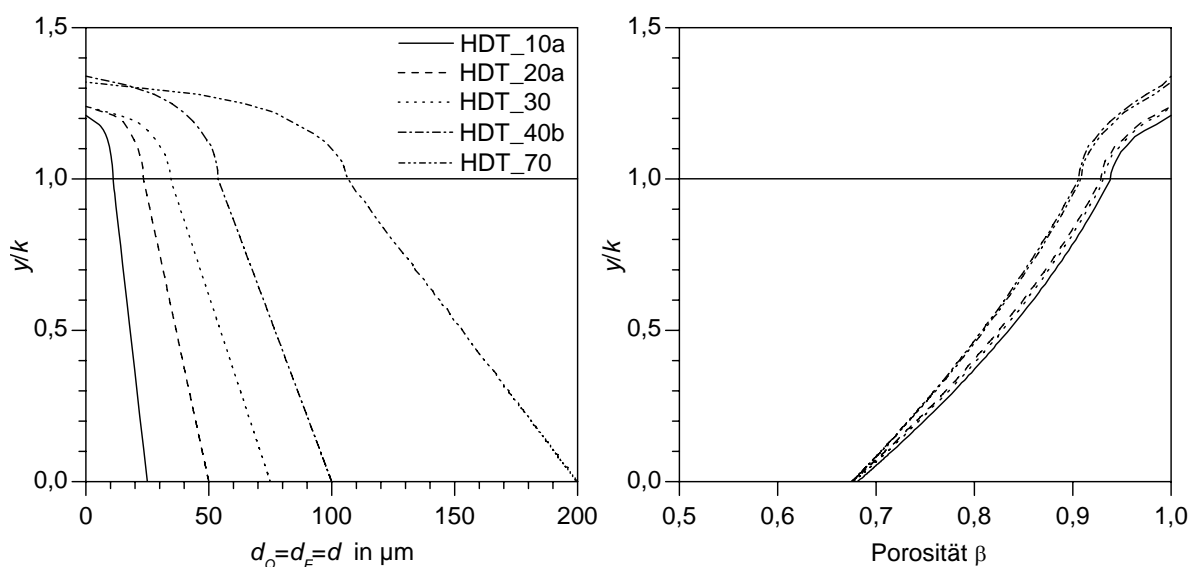


Abb. 6.14: Durchmesser- und Porositätsverteilung der Oberflächen der Hochdruckleitschaufel

onsrate n_t erreicht, dass der transitionale Bereich möglichst genau modelliert wird.

Mit dem DEM-TLV und KS-TLK-Modell berechnete Stantonzahlverläufe werden in Abb. 6.15 mit den gemessenen Verläufen bei einer Anströmreynoldszahl von $Re_1 = 2,2 \cdot 10^5$ und einem Turbulenzgrad von $Tu_1 = 3,5\%$ verglichen. Beide Modelle sagen den Wärmeübergang an der glatten Oberfläche etwas zu hoch voraus. Die zugrunde liegenden Turbulenzmodelle sind hier nicht in der Lage die mit der sehr starken Beschleunigung verbundene Dämpfung der turbulenten Schwankungen wiederzugeben.

Das DEM-TLV-Modell zeigt eine gute Übereinstimmung im vorderen Bereich der turbulenten Grenzschicht an allen rauen Oberflächen. Besonders bei großen Rauigkeiten (HDT_30, HDT_40b und HDT_70) wird der Wärmeübergang im hinteren Bereich, in dem die Strömungsbeschleunigung in eine Verzögerung übergeht, jedoch überschätzt.

Das KS-TLK-Modell berechnet bei allen rauen Oberflächen deutlich zu große Stantonzahlen. Die mit der Korrelation von Waigh und Kind (1998) (Kapitel 3.1.4) bestimmten äquivalenten Sandkornrauigkeiten sind offensichtlich zu groß. Es ist zu beachten, dass die Dichteparameter Λ_R der untersuchten Oberflächen alle nahe dem Wert sechs liegen, bei dem die Korrelation besonders große Unsicherheiten aufweist.

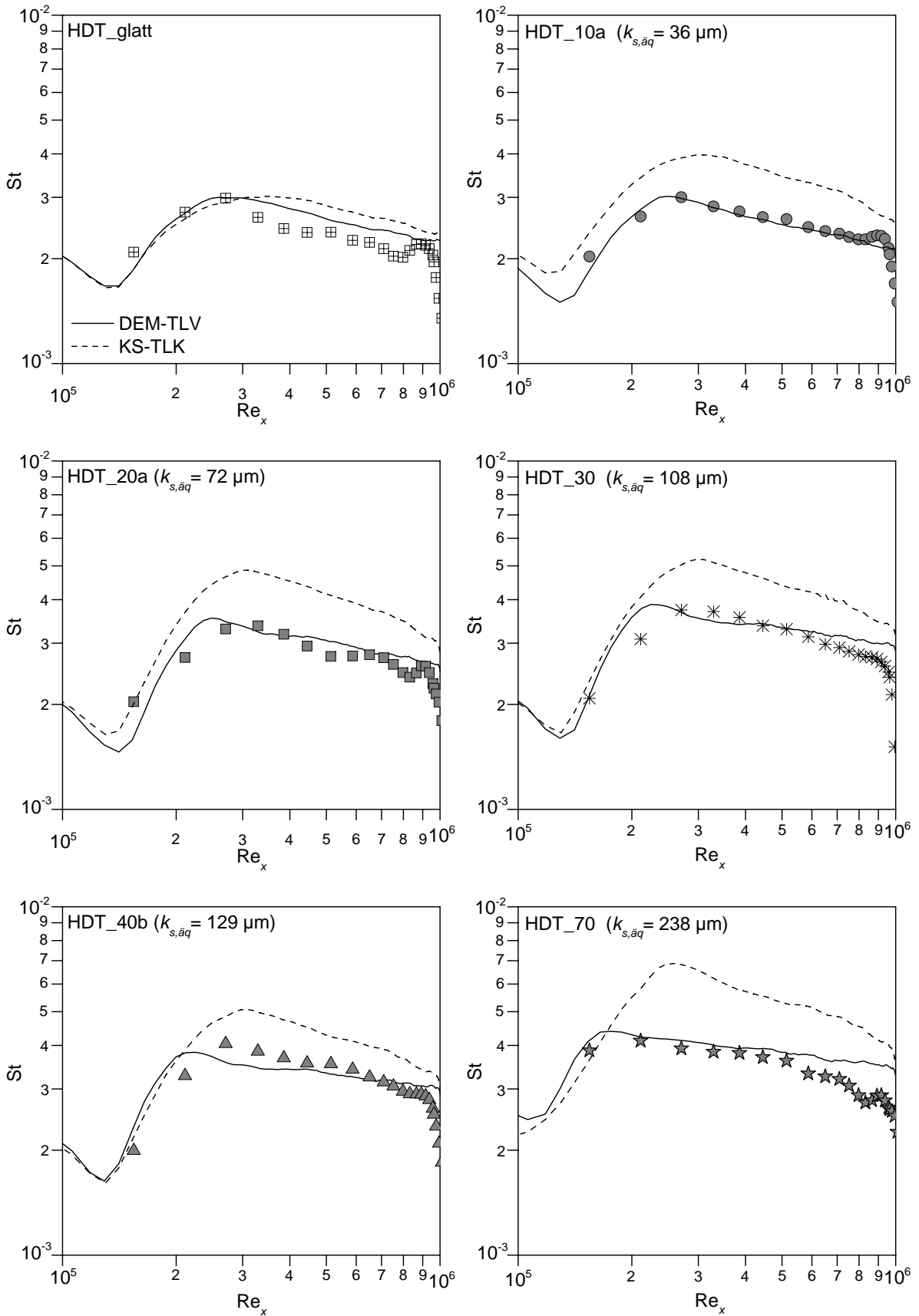


Abb. 6.15: Saugseite der Hochdruckleitschaufel mit erzwungenem Grenzschichtumschlag – berechnete und gemessene Wärmeübergänge bei $Re_1 = 2,2 \cdot 10^5$

6.2 Transitionale Grenzschichten an rauen Oberflächen

Nach der erfolgreichen Validierung der beiden Rauigkeitsmodelle DEM-TLV und KS-TLK im vorangegangenen Kapitel, muss abschließend noch die Qualität der Gesamtmodelle (DEM-TLV-T und KS-TLK-T), bestehend aus dem jeweiligen Rauigkeitsmodell, dem Intermittenzmodell und der Startstellenkorrelation, untersucht werden. Die Auswahl der Testfälle unterliegt den gleichen Anforderungen wie bei den vollturbulenten Grenzschichten, d.h. die Oberflächenstruktur muss exakt definiert sein, so dass für die Rauigkeitsmodelle erforderliche Größen abgeleitet werden können. Die wenigen in der Literatur verfügbaren experimentellen Untersuchungen mit transitionalen Grenzschichten an rauen Oberflächen verzichten fast alle auf eine exakte Oberflächenbeschreibung, so dass sie für die Modellvalidierung nicht in Frage kommen (vgl. Kapitel 2.3).

Eine Ausnahme bilden die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen an zwei unterschiedlichen Schaufelprofilen mit rauen Oberflächen, die erstmals eine umfangreiche Datenbasis mit exakt definierten Randbedingungen und Rauigkeitsgeometrien zur Verfügung stellen (Kapitel 4). Sowohl die Anströmbedingungen (Turbulenzgrad, Reynoldszahl) als auch die Rauigkeit decken dabei den für Turbinenströmungen typischen Bereich ab. Damit sind diese neuen Testfälle bestens geeignet, um in den folgenden Kapiteln zur Beurteilung der Modellqualität herangezogen zu werden.

6.2.1 Hochdruckturbinenleitgitter (HDT)

Die in Kapitel 4.2.2 vorgestellten Wärmeübergangsmessungen am Hochdruckturbinenleitgitter eignen sich aufgrund der genau dokumentierten Randbedingungen ausgezeichnet zur Validierung der Berechnungsmodelle. Im Folgenden werden für jeden Testfall mit beiden Modellen (DEM-TLV-T und KS-TLK-T) jeweils die Wärmeübergangsverläufe berechnet. Die beiden Berechnungsmodelle unterscheiden sich lediglich im Rauigkeitsmodell für die turbulente Grenzschicht und verwenden dieselbe Startstellenkorrelation und dasselbe Intermittenzmodell.

Aus den dreizehn untersuchten rauen Oberflächen werden für die genauere Betrachtung und die Darstellung in Abb. 6.16 drei Oberflächen mit den Elementhöhen $20\ \mu\text{m}$, $40\ \mu\text{m}$ und $70\ \mu\text{m}$ ausgewählt. Die gewählten Betriebspunkte beinhalten zwei Reynoldszahlen ($\text{Re}_1 = 1,4 \cdot 10^5$ und $\text{Re}_1 = 2,5 \cdot 10^5$) sowie zwei Turbulenzgrade ($Tu_1 = 3,5\%$ und $Tu_1 = 8\%$).

Die mit dem DEM-TLV-T-Modell berechneten Verläufe befinden sich in fast allen Fällen im Einklang mit den Messwerten. Insbesondere werden das turbulente Wärmeübergangsniveau und der Verlauf im transitionalen Bereich sehr gut beschrieben. Die aufgrund der stark unterschiedlichen Beschleunigung sehr verschiedenen Transitionsverläufe auf Saug- und Druckseite werden vom Intermittenzmodell korrekt erfasst.

Die größten Fehler ergeben sich bei der kleineren Reynoldszahl und dem kleinsten Turbulenzgrad durch eine abweichende Startstellenbestimmung bei den rauen Oberflächen. Bei der kleinsten Rauigkeit HDT_20a wird fälschlicherweise keine Transition vorhergesagt, sondern eine Ablösung der Grenzschicht bei $s/c \approx 0,99$ berechnet. An dieser Stelle muss die Rechnung aufgrund

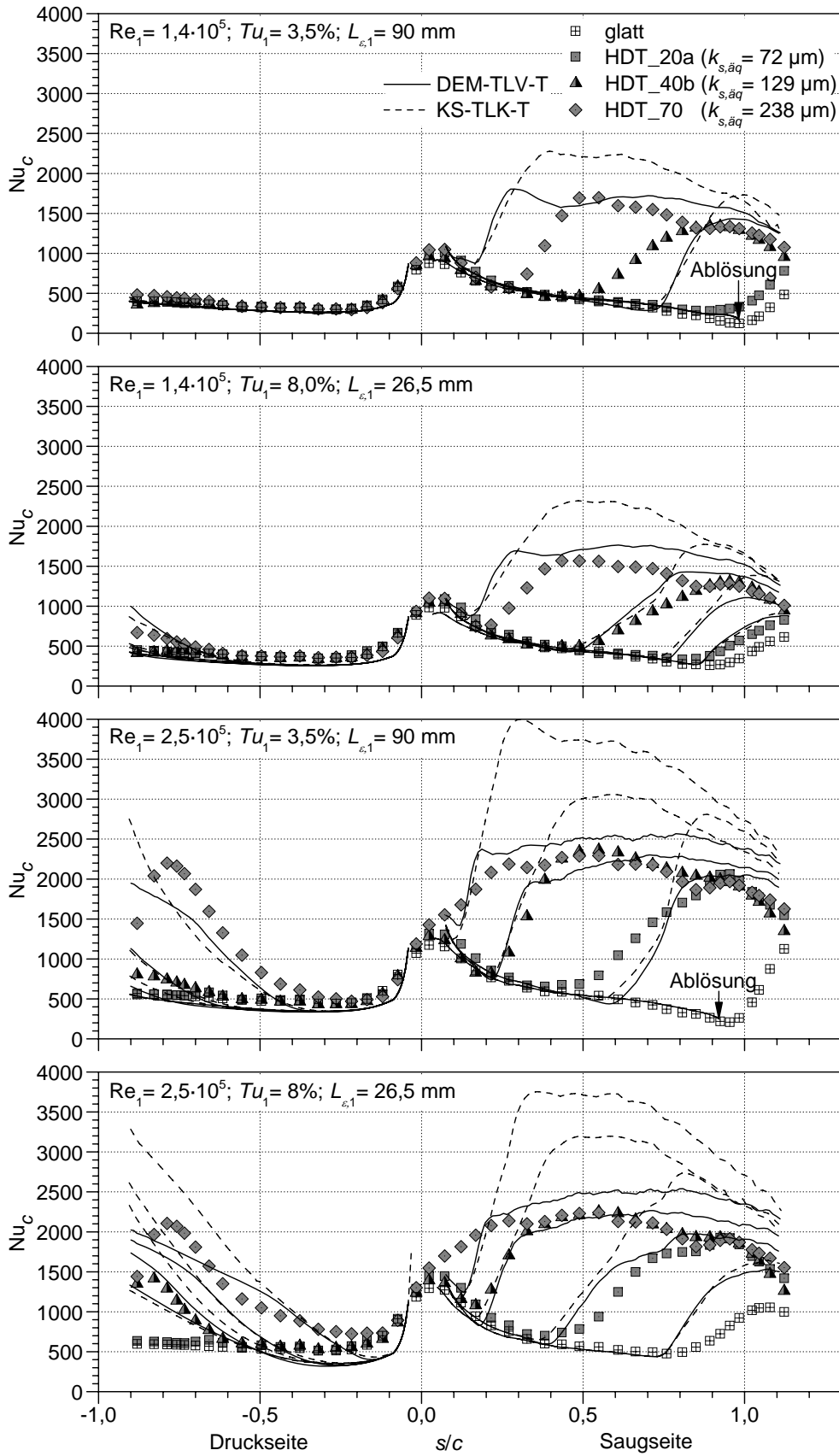


Abb. 6.16: Vergleich berechneter und gemessener Wärmeübergänge an der Hochdruckleit-schaufel bei unterschiedlicher Rauigkeitshöhe

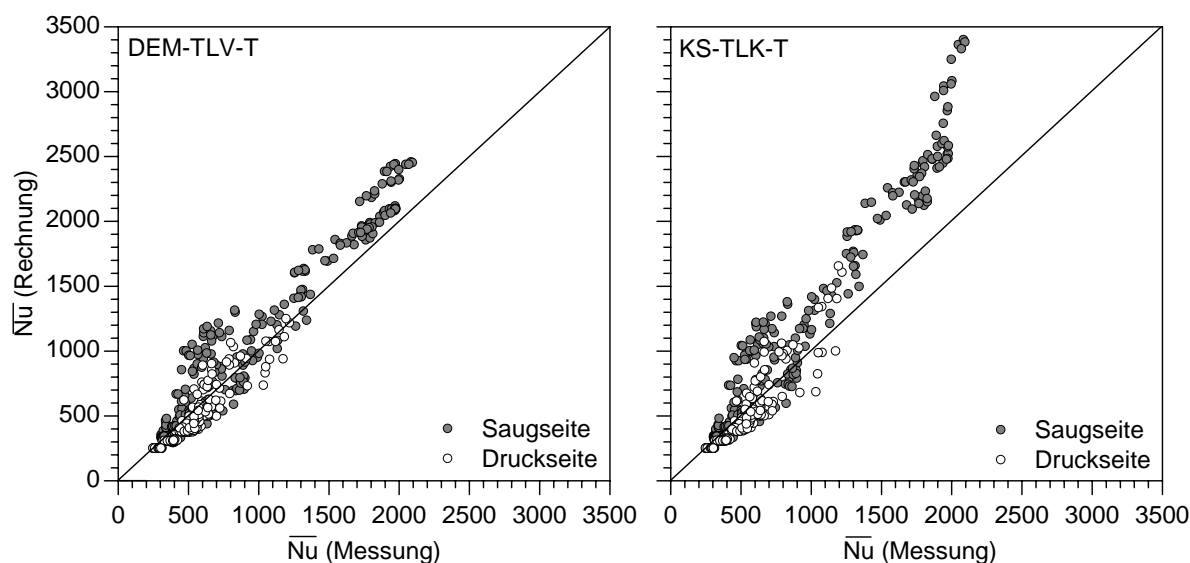


Abb. 6.17: Vergleich berechneter und gemessener mittlerer Wärmeübergänge aller Testfälle der Hochdruckleitschaukel

des verwendeten parabolischen Rechenverfahrens abgebrochen werden. Der Verlauf für die glatte Oberfläche fällt mit dem der kleinsten Rauigkeit HDT_20a exakt zusammen, die Ablösestelle entspricht hier jedoch der Realität.

Im Falle der größten Reynoldszahl und des höchsten Turbulenzgrades wird auf der Druckseite bei der glatten Oberfläche und der kleinsten Rauigkeit (HDT_20a) fälschlicherweise eine Transition vorhergesagt, obwohl die Grenzschicht in der Realität laminar bleibt. Dieses Verhalten ist wahrscheinlich mit der relativ einfachen Behandlung des Krümmungseinflusses zu erklären (vgl. Kapitel 5.3.2). Dennoch gelingt insgesamt auch auf der Druckseite eine zufriedenstellende Bestimmung der Startstelle.

Die Berechnungen mit dem KS-TLK-T-Modell zeigen aufgrund der Verwendung desselben Transitionsmodells im transitionalen Bereich auch die gleichen Eigenschaften wie das DEM-TLV-T-Modell. Allerdings sind die berechneten turbulenten Wärmeübergänge, wie schon bei den Testfällen mit Stolperdraht (Kapitel 6.1.4), durchweg zu groß.

Eine Bewertung aller 269 Testfälle geschieht anhand des mittleren Wärmeübergangs auf Saug- und Druckseite, wobei zur Mittelwertbildung der Staupunktbereich ausgespart wird, so dass nur Werte für $|s/c| > 0,1$ einfließen. Abbildung 6.17 zeigt den Vergleich berechneter und gemessener mittlerer Nusseltzahlen getrennt nach Saug- und Druckseite bzw. verwendetem Rauigkeitsmodell. Es ist deutlich zu erkennen, dass das DEM-TLV-T-Modell besonders bei großen Rauigkeitshöhen (große mittlere Nusseltzahlen) bessere Ergebnisse liefert als das KS-TLK-T-Modell. Die relativ großen Abweichungen im Bereich $500 < \overline{Nu} < 1000$ sind darauf zurückzuführen, dass eine geringfügige Abweichung in der Transitionsstartstelle bereits einen großen Fehler im mittleren Wärmeübergang verursacht. Die Startstelle wird dabei im Sinne einer sicheren Auslegung tendenziell etwas zu weit stromauf vorhergesagt, so dass der berechnete Wärmeübergang etwas zu groß ist.

Auf der Druckseite kommt es im Bereich $\overline{Nu} \approx 500 \dots 700$ zu einer Unterschätzung des mittleren Wärmeübergangs, was jedoch nicht auf das Rauigkeits- oder Transitionsmodell zurückzuführen ist, sondern auf die Vernachlässigung des Turbulenzeinflusses bei laminarer Grenzschicht (vgl. 2.2.2). In Abb. 6.16 ist dies vor allem bei der größten Reynoldszahl und $Tu_1 = 8\%$ deutlich im Wärmeübergangsverlauf auf der Druckseite zu erkennen. Erste Ansätze, um den Turbulenzeinfluss auf die laminare Grenzschicht ebenfalls zu berücksichtigen wurden von Smith und Kuethe (1966) und Byvaltsev und Nagashima (1998) vorgestellt. Beide Modelle erhöhen abhängig von der Freistromturbulenz die effektive Viskosität in der laminaren Grenzschicht, wobei das Modell von Byvaltsev und Nagashima (1998) mit Hilfe der Ergebnisse von Dullenkopf und Mayle (1995) auch das turbulente Längenmaß berücksichtigt. In der vorliegenden Arbeit wurde auf eine Verwendung dieser Ansätze jedoch bewusst verzichtet. In Voruntersuchungen führten beide Modelle nur in ausgewählten Fällen zu einer Verbesserung, während in anderen Fällen ein viel zu hoher laminarer Wärmeübergang berechnet wurde. Zusätzlich ändern sich die Impulsverlustdicken-Reynoldszahlen der laminaren Grenzschicht je nach verwendetem Modell, so dass die in Kapitel 5.3.2 entwickelte Startstellenkorrelation eine zusätzliche Abhängigkeit erfährt und damit an Allgemeingültigkeit verliert.

6.2.2 Niederdruckturbinenleitgitter (NDT)

Die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Versuchsergebnisse am Niederdruckturbinenleitgitter (Kapitel 4.3.2) stellen eine wichtige Erweiterung der Messungen am Hochdruckgitter dar. Insbesondere liegen damit auch umfangreiche Messungen an Oberflächen mit unterschiedlicher Rauigkeitsdichte und lokal variierenden Rauigkeiten sowie an einer Oberfläche mit stochastischer Elementverteilung vor.

Zunächst sollen die Wärmeübergangsverteilungen der Testfälle mit unterschiedlicher **Rauigkeitshöhe** mit der Berechnung verglichen werden. Abbildung 6.18 zeigt die Nusseltzahlverläufe an der glatten Oberfläche sowie drei ausgewählten Rauigkeiten mit den Elementhöhen $27 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$ und $90 \mu\text{m}$. Es werden zwei verschiedene Anströmreynoldszahlen ($Re_1 = 2,5 \cdot 10^5$ und $Re_1 = 4,5 \cdot 10^5$) und zwei Turbulenzintensitäten ($Tu_1 = 4,6\%$ und $Tu_1 = 10\%$) betrachtet. Aus Gründen der Übersichtlichkeit erfolgt bei der größeren Reynoldszahl keine Darstellung der Verläufe für die Rauigkeit NDT_50a. Bis auf wenige Ausnahmen wird die Startstelle der Transition sowohl auf der Druck- als auch auf der Saugseite gut wiedergegeben. Das turbulente Wärmeübergangsniveau wird vom DEM-TLV-T-Modell auf der Saugseite richtig getroffen, auf der Druckseite bei rauer Oberfläche jedoch unterschätzt. Da die Wärmeübergänge im vorderen Bereich der Saugseite trotz vergleichbarer Beschleunigung richtig berechnet werden, bleibt als mögliche Erklärung für das unterschiedliche Verhalten auf Saug- und Druckseite vor allem der Einfluss konkaver Krümmung, der bei rauer Oberfläche offenbar besonders stark hervortritt. Abhilfe könnte eine Berücksichtigung der Krümmung in zusätzlichen Produktionstermen des $k-\varepsilon$ -Turbulenzmodells schaffen (z.B. Rodi und Scheuerer (1982)), wozu allerdings weitere experimentelle Daten mit rauer Oberfläche benötigt werden.

Ähnliche Ergebnisse liefert das KS-TLK-T-Modell, wobei der Wärmeübergang bei der größten Rauigkeit (NDT_90) auf der Saugseite stark überschätzt wird. Wie schon bei der Hochdruck-

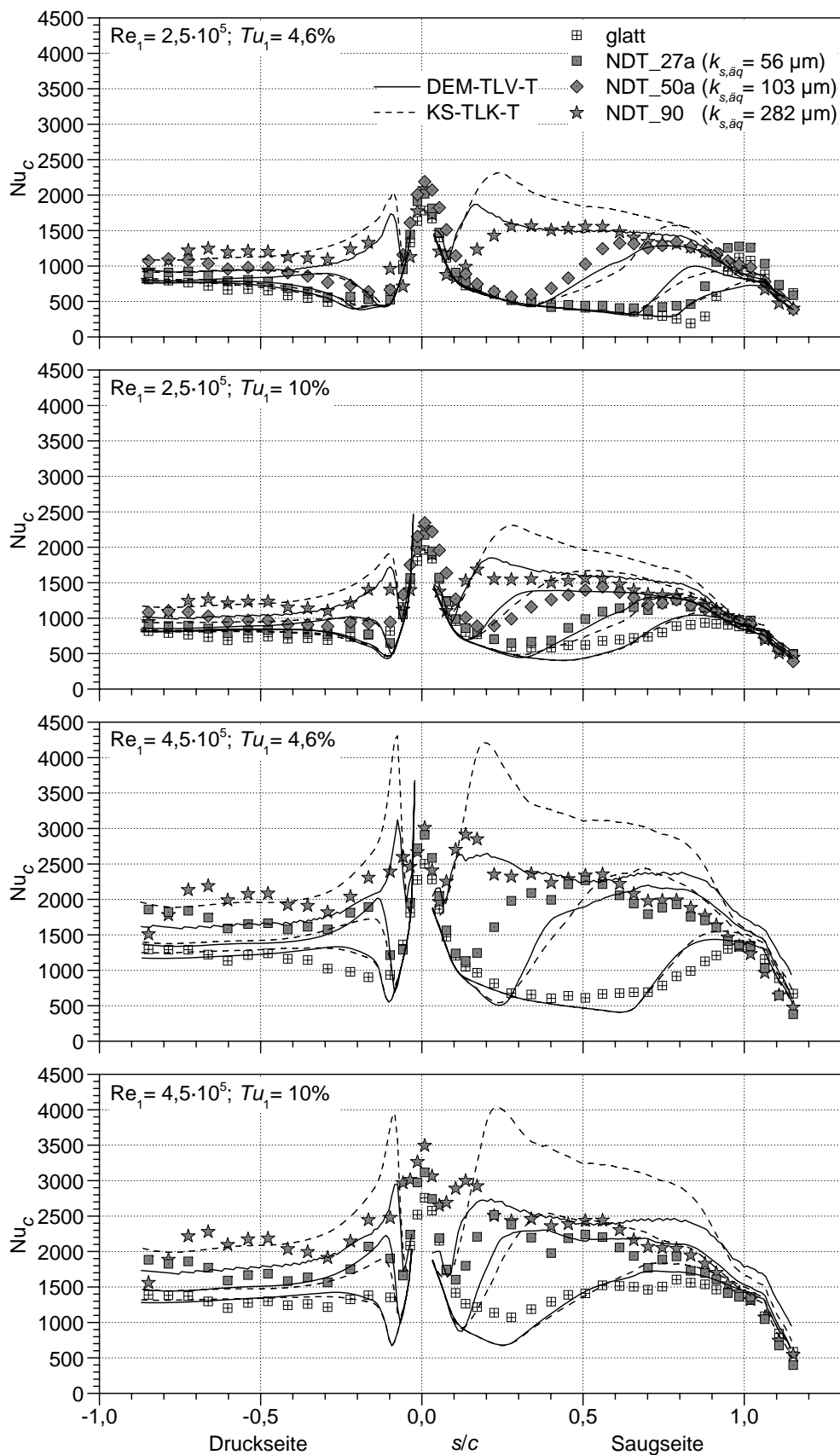


Abb. 6.18: Vergleich berechneter und gemessener Wärmeübergänge an der Niederdruckleit-schaufel bei unterschiedlicher Rauigkeitshöhe

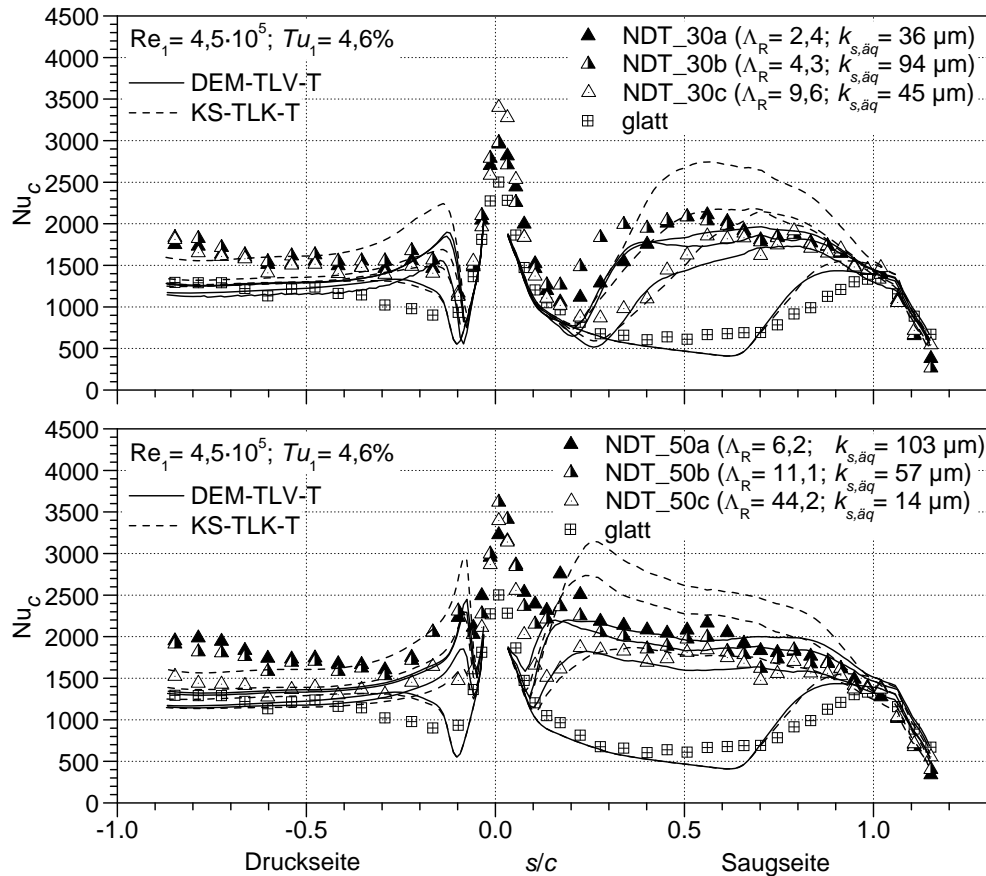


Abb. 6.19: Vergleich berechneter und gemessener Wärmeübergänge an der Niederdruckleit-schaukel bei unterschiedlicher Rauigkeitsdichte

schaukel macht sich hier die Unsicherheit bei der Bestimmung der äquivalenten Sandkornrauigkeit mit Hilfe der Korrelation von Waigh und Kind (1998) bemerkbar.

Durch die fehlende Berücksichtigung des Turbulenzeinflusses bei beschleunigter laminarer Grenzschicht, werden dort bei hoher Freistromturbulenz zu geringe Nusseltzahlen berechnet. In Abb. 6.18 ist dies besonders im vorderen Bereich der Saugseite bei der größten Reynoldszahl und $Tu_1 = 10\%$ zu sehen.

Weitere Testfälle mit einer Variation der **Rauigkeitsdichte** sind in Abb. 6.19 zusammen mit den Verläufen bei glatter Oberfläche gezeigt. Die berechneten Startstellen stimmen weitgehend mit den gemessenen Verläufen überein. Lediglich bei der Oberfläche NDT_30b wird der laminar-turbulente Übergang etwas zu weit stromab bestimmt. Insgesamt wird jedoch die Verwendung des einfachen Dichteparameters Λ_R in der Startstellenkorrelation bestätigt (vgl Gl. 5.78).

Auf der Saugseite werden die Nusseltzahlverläufe vom DEM-TLV-T-Modell sehr gut wiedergegeben, während mit dem KS-TLK-T-Modell eher zu hohe Werte berechnet werden. Auf der Druckseite zeigt sich die schon bekannte Unterschätzung des Wärmeübergangs, die sich beim DEM-TLV-T-Modell und den Rauigkeiten mit hoher Rauigkeitsdichte (kleine Λ_R -Werte) besonders bemerkbar macht. Eine Berücksichtigung des Krümmungseinflusses im Turbulenzmodell könnte hier wie schon beschrieben eine Verbesserung bewirken.

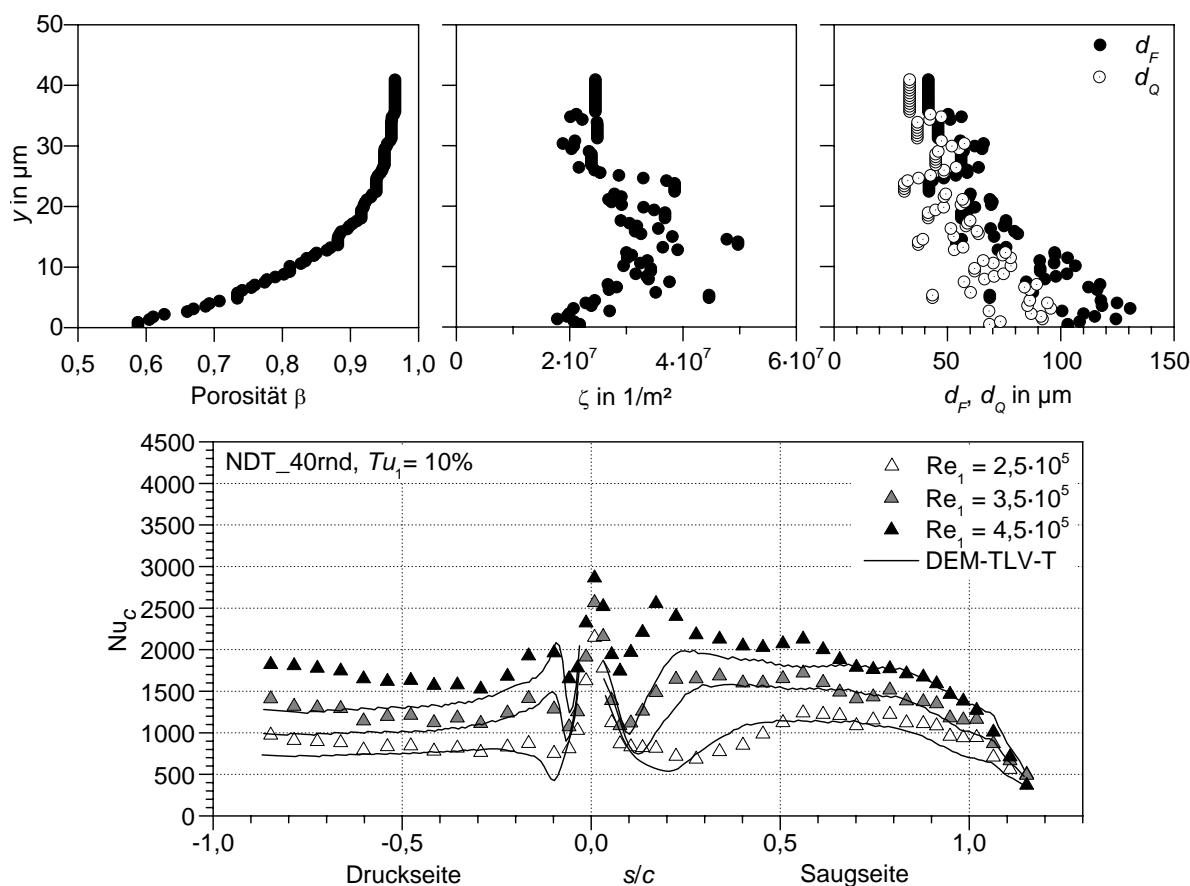


Abb. 6.20: Parameter zur Beschreibung der Oberfläche NDT_40rnd und Vergleich berechneter und gemessener Wärmeübergänge bei unterschiedlichen Anströmreynoldszahlen

Die Qualität des DEM-TLV-T-Modells bei einer **stochastischen Rauigkeitsverteilung** kann mit Hilfe der Oberfläche NDT_40rnd beurteilt werden. Da für diese Oberfläche keine äquivalente Sandkornrauigkeit bekannt ist und die Korrelation von Waigh und Kind (1998) nicht ohne weiteres anwendbar ist, wird auf die Berechnung mit dem KS-TLK-T-Modell verzichtet. In Abb. 6.20 sind oben die für das DEM-TLV-T-Modell benötigten Verteilungen der Porosität β , der Elementdichte ζ und der charakteristischen Durchmesser d_Q und d_F gezeigt. Der neben der Rauigkeitshöhe $k = 40\mu\text{m}$ für die Startstellenkorrelation benötigte Dichteparameter Λ_R beträgt 8,6.

Ein Vergleich der berechneten und gemessenen Daten bei unterschiedlichen Reynoldszahlen zeigt eine gute Übereinstimmung im saugseitigen Bereich mit turbulenter Grenzschicht (Abb. 6.20). Die Position des laminar-turbulenten Übergangs wird zufriedenstellend wiedergegeben. Vor allem bei der größten Reynoldszahl liegt die berechnete Transitionsstelle auf der Saugseite jedoch etwas zu weit stromab. Auf der Druckseite mit konkaver Krümmung zeigen sich ebenfalls bei den größeren Reynoldszahlen die bereits bekannten Schwachstellen des Rauigkeits- bzw. Turbulenzmodells.

Die gute Übereinstimmung der berechneten Verläufe und die positiven Ergebnisse bei den Testfällen von McClain (2002) (Kapitel 6.1.4) demonstrieren die Tauglichkeit des DEM-TLV-T-

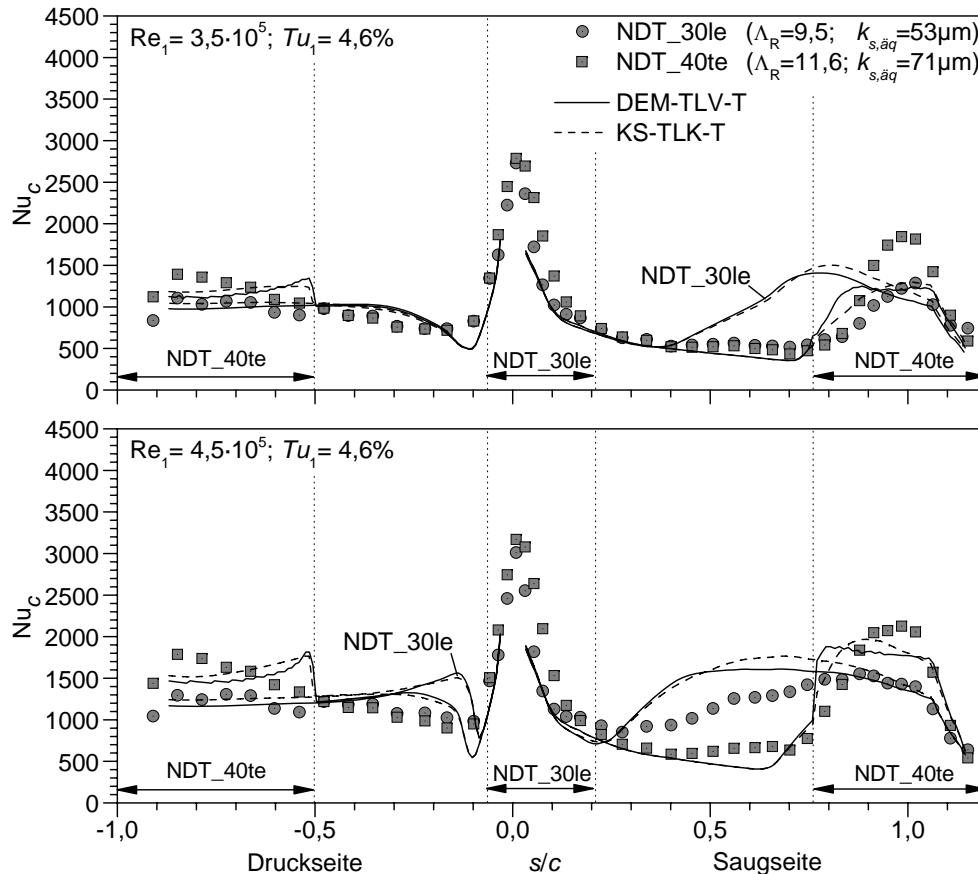


Abb. 6.21: Vergleich berechneter und gemessener Wärmeübergänge an der Niederdruckleit-schaufel bei lokal variierender Rauigkeit

Modells auch bei realen Rauigkeiten mit stochastisch angeordneten Elementen.

Ein letzter wichtiger Test erfolgt bei **lokal variierender Rauigkeit** anhand der Oberflächen NDT_30le und NDT_40te, die nur an der Schaufelvorderkante bzw. -hinterkante mit Rauigkeit versehen sind. Abbildung 6.21 zeigt die entsprechenden Nusseltzahlverläufe an beiden Oberflächen bei zwei unterschiedlichen Reynoldszahlen und $Tu_1 = 4,6\%$. Die Startstelle der Transition wird vom Modell weitgehend richtig oder etwas zu früh bestimmt. So löst die Rauigkeit an der Schaufelvorderkante (NDT_30le) bei $Re_1 = 3,5 \cdot 10^5$ in der Realität keine Transition aus, im Modell wird jedoch gerade noch ein Transitionsbeginn am Ende des rauen Bereichs vorhergesagt.

Der turbulente Wärmeübergang auf Saug- und Druckseite im rauen Bereich der Oberfläche NDT_40te wird mit beiden Modellen (DEM-TLV-T und KS-TLK-T) fast identisch, jedoch zu niedrig berechnet. Gewisse Defizite bei der Modellierung werden bei dieser Oberfläche auch auf der Druckseite beim Übergang von glatt nach rau sichtbar. Hier steigt der berechnete Wärmeübergang mit Beginn der rauen Fläche unmittelbar stark an, während sich der gemessene Anstieg über eine sehr viel größere Distanz hinzieht. Im Gegensatz dazu zeigen die Versuche von Taylor et al. (1992) (Kapitel 6.1.1) an unbeschleunigten Grenzschichten eine unmittelbare Reaktion der Grenzschicht auf eine Änderung der Rauigkeit. Der hier beobachtete allmähliche Übergang ist also vermutlich auf die stark beschleunigte Grenzschicht der Druckseite zurück-

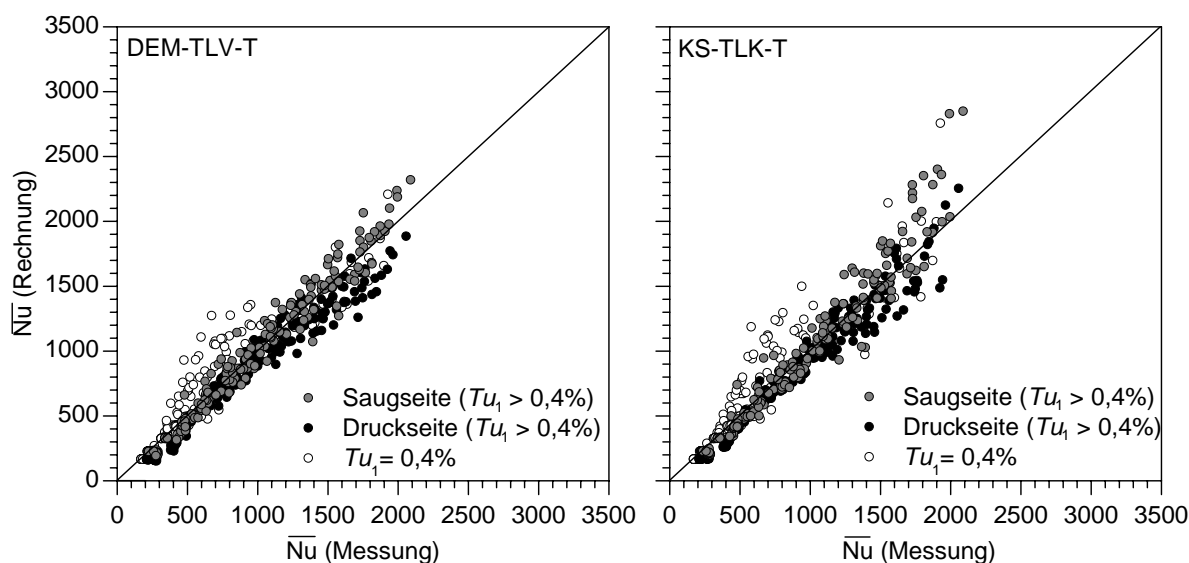


Abb. 6.22: Vergleich berechneter und gemessener mittlerer Wärmeübergänge aller Testfälle der Niederdruckleitschaufel

zuführen. Um dieses Verhalten korrekt zu modellieren, müssen entsprechende Erweiterungen im Turbulenz- und Rauigkeitsmodell vorgenommen werden. Es sind hierzu jedoch weitere experimentelle Untersuchungen mit lokal variierender Rauigkeit an stark beschleunigten Grenzschichten notwendig, da die bisher zur Verfügung stehende Datenbasis sehr begrenzt ist.

Eine abschließende Bewertung der Modellqualität anhand aller 270 Testfälle (alle Oberflächen, außer NDT_35inv und NDT_60inv, vgl. Tabelle 3.3) erfolgt durch einen Vergleich der gemessenen und berechneten mittleren Nusseltzahlen auf Saug- und Druckseite. Da das in der vorliegenden Arbeit entwickelte Transitionsmodell nur für Bypass-Transitionen geeignet ist, können Testfälle mit sehr niedriger Freistromturbulenz streng genommen nicht korrekt berechnet werden. Es wird deshalb zwischen den Testfällen mit $Tu_1 = 0,4\%$ und denen mit $Tu_1 > 0,4\%$ differenziert.

Abbildung 6.22 stellt die mit beiden Modellen berechneten und gemessenen mittleren Nusseltzahlen gegenüber. Die mit dem DEM-TLV-T-Modell berechneten Werte auf der Saugseite und $Tu_1 > 0,4\%$ stimmen sehr gut mit den Messwerten überein. Bei sehr kleinen Turbulenzgraden $Tu_1 = 0,4\%$ wird tendenziell ein zu hoher Wärmeübergang berechnet, was auf einen zu weit stromauf vorhergesagten Transitionsbeginn zurückzuführen ist. Die schlechtere Qualität des Transitionsmodells bei diesen kleinen Turbulenzintensitäten unterstreicht die bereits genannten Einsatzgrenzen. Da in Turbomaschinen in aller Regel nur sehr viel größere Turbulenzgrade auftreten, stellt dies jedoch keine Einschränkung dar. Auf der Druckseite wird der turbulente Wärmeübergang vom DEM-TLV-T-Modell etwas unterschätzt. Wie zuvor erläutert, könnte hier eine Berücksichtigung des Krümmungseinflusses im Turbulenzmodell unter Umständen eine Verbesserung bewirken.

Die mit dem KS-TLK-T-Modell berechneten Werte zeigen besonders bei hohen mittleren Nusseltzahlen etwas größere Abweichungen von den Messdaten. Insgesamt ist jedoch auch mit diesem einfacheren Sandkornrauigkeitsmodell eine zufriedenstellende Simulation möglich. Es ist je-

doch zu beachten, dass alle untersuchten Oberflächen aus Material mit hoher Wärmeleitfähigkeit bestehen. Sollen auch Oberflächen mit schwach leitenden Rauigkeitselementen berechnet werden, so bietet das DEM-TLV-T-Modell die einzige Möglichkeit zur Berücksichtigung der dadurch auftretenden Effekte. Eine weitere Schwachstelle des KS-TLK-T-Modells zeigt sich bei der Bestimmung der Sandkornrauigkeit mit Hilfe der Korrelation von Waigh und Kind (1998). Offensichtlich werden hier für einige Oberflächen zu große Sandkornrauigkeiten bestimmt, was dazu führt, dass die berechneten Wärmeübergänge in diesen Fällen lokal stark überhöht sind.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass mit beiden Rauigkeitsmodellen im Zusammenspiel mit dem neu entwickelten Transitionsmodell eine sehr gute Vorhersage des Wärmeübergangs an rauen Turbinenschaufeln möglich ist. Die Validierung anhand der großen Anzahl von Testfällen und die dadurch gegebene Sicherheit machen die Modelle zudem unmittelbar einsatzbereit für die Auslegung neuer Kühlkonfigurationen sowie andere technische Anwendungen. Das rechenintensivere, aber genauere DEM-TLV-T-Modell ist dabei prädestiniert für den Einsatz in schnellen 2D-Grenzschichtrechenverfahren, die bei der Vorauslegung Verwendung finden. Das KS-TLK-T-Modell dagegen ist mit weniger Rechenaufwand verbunden und kann auf relativ einfache Weise in kommerzielle 3D-Strömungslöser implementiert werden.

7 Zusammenfassung

Die weitere Effizienzsteigerung der bereits hochentwickelten und optimierten Gasturbinen zwingt die Entwicklungsingenieure dazu, bei der Auslegung verwendete Sicherheitsfaktoren zu reduzieren. Damit dies nicht zu Lasten der Sicherheit und Zuverlässigkeit geht, müssen der Auslegung zugrunde liegende Berechnungsmodelle verbessert werden. Gerade beim Entwurf der Schaufelkühlung konnten die hierzu benötigten Wärmeübergangsverläufe bisher nicht mit ausreichender Sicherheit berechnet werden, da die Auswirkung der im Betrieb zunehmenden Oberflächenrauigkeit nicht bekannt war.

Das Fehlen geeigneter Berechnungsmodelle ist vor allem mit der bisher sehr eingeschränkten Verfügbarkeit experimenteller Daten, die unter turbinentypischen Randbedingungen gewonnen wurden, zu erklären. So konzentrieren sich die in der Literatur vorhandenen Untersuchungen des Rauigkeitseinflusses meist auf unbeschleunigte oder konstant beschleunigte Plattengrenzschichten bei sehr geringer Freistromturbulenz. Das Ziel der Arbeit, ein universelles und effizientes Berechnungsverfahren für turbinentypische Anwendungen zu entwickeln, erforderte deshalb zunächst die Durchführung umfangreicher experimenteller Untersuchungen. Um den für Turbinenschaufeln typischen Druckgradientenverlauf entlang der Schaufeloberfläche zu realisieren wurden die Experimente an zwei ebenen Schaufelgittern durchgeführt. Durch die Verwendung zweier unterschiedlicher Schaufelprofile konnte die Gültigkeit der gefundenen Ergebnisse über einen großen Bereich sichergestellt werden. Obwohl beide Schaufelgitter einer modernen Auslegung mit geringen Verlusten und einem niedrigen äußeren Wärmeübergang entsprechen, sind deren Druckverteilungen und Krümmungsradien dennoch sehr verschieden. Das erste untersuchte Schaufelgitter entspricht dabei einem typischen Hochdruckleitgitter, während das zweite einem aktuellen Entwurf für ein Niederdruckleitgitter entstammt. Die gewählten Geometrien sind insbesondere deshalb interessant, da sie sich auch bei hohen Turbulenzintensitäten noch durch große Bereiche mit stabiler laminarer Grenzschicht auszeichnen. Diese Schaufelprofile erfüllen ihren Zweck also nur dann vollständig, wenn auch bei der im Betrieb auftretenden Rauigkeit weiterhin eine stabile laminare Grenzschicht gewährleistet werden kann.

Zur Erfassung des Rauigkeitseinflusses sowie der überlagerten Wirkung von Rauigkeit und Turbulenz, wurden die Schaufeloberflächen mit unterschiedlichen Rauigkeiten versehen und die Turbulenz in der Anströmung durch den Einbau verschiedener Turbulenzgitter innerhalb eines großen Bereiches variiert. Die Freistromturbulenz wurde in mehreren Stufen zwischen 0,5% und 10% eingestellt und erreicht damit annähernd die Werte in der Turbinenströmung. Insgesamt wurden je eine glatte Oberfläche sowie 32 verschiedene, exakt definierte Oberflächentopographien verwirklicht, die bis auf wenige Ausnahmen aus einer Anordnung von Kegelstümpfen mit unterschiedlichen Abmessungen und Abständen bestehen. Bei der Auslegung der Oberflächen wurde darauf geachtet, dass diese den gesamten bei realen Maschinen auftretenden Rauigkeitsbereich abdecken. Hierzu dienten sowohl eine ausführliche Literaturrecherche als auch eigene Rauigkeitsmessungen an Turbinenkomponenten. Ebenfalls variiert wurde die Anström Reynoldszahl und damit das Verhältnis aus Grenzschichtdicke und Rauigkeitshöhe.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen einen überraschend großen Einfluss der Rauigkeit, der

in fast allen Fällen dazu führt, dass sich die Startstelle der laminar-turbulenten Transition stromauf verschiebt und sich dadurch die Bereiche mit laminarer Grenzschicht stark verkürzen. In der Konsequenz steigen Wärmeübergang und Verluste am Schaufelprofil um bis zu eine Größenordnung an. Interessanterweise findet die Transition bei größerer Rauigkeit (Verhältnis aus Rauigkeitshöhe und Verdrängungsdicke etwa Eins) bereits in den äußerst stark beschleunigten Grenzschichtbereichen statt, in denen nach bisherigem Kenntnisstand eine turbulente Grenzschicht relaminarisiert und eine Transition auch bei stark erhöhter Freistromturbulenz ausgeschlossen werden kann. Rauigkeit und Turbulenz scheinen außerdem einen sich gegenseitig verstärkenden Einfluss zu haben. Das heißt selbst bei großer Turbulenz bewirkt die Rauigkeit noch eine Verschiebung der Startstelle der Transition und umgekehrt hat eine Erhöhung der Turbulenz auch bei großer Rauigkeit noch einen zusätzlichen Effekt.

Durch die große Anzahl untersuchter Oberflächen konnte neben dem Einfluss der Rauigkeitshöhe auf die Transition auch die Abhängigkeit von der Rauigkeitsdichte untersucht werden. Dabei ist die Rauigkeitswirkung offensichtlich bei einer bestimmten Dichte besonders groß. Der einfach zu bestimmende Rauigkeitsdichteparameter Λ_R , der die maximale Rauigkeitshöhe mit der volumengemittelten Rauigkeitshöhe in Beziehung setzt, scheint hier eine geeignete Größe zur Beschreibung dieses Effektes zu sein. Die größte Wirkung bei einer bestimmten Rauigkeitshöhe wird danach erreicht, wenn $\Lambda_R \approx 6$ ist.

In den Bereichen, die trotz Rauigkeit noch laminare Grenzschichten aufweisen, zeigt sich durch die Erhöhung der Rauigkeit und damit der benetzten Oberfläche keinerlei Änderung im Wärmeübergang. Der Wärmeaustausch ist hier weiterhin durch den diffusiven Transport oberhalb der Rauigkeitselemente limitiert. Im Gegensatz dazu wird der Wärmeübergang in den turbulenten Grenzschichtbereichen stark durch eine vorhandene Rauigkeit angefacht. Auf der Druckseite der Niederdruckschaufel, die bei größeren Reynoldszahlen fast durchweg eine turbulente Grenzschicht aufweist, konnte eine Erhöhung des Wärmeübergangs um bis zu 65% festgestellt werden. Zusätzliche Untersuchungen an der Hochdruckschaufel, bei denen auf der Saugseite sehr weit stromauf ein Stolperdraht aufgeklebt und damit eine turbulente Grenzschicht erzwungen wurde, zeigen eine Anfachtung des turbulenten Wärmeübergangs um bis zu 40% bei der größten untersuchten Rauigkeit.

Einen noch größeren Einfluss hat eine erhöhte Rauigkeit in den von Sekundärströmungen beeinflussten Bereichen auf der Saugseite. Bei zusätzlichen Untersuchungen in diesem Bereich konnte eine Erhöhung des Wärmeübergangs um bis zu 90% gegenüber der glatten Oberfläche gemessen werden. Da die Rauigkeit in den Bereichen an Schaufelfuß und -spitze während des Betriebs stark zunehmen kann, ist dies in besonderem Maße kritisch.

Insgesamt unterstreichen die experimentellen Ergebnisse den starken Einfluss der Rauigkeit auf den äußeren Wärmeübergang an Turbinenschaufeln und die Notwendigkeit eines zuverlässigen Berechnungsverfahrens für transitionale Grenzschichten an rauen Oberflächen. Das hierfür neu entwickelte Verfahren basiert auf der Kombination eines Rauigkeitsmodells zur Berechnung der vollturbulenten Grenzschicht sowie eines Transitionsmodells, welches die Simulation des Übergangs von laminarer zu turbulenter Grenzschicht erlaubt. Das Verfahren ist dabei modular aufgebaut, so dass unterschiedliche Modelle für die vollturbulente Grenzschicht mit dem neu entwickelten Transitionsmodell verknüpft werden können. Um einen möglichst großen Anwen-

dungsbereich abzudecken, wurden in dieser Arbeit zwei unterschiedliche Ansätze zur Berechnung der turbulenten Grenzschicht an rauen Oberflächen verfolgt und mit dem Transitionsmodell verknüpft.

Ein erstes Verfahren basiert auf der Verwendung der äquivalenten Sandkornrauigkeit und dem modifizierten k - ε -Zweischichten-Turbulenzmodell von Durbin et al. (2001). Dieser Ansatz wurde als **KS-TLK**-Modell bezeichnet, bzw. in Kombination mit dem Transitionsmodell als **KS-TLK-T**-Modell. Vorteil dieses Verfahrens ist der geringe Rechenaufwand, eine relativ gute Genauigkeit und eine einfache Implementierung in bestehende Turbulenzmodelle. Damit ist das Verfahren prädestiniert für den Einsatz in kommerziellen 3D-Strömungslösern. Nachteile des Verfahrens sind allerdings die mit größeren Unsicherheiten verbundene Bestimmung der äquivalenten Sandkornrauigkeit mittels Korrelationen sowie die Vernachlässigung des unterschiedlichen Rauigkeitseinflusses auf Impuls- und Wärmeübergang. Außerdem ist eine Berücksichtigung der Wärmeleitfähigkeit der Rauigkeitselemente nicht möglich, was bei schlecht wärmeleitenden Elementen zu großen Fehlern führen kann.

Ein zweiter Ansatz mit gesteigerter Vorhersagegenauigkeit basiert auf dem Diskrete-Elemente-Ansatz und wurde mit **DEM-TLV**-Modell bezeichnet, bzw. in Kombination mit dem Transitionsmodell mit **DEM-TLV-T**-Modell. In dieser Arbeit wurde dieses Modell unter anderem um eine neue Beschreibungsmethode für raue Oberflächen erweitert, die auf der Angabe zweier charakteristischer Durchmesser-Verteilungen für Wärme- und Impulsübertragung an die Rauigkeitselemente basiert und auch für reale Rauigkeiten geeignet ist. Die benötigten Größen zur Beschreibung der Oberfläche können unmittelbar aus einer Messung der Oberflächentopographie abgeleitet werden, so dass die bei anderen Modellen notwendige Bestimmung einer äquivalenten Sandkornrauigkeit mit Hilfe von empirischen Korrelationen entfällt. Durch die Angabe zweier Längenmaße für die Rauigkeit wird der Tatsache Rechnung getragen, dass Wärmeübergang und Impulsübertragung bei rauen Oberflächen keiner Analogie unterliegen. Weitere Vorteile gegenüber einem Sandkornrauigkeitsmodell sind die Berücksichtigung der Wärmeleitfähigkeit der Rauigkeitselemente, was z.B. bei Partikelablagerungen oder keramischen Schutzschichten mit geringer Wärmeleitfähigkeit von Bedeutung ist. Eine deutliche Verbesserung des Diskrete-Elemente-Modells bei transitionalen Grenzschichten wird zudem durch die erstmalige Kombination mit einem Zweischichten-Turbulenzmodell erreicht. Da dieses Turbulenzmodell bereits ausführlich von Schiele (1999) getestet wurde, ist dessen hohe Qualität auch bei glatten Schaufeloberflächen sichergestellt. Nachteile des Verfahrens sind ein höherer Aufwand bei der Implementierung in bestehende Strömungslöser sowie ein höherer Rechenaufwand gegenüber dem Sandkornrauigkeitsmodell. Somit eignet sich das Verfahren vor allem für den Einsatz in schnellen 2D-Grenzschichtrechenverfahren. Zusätzlich eröffnet sich die Möglichkeit, mit dem aufwendigeren Verfahren anhand einer 2D-Rechnung eine äquivalente Sandkornrauigkeit zu bestimmen, die dann mit dem KS-TLK-T-Modell zur Berechnung der vollständigen 3D-Schaufelumströmung genutzt werden kann.

Das verwendete Transitionsmodell basiert auf einem in dieser Arbeit für raue Oberflächen angepassten Intermittenzmodell für den transitionalen Bereich sowie einer neu entwickelten Korrelation zur Bestimmung der Startstelle der Transition. Die neue Korrelation berücksichtigt neben der Rauigkeitshöhe und -dichte auch die beiden wichtigen Einflussparameter Turbulenzintensität

tät und Oberflächenkrümmung. Außer den neuen Messdaten aus der vorliegenden Arbeit wurden zahlreiche Testfälle mit glatten Turbinenschaufeln und ebenen Plattengrenzschichten aus der Literatur zur Entwicklung der Korrelation herangezogen, so dass diese über einen weiten Bereich Gültigkeit besitzt.

Die vorgestellten Verfahren wurden abschließend an einer großen Anzahl von Testfällen mit deterministischen Rauigkeiten und Oberflächen mit zufälliger Elementverteilung erfolgreich überprüft und bewertet. Die Datenbasis zur Validierung der Modelle umfasst sowohl unbeschleunigte und beschleunigte ebene Plattengrenzschichten als auch die in dieser Arbeit gewonnenen, realitätsnahen Messungen an zwei Schaufelprofilen. Bei allen Testfällen zeigten die Modelle eine gute bis sehr gute Vorhersagegenauigkeit. Das KS-TLK-T-Modell sagt den Wärmeübergang tendenziell etwas zu hoch voraus, was im Sinne einer sicheren Auslegung ist. Das DEM-TLV-T-Modell erreicht in fast allen Fällen eine noch bessere Übereinstimmung mit den Messwerten.

Ist die maximal im Betrieb auftretende Rauigkeit bekannt, kann nun mit beiden Modellen der Wärmeübergangsverlauf mit guter Genauigkeit berechnet werden. Infolgedessen lassen sich die bisher verwendeten Unsicherheitsfaktoren und der zur Kühlung benötigte Massenstrom reduzieren. Der Wirkungsgrad der Maschine kann damit schließlich gesteigert und die Sicherheit weiter erhöht werden.

Obwohl die genannten Modelle für die Turbinenschaufelumströmung optimiert wurden, ist die Anwendung bei anderen Umströmungsproblemen unter Beachtung der genannten Einsatzgrenzen ohne weiteres möglich. Außerdem ist durch die Trennung von Transitions- und Turbulenzmodell eine Anpassung der Modelle für andere Anwendungsfälle auf einfache Weise zu realisieren. Besonders das DEM-TLV-T-Modell ist durch seine Aufteilung der Rauigkeitseffekte in Impuls- und Wärmeübertragung an die Rauigkeitselemente sowie die zusätzliche Turbulenzproduktion offen für zukünftige Feinabstimmungen mit Hilfe von Direkten Numerischen Simulationen oder Grenzschichtmessungen.

Literaturverzeichnis

- Abuaf, N., Dorri, B., Lee, C. P. und Flodman, D. A. (1997): *Stagnation Point Heat Transfer with a Thermal Barrier Coated Cylinder*. ASME Turbo Expo, Paper 97-GT-385.
- Achenbach, E. (1977): *The Effect of Surface Roughness on the Heat Transfer From a Circular Cylinder to the Cross Flow of Air*. Int. J. Heat Mass Transfer, Bd. 20, S. 359–369.
- Ames, F. E. und Moffat, R. J. (1990): *Heat Transfer With High Intensity, Large Scale Turbulence: The Flat Plate Turbulent Boundary Layer and the Cylindrical Stagnation Point*. Stanford University, Report-No. HMT-44.
- Anthony, R.J., Jones, T.V. und LaGraff, J.E. (2005): *High Frequency Surface Heat Flux Imaging of Bypass Transition*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 127, S. 241–250.
- Arts, T. und De Rouvroit, M. L. (1990): *Aero-Thermal Investigation of a Highly Loaded Transonic Linear Turbine Guide Vane Cascade*. Technical Note No. 174, Von Kármán Institute for Fluid Dynamics, Rhode Saint Genése, Belgium.
- Arts, T. und De Rouvroit, M. L. (1992): *Aero-Thermal Performance of a Two Dimensional Highly Loaded Transonic Turbine Nozzle Guide Vane*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 114, S. 147–154.
- Back, L.H. (1970): *Acceleration and Cooling Effects in Laminar Boundary Layers - Subsonic, Transonic, and Supersonic Speeds*. AIAA Journal, Bd. 8, S. 794–802.
- Bae, S., Lele, S. K. und Sung, H. J. (2003): *Direct Numerical Simulation of Stagnation Region Flow and Heat Transfer with Free-Stream Turbulence*. Physics of Fluids, Bd. 15, S. 1462–1484.
- Baines, W. D. und Peterson, E. G. (1951): *An Investigation of Flow Through Screens*. Transactions of the ASME, S. 467–480.
- Bammert, K. und Sandstede, H. (1980): *Measurements of the Boundary Layer Development Along a Turbine Blade with Rough Surfaces*. ASME Journal of Engineering for Power, Bd. 102, S. 978–983.
- Barlow, D. N., Kim, Y. W. und Florschuetz, L. W. (1997): *Transient Liquid Crystal Technique for Convective Heat Transfer on Rough Surfaces*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 119, S. 14–22.
- Beele, W., Marijnissen, G. und van Lieshout, A. (1999): *The Evolution of Thermal Barrier Coatings - Status and Upcoming Solutions for Today's Key Issues*. Surface and Coatings Technology, Bd. 120-121, S. 61–67.
- Benner, M.W., Sjolander, S.A. und Moustapha, S.H. (2004): *The Influence of Leading-Edge Geometry on Secondary Losses in a Turbine Cascade at the Design Incidence*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 126, S. 277–287.

- Binder, A., Schroeder, Th. und Hourmouziadis, J. (1989): *Turbulence Measurements in a Multistage Low-Pressure Turbine*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 111, S. 153–161.
- Blair, M.F. (1982): *Influence of Free-Stream Turbulence on Boundary Layer Transition in Favourable Pressure Gradients*. ASME Journal of Engineering for Power, Bd. 104, S. 743–750.
- Blair, M.F. (1983): *Influence of Free-Stream Turbulence on Turbulent Boundary Layer Heat Transfer and Mean Profile Development, Part II - Analysis of Results*. ASME Journal of Heat Transfer, Bd. 105, S. 41–47.
- Blair, M.F. (1994): *An Experimental Study of Heat Transfer in a Large-Scale Turbine Rotor Passage*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 116, S. 1–13.
- Blair, M. F. und Werle, M. J. (1980): *The Influence of Freestream Turbulence on the Zero Pressure Gradient Fully Turbulent Boundary Layer*. Technischer Bericht Nr. R80-914388-12, United Technologies Research Center, East Hartford, CT, USA.
- Blair, M. F. und Werle, M. J. (1981): *Combined Influence of Freestream Turbulence and Favourable Pressure Gradients on Boundary Layer Transition and Heat Transfer*. Technischer Bericht Nr. R81-914388-17, United Technologies Research Center, East Hartford, CT, USA.
- Bogard, D. G., Schmidt, D. L. und Tabbita, M. (1998): *Characterization and Laboratory Simulation of Turbine Airfoil Surface Roughness and Associated Heat Transfer*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 120, S. 337–342.
- Bons, J. P. (2002): *St and cf Augmentation for Real Turbine Roughness with Elevated Free-stream Turbulence*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 124, S. 632–644.
- Bons, J. P. und McClain, S. T. (2004): *The Effect of Real Turbine Roughness with Pressure Gradient on Heat Transfer*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 126, S. 385–394.
- Bons, J. P., Taylor, R. T., McClain, S. T. und Rivir, R. B. (2001): *The Many Faces of Turbine Surface Roughness*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 123, S. 739–748.
- Boussinesq, J. (1877): *Théorie de l'écoulement tourbillant*. Mem. Présentés par Divers Savants Acad. Sci. Inst. Fr., Bd. 23, S. 46–50.
- Boyle, R. J. (1991): *Two-Dimensional Navier-Stokes Heat Transfer Analysis for Rough Turbine Blades*. AIAA-Paper 91-2129.
- Boyle, R. J. und Senyitko, R. G. (2005): *Effects of Surface Roughness on Turbine Vane Heat Transfer*. ASME Turbo Expo, Paper GT2005-68133.
- Boyle, R. J., Spuckler, C. M., Lucci, B. L. und Camperchioli, W. P. (2001): *Infrared Low Temperature Turbine Vane Rough Surface Heat Transfer Measurements*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 123, S. 168–177.

- Boynton, J. L., Tabibzadeh, R. und Hudson, S.T. (1993): *Investigation of Rotor Blade Roughness Effects on Turbine Performance*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 115, S. 614–620.
- Brandauer, M. (1993): *Grundlegende Untersuchungen zur Bildung von Ablagerungen in Brennräumen unter gasturbinentypischen Bedingungen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), Institut für Thermische Strömungsmaschinen.
- Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., Musiol, G. und Mühlig, H. (1999): *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt.
- Bruun, H. H. (1995): *Hot-Wire Anemometry - Principles and Signal Analysis*. Oxford University Press.
- Bunker, R. S. (1997): *Separate and Combined Effects of Surface Roughness and Turbulence Intensity on Vane Heat Transfer*. ASME Turbo Expo, Paper 97-GT-135.
- Byvaltsev, P. M. und Kawaike, K. (2005): *A Comparative Study of Two Transition Zone Models in Heat Transfer Predictions*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 127, S. 230–239.
- Byvaltsev, P. M. und Nagashima, T. (1998): *Correlation of Numerical and Experimental Heat Transfer Data at the Turbine Blade Surface*. JSME International Journal, Series B, Bd. 41, S. 191–199.
- Cebeci, T. und Chang, K. C. (1978): *Calculation of incompressible Rough-Wall Boundary-Layer Flows*. AIAA Journal, Bd. 16, S. 730–735.
- Cebeci, T. und Smith, A. M. O. (1974): *Analysis of Turbulent Boundary Layers*. Academic Press, New York.
- Chakroun, W. (1992): *Experimental Investigation of the Effects of Acceleration on Flow and Heat Transfer in the Turbulent Rough-Wall Boundary Layer*. Dissertation, Mississippi State University, Department of Mechanical and Nuclear Engineering.
- Chakroun, W. und Taylor, R. P. (1993): *The Effects of Moderately Strong Acceleration on Heat Transfer in the Turbulent Rough-Wall Boundary Layer*. ASME Journal of Heat Transfer, Bd. 115, S. 782–785.
- Chen, H. C. und Patel, V. C. (1988): *Near-Wall Turbulence Models for Complex Flows Including Separation*. AIAA Journal, Bd. 26, S. 641–648.
- Chen, K. K. und Thyson, N. A. (1971): *Extension of Emmons' Spot Theory to Flows on Blunt Bodies*. AIAA Journal, Bd. 9, S. 821–825.
- Chien, K.-Y. (1982): *Predictions of Channel and Boundary Flows With a Low-Reynolds-Number Turbulence Model*. AIAA Journal, Bd. 20, S. 33–38.
- Chong, T.P. und Zhong, S. (2005): *On the Three-Dimensional Structure of Turbulent Spots*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 127, S. 545–551.

- Christoph, G. H. und Pletcher, R. H. (1983): *Prediction of Rough-Wall Skin Friction and Heat Transfer*. AIAA Journal, Bd. 21, S. 509–515.
- Coleman, H. W., Moffat, R. J. und Kays, W. M. (1976): *Momentum and Energy Transport in the Accelerated Fully Rough Turbulent Boundary Layer*. Stanford University, Report No. HMT-24.
- Coleman, H. W., Moffat, R. J. und Kays, W. M. (1977): *The accelerated fully rough turbulent boundary layer*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 82, S. 507–528.
- Coleman, H. W., Moffat, R. J. und Kays, W. M. (1981): *Heat Transfer in the Accelerated Fully Rough Turbulent Boundary Layer*. ASME Journal of Heat Transfer, Bd. 103, S. 153–158.
- Collis, D. und Williams, M. (1959): *Two-Dimensional Convection from Heated Wires at Low Reynolds Numbers*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 6, S. 357–389.
- Coupland, J. (1993): ERCOFTAC Special Interest Group Testfälle, Persönliche Mitteilung.
- Crane, R.I. und Sabzvari, J. (1989): *Heat Transfer Visualization and Measurement in Unstable Concave-Wall Laminar Boundary Layers*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 111, S. 51–56.
- Daniels, L. (1978): *Film-Cooling of Gas Turbine Blades*. Dissertation, Department of Engineering Science, University of Oxford, England.
- Dey, J. und Narasimha, R. (1991): *Effect of favorable pressure gradient on transitional spot formation rate*. Experimental thermal and fluid science, Bd. 2, S. 192–197.
- D’Ovidio, A., Harkins, J. A. und Gostelow, J. P. (2001a): *Turbulent Spots in Strong Adverse Pressure Gradients - Part 1: Spot Behavior*. ASME Turbo Expo, Paper 2001-GT-0194.
- D’Ovidio, A., Harkins, J. A. und Gostelow, J. P. (2001b): *Turbulent Spots in Strong Adverse Pressure Gradients - Part 2: Spot Propagation and Spreading Rates*. ASME Turbo Expo, Paper 2001-GT-0406.
- Dris, A. und Johnson, M. W. (2005): *Transition on Concave Surfaces*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 127, S. 507–511.
- Dryden, H. L. (1958): *Combined Effects of Turbulence and Roughness on Transition*. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik, Bd. 9b, S. 249–258.
- Dullenkopf, K. (1992): *Untersuchungen zum Einfluß periodisch instationärer Nachlaufströmungen auf den Wärmeübergang konvektiv gekühlter Gasturbinenschaufeln*. Dissertation, Lehrstuhl und Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Dullenkopf, K. und Mayle, R. E. (1994): *The Effects of Incident Turbulence and Moving Wakes on Laminar Heat Transfer in Gas Turbines*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 116, S. 23–28.

- Dullenkopf, K. und Mayle, R. E. (1995): *An Account of Free-Stream-Turbulence Length Scale on Laminar Heat Transfer in Gas Turbines*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 116, S. 401–406.
- Durbin, P. (1991): *Near-Wall Turbulence Closure Modeling without "Damping Functions"*. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, Bd. 3, S. 1–13.
- Durbin, P. A., Medic, G., Seo, J.-M., Eaton, J. K. und Song, J. (2001): *Rough Wall Modification of Two-Layer k - ϵ* . ASME Journal of Fluids Engineering, Bd. 123, S. 16–21.
- Ebner, J. (2004): *Einfluss von Druckgradienten in der Gasströmung auf die Dynamik schubspannungsgetriebener Wandfilme*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), Institut für Thermische Strömungsmaschinen.
- Eckert, E. (1942): *Die Berechnung des Wärmeübergangs in der laminaren Grenzschicht umströmter Körper*. VDI-Forschungsheft, Bd. 416.
- Emmons, H. (1951): *The Laminar-Turbulent Transition in a Boundary Layer - Part I*. Journal of the Aeronautical Sciences, Bd. 18, S. 490–498.
- Feiereisen, W. J. und Acharya, M. (1986): *Modeling of Transition and Surface Roughness Effects in Boundary-Layer Flows*. AIAA Journal, Bd. 24, S. 1642–1649.
- Feindt, E. G. (1956): *Untersuchungen über die Abhängigkeit des Umschlags laminar-turbulent von der Oberflächenrauigkeit und der Druckverteilung*. Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft, Bd. 50, S. 180–203.
- Fernholz, H. H. und Warnack, D. (1998): *The Effects of a Favourable Pressure Gradient and of the Reynolds Number on an Incompressible Axisymmetric Turbulent Boundary Layer. Part I. The Turbulent Boundary Layer*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 359, S. 329–356.
- Finnis, M. V. und Brown, A. (1996): *The Streamwise Development of Görtler Vortices in a Favorable Pressure Gradient*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 118, S. 162–171.
- Finson, M. L. (1982): *A Model for Rough Wall Turbulent Heating and Skin Friction*. AIAA-Paper 82-0199.
- Finson, M. L. und Clarke, A. S. (1980): *The Effect of Surface Roughness Character on Turbulent Reentry Heating*. AIAA-Paper 80-1459.
- Finson, M. L. und Wu, P. K. S. (1979): *Analysis of Rough Wall Turbulent Heating with Application to Blunted Flight Vehicles*. AIAA-Paper 79-0008.
- Forecast International, (2006): *persönliche Mitteilung*.
- Fraser, C. J., Higazy, M. G. und Milne, J. S. (1994): *End-Stage Boundary Layer Transition Models for Engineering Calculations*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Bd. 208, S. 47–58.

- Frössling, N. (1940): *Verdunstung, Wärmeübergang und Geschwindigkeitsverteilung bei zweidimensionaler und rotationssymmetrischer laminarer Grenzschichtströmung*. Technischer Bericht, Lunds Universitets Årsskrift, N.F. Avd. 2.
- Gibbings, J. C. und Al-Shukri, S. M. (1997): *Effect of Sandpaper Roughness and Stream Turbulence on the Laminar Layer and its Transition*. The Aeronautical Journal, Bd. 101, S. 17–24.
- Giel, P.W., Boyle, R.J. und Bunker, R.S. (2004): *Measurements and Predictions of Heat Transfer on Rotor Blades in a Transonic Turbine Cascade*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 126, S. 110–121.
- Gnielinski, V. (1975): *Neue Gleichungen für den Wärme- und Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen*. Forsch. Ing.-Wes., Bd. 41, S. 8–16.
- Goebel, S. G., Abuaf, N., Lovett, J. A. und Lee, C.-P. (1993): *Measurements of Combustor Velocity and Turbulence Profiles*. ASME Turbo Expo, Paper 93-GT-228.
- Goldstein, R. J., Lau, K. Y. und Leung, C. C. (1983): *Velocity and Turbulence Measurements in Combustion Systems*. Experiments in Fluids, Bd. 1, S. 93–99.
- Goldstein, R. J., Wang, H. P. und Jabbari, M. Y. (1995): *The Influence of Secondary Flows near the Endwall and Boundary Layer Disturbance on Convective Transport from A Turbine Blade*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 117, S. 657–665.
- Gostelow, J.P., Blunden, A.R. und Walker, G.J. (1994): *Effects of Free-Stream Turbulence and Adverse Pressure Gradients on Boundary Layer Transition*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 116, S. 392–404.
- Gostelow, J. P. und Dey, J. (1991): *Spot Formation Rates in Transitional Boundary Layers under Zero and Adverse Pressure Gradients*. Proceedings of the Boundary Layer Transition and Control Conference, Cambridge, Paper No. 29.
- Gostelow, J. P., Melwani, N. und Walker, G. J. (1996): *Effects of Streamwise Pressure Gradient on Turbulent Spot Development*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 118, S. 737–743.
- Granville, P. S. (1985): *Mixing-Length Formulations for Turbulent Boundary Layers Over Arbitrarily Rough Surfaces*. Journal of Ship Research, Bd. 29, S. 223–233.
- Graziani, R. A., Blair, M. F., Taylor, J. R. und Mayle, R. E. (1980): *An Experimental Study of Endwall and Airfoil Surface Heat Transfer in a Large Scale Turbine Blade Cascade*. Journal of Engineering for Power, Bd. Vol. 102, S. 257–267.
- Guo, S. M., Jones, T. V., Lock, G. D. und Dancer, S. N. (1996): *Computational Prediction of Heat Transfer to Gas Turbine Nozzle Guide Vanes with Roughened Surfaces*. ASME Turbo Expo, Paper 96-GT-388.
- Hamed, A., Tabakoff, W. und Wenglarz, R. (2006): *Erosion and Deposition in Turbomachinery*. Journal of Propulsion and Power, Bd. 22, S. 350–360.

- Hanarp, L. R. und Sundén, B. A. (1982): *Structure of the Boundary Layers on a Circular Cylinder in the Presence of Freestream Turbulence*. Letters in Heat and Mass Transfer, Bd. 9, S. 169–177.
- Hancock, P.E. und Bradshaw, P. (1983): *The Effect of Free-Stream Turbulence on Turbulent Boundary Layers*. ASME Journal of Fluids Engineering, Bd. 105, S. 284–289.
- Hassid, S. und Poreh, M. (1978): *A Turbulent Energy Model for Flows with Drag Reduction*. ASME Journal of Fluids Engineering, Bd. 100, S. 107–112.
- Healzer, J. M. (1974): *The Turbulent Boundary Layer on a Rough, Porous Plate: Experimental Heat Transfer with Uniform Blowing*. Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Report HMT-18.
- Hellsten, A. und Laine, S. (1998): *Extension of k - ω Shear-Stress Transport Turbulence Model for Rough-Wall Flows*. AIAA-Journal, Bd. 36, S. 1728–1729.
- Hiemenz, K. (1911): *Die Grenzschicht an einem in den gleichförmigen Flüssigkeitsstrom eingetauchten geraden Kreiszylinder*. Dingers Polytechnisches Journal, Bd. 326.
- Himmelsbach, J. (1992): *Zweiphasenströmungen mit schubspannungsgetriebenen welligen Flüssigkeitsfilmen in turbulenter Heißluftströmung - Meßtechnische Erfassung und numerische Beschreibung*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), Institut für Thermische Strömungsmaschinen.
- Hinze, J. O. (1975): *Turbulence*. McGraw-Hill, New York, 2. Aufl.
- Hoffs, A., Drost, U. und Bölc, A. (1996): *Heat Transfer Measurements on a Turbine Airfoil at Various Reynolds Numbers and Turbulence Intensities Including Effects of Surface Roughness*. ASME Turbo Expo, Paper 96-GT-169.
- Hosni, M. H. (1989): *Measurement and Calculation of Surface Roughness Effects on Turbulent Flow and Heat Transfer*. Dissertation, Mississippi State University, Department of Mechanical and Nuclear Engineering.
- Hosni, M. H., Coleman, H. W. und Taylor, R. P. (1991a): *Heat Transfer Measurements and Calculations in Transitionally Rough Flow*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 113, S. 404–411.
- Hosni, M. H., Coleman, H. W. und Taylor, R. P. (1991b): *Measurements and Calculations of Rough-Wall Heat Transfer in the Turbulent Boundary Layer*. Int. J. Heat Mass Transfer, Bd. 34, S. 1067–1082.
- Hosni, M. H., Coleman, H. W. und Taylor, R. P. (1998): *Rough-Wall Heat Transfer in Turbulent Boundary Layers*. International Journal of Fluid Mechanics Research, Bd. 25, S. 212–219.
- Hourmouziadis, J. (1989): *Aerodynamic Design of Low Pressure Turbines*. AGARD-LS-167, Paper 8, S. 1–43.

- Jabbari, M.J., Goldstein, R.J., Marston, K.C. und Eckert, E.R.G. (1992): *Three Dimensional Flow at the Junction between a Turbine Blade and Endwall*. Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 27, S. 51–59.
- Jackson, P. S. (1981): *On the Displacement Height in the Logarithmic Velocity Profile*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 111, S. 15–25.
- Jacobs, R.G. und Durbin, P.A. (1998): *Shear Sheltering and the Continuous Spectrum of the Orr-Sommerfeld Equation*. Physics of Fluids, Bd. 10, S. 2006–2011.
- Jacobs, R.G. und Durbin, P.A. (2001): *Simulation of Bypass Transition*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 428, S. 185–212.
- Jischa, M. (1982): *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*. Vieweg, Braunschweig.
- Johnson, M.W. (1994): *A Bypass Transition Model for Boundary Layers*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 116, S. 759–764.
- Johnson, M.W. (2002): *Predicting Transition without Empiricism or DNS*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 124, S. 665–669.
- Johnson, M.W. und Dris, A. (2000): *The Origin of Turbulent Spots*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 122, S. 88–92.
- Johnson, M. W. (1999): *Prediction of Turbulent Spot Growth Rates*. ASME Turbo Expo, Paper 99-GT-31.
- Johnson, M. W. und Fashifar, A. (1994): *Statistical Properties of Turbulent Bursts in Transitional Boundary Layers*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 15, S. 283–288.
- Jones, W. P. und Launder, B. E. (1972): *The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence*. International Journal of Heat and Mass Transfer, Bd. 15, S. 301–314.
- Junkhan, G.H. und Serovy, G.K. (1967): *Effects of Free-Stream Turbulence and Pressure Gradient on Flat-Plate Boundary-Layer Velocity Profiles and on Heat Transfer*. ASME Journal of Heat Transfer, Bd. 169, S. 169–176.
- Kays, W. M. (1994): *Turbulent Prandtl Number - Where Are We?*. ASME Journal of Heat Transfer, Bd. 116, S. 284–295.
- Kays, W. M. und Crawford, M. E. (1993): *Convective Heat and Mass Transfer*. McGraw-Hill, New York.
- Keller, F. J. und Wang, T. (1996): *Flow and Heat Transfer Behavior in Transitional Boundary Layers with Streamwise Acceleration*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 118, S. 314–326.
- Kendall, J. (1981): *Laminar Boundary Layer Distortion by Surface Roughness; Effect upon Stability (Part II)*. AIAA Paper 81-0195.

- Kestin, J. (1966): *The Effect of Free-Stream Turbulence on Heat Transfer Rates*. Advances in Heat Transfer, Bd. 3, S. 1–32.
- Kestin, J. und Wood, R. T. (1970): *The Mechanism Which Causes Free-Stream Turbulence to Enhance Stagnation-Line Heat and Mass Transfer*. In: U., Grigull und Hahne, E. (Hrsg.), *Heat Transfer*, Bd. 2. Elsevier Publishing Company, Amsterdam.
- Kim, J., Dunn, M. G., Baran, A. J., Wade, D. P. und Tremba, E. L. (1993): *Deposition of Volcanic Materials in the Hot Sections of Two Gas Turbine Engines*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 115, S. 641–651.
- Klebanoff, P. S. und Tidstrom, K. D. (1972): *Mechanism by Which a Two-Dimensional Roughness Element Induces Boundary-Layer Transition*. The Physics of Fluids, Bd. 15, S. 1173–1188.
- Kline, S. J. und McClintock, F. A. (1953): *Describing Uncertainties in Single-Sample Experiments*. Mechanical Engineering, Bd. 75, S. 3–8.
- Knauf, H. (1997): *Implementierung von Zweischichten-Turbulenzmodellen in ein Finite-Volumen-Verfahren zur Berechnung gasturbinentypischer Strömungen*. Diplomarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Kottke, V. (1986): *Taylor-Görtler Vortices and their Effect on Heat Transfer and Mass Transfer*. In: *Proceedings of the 8th Heat Transfer Conference, San Francisco, USA*, S. 1139–1144.
- Köpfer, Andreas (2003): *Experimentelle Untersuchung der Strömungsverhältnisse in einem ebenen Gitterwindkanal*. Studienarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Krogstad, P.-Ø. (1990): *Modification of the van Driest Damping Function to Include the Effects of Surface Roughness*. AIAA Journal, Bd. 29, S. 888–894.
- Lam, C. K. G. und Bremhorst, K. (1981): *A modified Form of the k - ϵ Model for Predicting Wall Turbulence*. ASME Journal of Fluids Engineering, Bd. 103, S. 456–460.
- Langston, L. S. (2001): *Secondary Flows in Axial Turbines - A Review*. Heat Transfer in Gas Turbine Systems - Annals of the New York Academy of Sciences, Bd. 934, S. 11–26.
- Launder, B. E. und Sharma, B. I. (1974): *Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc*. Letters in Heat and Mass Transfer, Bd. 1, S. 131–138.
- Launder, B. E. und Spalding, D. B. (1974): *The Numerical Computation of Turbulent Flows*. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Bd. 3, S. 269–289.
- Lee, J. und Paynter, G. C. (1995): *Modification of the Spalart-Allmaras 1-Equation Turbulence Model for Rough Wall Boundary Layers*. Proceedings of ISABE, S. 944–953.

- Ligrani, P. M. und Moffat, R. J. (1985): *Thermal Boundary Layers on a Rough Surface Downstream of Steps in Wall Temperature*. Boundary Layer Meteorology, Bd. 31, S. 127–147.
- Lowery, G. W. und Vachon, R. I. (1975): *The Effect of Turbulence on Heat Transfer From Heated Cylinders*. Int. J. Heat Mass Transfer, Bd. 18, S. 1229–1242.
- Mayle, R.E. und Schulz, A. (1997): *The Path to Predicting Bypass Transition*. Journal of Turbomachinery, Bd. 119, S. 405–411.
- Mayle, R. E. (1991): *The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 113, S. 509–537.
- Mayle, R. E. (1999): *A Theory for Predicting the Turbulent-Spot Production Rate*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 121, S. 588–593.
- Mayle, R. E. und Dullenkopf, K. (1989): *A Theory of Wake-Induced Transition*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 112, S. 188–195.
- Mayle, R. E. und Dullenkopf, K. (1990): *More on the Turbulent-Strip Theory for Wake-Induced Transition*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 113, S. 428–432.
- Mayle, R. E., Dullenkopf, K. und Schulz, A. (1998): *The Turbulence that Matters*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 120, S. 402–409.
- McClain, S. T. (2002): *A Discrete-Element Model for Turbulent Flow over Randomly-Rough Surfaces*. Dissertation, Mississippi State University.
- McClain, S. T., Collins, S. P., Hodge, B. K. und Bons, J. P. (2006): *The Importance of the Mean Elevation in Predicting Skin Friction for Flow Over Closely Packed Surface Roughness*. ASME Journal of Fluids Engineering, Bd. 128, S. 579–586.
- 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*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 128, S. 413–422.
- Mislevy, S. P. und Wang, T. (1996): *The Effect of Adverse Pressure Gradients on Momentum and Thermal Structures in Transitional Boundary Layers: Part 1 - Mean Quantities*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 118, S. 717–727.
- Moffat, R. J., Healzer, J. M. und Kays, W. M. (1978): *Experimental Heat Transfer Behavior of a Turbulent Boundary Layer on a Rough Surface With Blowing*. ASME Journal of Heat Transfer, Bd. 100, S. 134–142.
- Morkovin, M.V. (1969): *On the Many Faces of Transition*. In: Wells, C.S. (Hrsg.), *Viscous Drag Reduction*, S. 1–31. Plenum Press, New York.
- Morkovin, M. V. (1990): *On Roughness - Induced Transition: Facts, Views, and Speculations*. In: M. Y., Hussaini und R. G., Voight (Hrsg.), *Instability and Transition*, Bd. 1, S. 281–295. Springer-Verlag, Berlin.

- Moss, R.W. und Oldfield, M.L.G. (1994): *Effect of Free-Stream Turbulence on Flat-Plate Heat Flux Signals Spectra and Eddy Transport Velocities*. ASME Turbo Expo, Paper 94-GT-205.
- Narasimha, R. (1957): *On the Distribution of Intermittency in the Transition Region of a Boundary Layer*. Journal of the Aeronautical Sciences, Bd. 24, S. 711–712.
- Narasimha, R. (1985): *The Laminar-Turbulent Transition Zone in the Boundary Layer*. Progress in Aerospace Sciences, Bd. 22, S. 29–80.
- Narasimha, R. (1991): *Recent Advances in the Dynamics of the Transition Zone*. In: Billig, F. S. (Hrsg.), *Tenth International Symposium on Air Breathing Engines*, Bd. 1 von ISABE International Society for Air Breathing Engines, S. 71–79.
- Nicholls, J. R., Wellman, R. G. und Deakin, M. J. (2003): *Erosion of Thermal Barrier Coatings. Materials at High Temperatures*, Bd. 20, S. 207–218.
- Nikora, V., Koll, K., McEwan, I., McLean, S. und Dittrich, A. (2004): *Velocity Distribution in the Roughness Layer of Rough-Bed Flows*. Journal of Hydraulic Engineering, Bd. 130, S. 1036–1042.
- Nikuradse, J. (1933): *Strömungsgesetze in rauhen Rohren*. Forsch.-Arb. Ing.-Wes., Bd. 361.
- Nix, A. C. (2003): *Effects of High Intensity, Large-Scale Freestream Combustor Turbulence on Heat Transfer in Transonic Turbine Blades*. Dissertation, Virginia Polytechnic Institute.
- Nix, A. C., Diller, T. E. und Ng, W. F. (2007): *Experimental Measurements and Modeling of the Effects of Large-Scale Freestream Turbulence on Heat Transfer*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 129, S. 542–550.
- Norris, L. H. und Reynolds, W. C. (1975): *Turbulent Channel Flow with a Moving Wavy Boundary*. Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Report No. FM-10.
- Patankar, S. V. und Spalding, D. B. (1970): *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*. International Textbook Company Ltd., London, 2. Aufl.
- Pinson, M. und Wang, T. (1994): *Effects of Leading-Edge Roughness on Fluid Flow and Heat Transfer in the Transitional Boundary Layer over a Flat Plate*. ASME Turbo Expo, Paper 94-GT-326.
- Pinson, M. W. und Wang, T. (2000): *Effects of Two-Scale Roughness on Boundary Layer Transition over a Heated Flat Plate: Part I - Surface Heat Transfer*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 122, S. 301–307.
- Polifke, W. und Kopitz, J. (2005): *Wärmeübertragung - Grundlagen, analytische und numerische Methoden*. Pearson, München.
- Raupach, M. R., Antonia, R. A. und Rajagopalan, S. (1991): *Rough-wall turbulent boundary layers*. Appl. Mech. Rev., Bd. 44, S. 1–25.

- Rüd, K. (1985): *Transitionale Grenzschichten unter dem Einfluß hoher Freistromturbulenzen, intensiver Kühlung und starken Druckgradienten in Heißgasströmungen*. Dissertation, Lehrstuhl und Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Rüd, K. und Wittig, S. (1986): *Laminar and Transitional Boundary Layer Structures in Accelerating Flow with Heat Transfer*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 108, S. 116–123.
- Reshotko, E. (1984): *Disturbances in a laminar boundary layer due to distributed surface roughness*. In: Tatsumi, T. (Hrsg.), *Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids*, S. 39–46. IUTAM, Elsevier.
- Reshotko, E. und Tumin, A. (2004): *Transient Growth in Roughness-Induced Transition*. AIAA Journal, Bd. 42, S. 766–770.
- Rexroth, C.-H. (1996): *Methoden zur effizienten Berechnung komplexer Strömungen auf unstrukturierten Gittern*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Riley, S., Johnson, M. W. und Gibbings, J. C. (1989): *Boundary Layer Transition on Strongly Concave Surfaces*. ASME Turbo Expo, Paper 89-GT-321.
- Roach, P. E. (1987): *The Generation of Nearly Isotropic Turbulence by Means of Grids*. Heat and Fluid Flow, Bd. 8, S. 82–92.
- Roberts, S. K. und Yaras, M. I. (2004a): *Boundary-Layer Transition in Separation Bubbles over Rough Surfaces*. ASME Turbo Expo, Paper GT2004-53667.
- Roberts, S. K. und Yaras, M. I. (2004b): *Modeling of Boundary-Layer Transition*. ASME Turbo Expo, Paper GT2004-53664.
- Roberts, S. K. und Yaras, M. I. (2006): *Effects of Surface-Roughness Geometry on Separation-Bubble Transition*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 128, S. 349–356.
- Rodi, W. (1991): *Experience with Two-Layer Models Combining the k -epsilon Model with a One-Equation Model Near the Wall*. AIAA-Paper No. 91-0216.
- Rodi, W. und Scheuerer, G. (1982): *Calculation of curved shear layers with two equation turbulence models*. Abschlussbericht, Universität Karlsruhe (TH), SFB 80.
- Rodi, W., Mansour, N. N. und Michelassi, V. (1993): *One-Equation Near-Wall Turbulence Modeling with the Aid of Direct Simulation Data*. ASME Journal of Fluids Engineering, Bd. 115, S. 196–205.
- Rotta, J. C. (1962): *Turbulent Boundary Layers in Incompressible Flow*. Progress in Aerospace Science, Bd. 2, S. 1–219.
- Sattelmayer, T. F. (1985): *Zum Einfluß der ausgebildeten, turbulenten Luft-Flüssigkeitsfilm-Strömung auf den Filmzerfall und die Tropfenbildung am Austritt von Spalten geringer Höhe*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), Institut für Thermische Strömungsmaschinen.

- Scheuerer, G. (1983): *Entwicklung eines Verfahrens zur Berechnung zweidimensionaler Grenzschichten an Gasturbinenschaufeln*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Schiele, R. (1999): *Die transitionale Grenzschicht an Gasturbinenschaufeln: Experimentelle Untersuchungen und Entwicklung eines neuen Verfahrens zur numerischen Beschreibung des laminar-turbulenten Umschlags*. Dissertation, Universität Karlsruhe, Institut für Thermische Strömungsmaschinen.
- Schiele, R., Sieger, K., Schulz, A. und Wittig, S. (1995): *Heat Transfer Investigations on a Highly Loaded, Aerothermally Designed Turbine Cascade*. ISABE 95-7100.
- Schiele, R., Kaufmann, F., Schulz, A. und Wittig, S. (1999): *Calculating Turbulent and Transitional Boundary-Layers with Two-Layer Models of Turbulence*. Engineering Turbulence Modelling and Experiments, S. 543–554.
- Schlichting, H. (1936): *Experimentelle Untersuchungen zum Rauheitsproblem*. Ingenieur-Archiv, Bd. 7, S. 1–34.
- Schlichting, H. und Gersten, K. (1997): *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Schmidt, R. C. und Patankar, S. V. (1988): *Two-Equation Low-Reynolds-Number Turbulence Modeling of Transitional Boundary Layer Flows Characteristic of Gas Turbine Blades*. NASA Report No. CR-4145.
- Schröder, A. und Kompenhans, J. (2004): *Investigation of a Turbulent Spot Using Multi-Plane Stereo Particle Image Velocimetry*. Experiments in Fluids, Bd. 36, S. 82–90.
- Schulz, A. (1986): *Zum Einfluß hoher Freistromturbulenz, intensiver Kühlung und einer Nachlaufströmung auf den äußeren Wärmeübergang einer konvektiv gekühlten Gasturbinenschaufel*. Dissertation, Lehrstuhl und Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Sieger, K. (1993): *Vergleich der Leistungsfähigkeit erweiterter k,ϵ -Turbulenzmodelle bei der Berechnung transitionaler Grenzschichten an Gasturbinenschaufeln*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Sieger, K., Schiele, R., Kaufmann, F., Wittig, S. und Rodi, W. (1995): *A Two-Layer Turbulence Model for the Calculation of Transitional Boundary-Layers*. ERCOFTAC Bulletin, S. 21–25.
- Sieverding, C. H. (1985): *Recent Progress in the Understanding of Basic Aspects of Secondary Flows in Turbine Blade Passages*. ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 107, S. 348–257.
- Sieverding, C. H. und Van den Bosche, P. (1983): *The Use of Coloured Smoke to Visualize Secondary Flows in a Turbine-Blade Cascade*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 134, S. 85–89.

- Sigal, A. und Danberg, J. E. (1990): *New Correlation of Roughness Density Effect on the Turbulent Boundary Layer*. AIAA Journal, Bd. 28, S. 554–556.
- Simpson, R. L. (1973): *A Generalized Correlation of Roughness Density Effects on the Turbulent Boundary Layer*. AIAA Journal, Bd. 11, S. 242–244.
- Singer, B.A. und Joslin, R.D. (1994): *Metamorphosis of a Hairpin Vortex into a Young Turbulent Spot*. Physics of Fluids, Bd. 6, S. 3724–3736.
- Smith, M. C. und Kuethe, A. M. (1966): *Effects of Turbulence on Laminar Skin Friction and Heat Transfer*. Physics of Fluids, Bd. 9, S. 2337–2344.
- Solomon, W. J., Walker, G. J. und Gostelow, J. P. (1996): *Transition Length Prediction for Flows with Rapidly Changing Pressure Gradients*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 118, S. 744–751.
- Stripf, M., Schulz, A. und Wittig, S. (2005): *Surface Roughness Effects on External Heat Transfer of a HP Turbine Vane*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 127, S. 200–208.
- Stripf, M., Schulz, A. und Bauer, H.-J. (2006): *Modeling of Rough Wall Boundary Layer Transition and Heat Transfer on Turbine Airfoils*. ASME Turbo Expo, Paper GT2006-90316 and ASME Journal of Turbomachinery, Bd. im Druck.
- Stripf, M., Schulz, A. und Bauer, H.-J. (2007): *Surface Roughness and Secondary Flow Effects on External Heat Transfer of a HP Turbine Vane*. AIAA Journal of Propulsion and Power, Bd. 23, S. 283–291.
- Suslov, D. (2002): *Zum Einfluss periodisch instationärer Nachlaufströmungen auf das aerothermische Verhalten konvektiv gekühlter Gasturbinenschaufeln*. Dissertation, Lehrstuhl und Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Suslov, D., Schulz, A. und Wittig, S. (2001): *Effect of Reynolds Number, Turbulence Level, and Periodic Wake Flow on Heat Transfer on Low-Pressure Turbine Blades*. In: *Heat Transfer in Gas Turbine Systems*. Anals of the New York Academy of Sciences.
- Sutera, S. P., Maeder, P. F. und Kestin, J. (1963): *On the Sensitivity of Heat Transfer in the Stagnation-Point Boundary Layer to Free-Stream Vorticity*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 16, S. 497–520.
- Tabakoff, W., Hamed, A. und Metwally, M. (1991): *Effect of Particle Size Distribution on Particle Dynamics and Blade Erosion in Axial Flow Turbines*. ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 113, S. 607–615.
- Tani, I. (1962): *Production of Longitudinal Vortices in the Boundary Layer along a Concave Wall*. Journal of Geophysical Research, Bd. 67, S. 3075–3080.
- Tarada, F. (1990): *Prediction of rough-wall boundary layers using a low Reynolds number k - ϵ model*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 11, S. 331–345.

- Tarada, F. und Suzuki, M. (1993): *External Heat Transfer Enhancements to Turbine Blading due to Surface Roughness*. ASME 93-GT-74.
- Tarada, F. H. A. (1987): *Heat Transfer to Rough Turbine Blading*. Dissertation, University of Sussex.
- Taylor, R. P. (1990): *Surface Roughness Measurements on Gas Turbine Blades*. Journal of Turbomachinery, Bd. 112, S. 175–179.
- Taylor, R. P., Coleman, H. W. und Hodge, B. K. (1984): *A Discrete Element Prediction Approach for Turbulent Flow over Rough Surfaces*. Mechanical and Nuclear Engineering Department, Mississippi State University, Report No. TFD-84-1.
- Taylor, R. P., Taylor, J. K., Hosni, H. H. und Coleman, H. W. (1992): *Heat Transfer in the Turbulent Boundary Layer With a Step Change in Surface Roughness*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 114, S. 788–794.
- Tennekes, H. und Lumley, J. L. (1972): *A First Course in Turbulence*. The MIT Press, Cambridge, London.
- Thole, K. A. und Bogard, D. G. (1995): *Enhanced Heat Transfer and Shear Stress Due to High Free-Stream Turbulence*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 117, S. 418–424.
- Thwaites, B. (1949): *Approximate Calculation of the Laminar Boundary Layer*. Aeronautical Quarterly, Bd. 1, S. 245–280.
- Turner, A. B. (1971): *Local Heat Transfer Measurements on a Gas Turbine Blade*. Journal of Mechanical Engineering Science, Bd. 13, S. 1–12.
- Turner, A. B., Tarada, F. H. A. und Bayley, F. J. (1985): *Effects of Surface Roughness on Heat Transfer to Gas Turbine Blades*. AGARD Paper CP-390.
- Van Fossen, G. J. und Bunker, R. S. (2001): *Augmentation of Stagnation Region Heat Transfer Due to Turbulence From a DLN Can Combustor*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 123, S. 140–146.
- Van Fossen, G. J. und Bunker, R. S. (2002): *Augmentation of Stagnation Region Heat Transfer Due to Turbulence from an Advanced Dual-Annular Combustor*. ASME Turbo Expo, Paper GT-2002-30184.
- Van Fossen, G. J. und Simoneau, R. J. (1985): *Preliminary Results of a Study of the Relationship Between Free Stream Turbulence and Stagnation Region Heat Transfer*. ASME Turbo Expo, Paper 85-GT-84.
- Van Fossen, G. J., Simoneau, R. J. und Ching, C. Y. (1995): *Influence of Turbulence Parameters, Reynolds Number, and Body Shape on Stagnation-Region Heat Transfer*. ASME Journal of Heat Transfer, Bd. 117, S. 597–603.

- Van Rij, J. A., J., Belnap B. und Ligrani, P. M. (2002): *Analysis and Experiments on Three-Dimensional, Irregular Surface Roughness*. Journal of Fluids Engineering, Bd. 124, S. 671–677.
- Vogt, H.-F. und Zippel, M. (1996): *Sekundärströmungen in Turbinengittern mit geraden und gekrümmten Schaufeln; Visualisierung im ebenen Wasserkanal*. Forschung im Ingenieurwesen, Bd. 62, S. 247–253.
- Volino, R.J. (2005): *An Investigation of the Scales in Transitional Boundary Layers Under High Free-Stream Turbulence Conditions*. Experiments in Fluids, Bd. 38, S. 516–533.
- Volino, R.J. und Simon, T.W. (2000): *Spectral Measurements in Transitional Boundary Layers on a Concave Wall Under High and Low Free-Stream Turbulence Conditions*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 122, S. 450–457.
- von Kármán, T. (1948): *Progress in the Statistical Theory of Turbulence*. Proc. Natl. Acad. Science, Bd. 34, S. 530–539.
- Wada, K., Yan, L., Takahashi, M., Takaishi, K. und Furukawa, T. (2001): *Degradation of Gas Turbine Blade Materials in Integrated Coal-Gasification Cycle Plant*. Materials at High Temperatures, Bd. 18, S. 131–138.
- Waigh, D. R. und Kind, R. J. (1998): *Improved Aerodynamic Characterization of Regular Three-Dimensional Roughness*. AIAA Journal, Bd. 36, S. 1117–1119.
- Wammack, J.E., Crosby, J., Fletcher, D., Bons, J.P. und Fletcher, T.H. (2006): *Evolution of Surface Deposits on a High Pressure Turbine Blade, Part I: Physical Characteristics*. ASME Turbo Expo, Paper GT2006-91246.
- Wang, H. P., Olson, S. J., Goldstein, R. J. und Eckert, E. R. G. (1997): *Flow Visualization in a Linear Turbine Cascade of High Performance Turbine Blades*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 119, S. 1–8.
- Wang, T. und Rice, M. C. (2005): *Effect of Elevated Free-Stream Turbulence on Transitional Heat Transfer over Dual-Scaled Rough Surfaces*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 127, S. 393–403.
- Warnack, D. und Fernholz, H. H. (1998): *The Effects of a Favourable Pressure Gradient and of the Reynolds Number on an Incompressible Axisymmetric Turbulent Boundary Layer. Part 2. The Boundary Layer with Relaminarization*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 359, S. 357–381.
- Watt, R. M., Allen, J. L., Baines, N. C., Simons, J. P. und George, M. (1987): *A Study of the Effects of Thermal Barrier Coating Surface Roughness on the Boundary Layer Characteristics of Gas-Turbine Aerofoils*. ASME Turbo Expo, Paper 87-GT-223.
- White, E. B. und Reshotko, E. (2002): *Roughness-Induced Transient Growth in a Flat-Plate Boundary Layer*. AIAA-Paper 2002-0138.

- White, F. (1974): *Viscous Fluid Flow*. McGraw-Hill, New York.
- Wilcox, D. C. (1993): *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, Inc.
- Wissink, J. G. und Rodi, W. (2006): *Direct Numerical Simulation of Flow and Heat Transfer in a Turbine Cascade with Incoming Wakes*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 569, S. 209–247.
- Wittig, S., Rodi, W. und Scheuerer, G. (1982): *Experimentelle und Theoretische Untersuchungen zur Bestimmung von Wärmeübergangszahlen an gekühlten Gasturbinenschaufeln*. Abschlussbericht, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Wittig, S., Schulz, A. und Bauer, H.-J. (1985): *Effects of Wakes on the Heat Transfer in Gas Turbine Cascades*. AGARD-CP-390.
- Wolfshtein, M. (1969): *The Velocity and Temperature Distribution in One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient*. International Journal of Heat and Mass Transfer, Bd. 12, S. 301–318.
- Wright, I. G., Leyens, C. und Pint, B. A. (2000): *An Analysis of the Potential for Deposition, Erosion, or Corrosion in Gas Turbines Fueled by the Products of Biomass Gasification or Combustion*. ASME Turbo Expo, Paper 2000-GT-19.
- Wu, X., Jacobs, R.G., Hunt, J.C.R. und Durbin, P.A. (1999): *Simulation of Boundary Layer Transition Induced by Periodically Passing Wakes*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 398, S. 109–153.
- Xiong, Z. und Lele, S. K. (2003): *Simulation and Analysis of Stagnation Point Heat Transfer Under Free-Stream Turbulence*. 41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Paper AIAA-2003-1259.
- Zaki, T. (2006): *Direct Numerical Simulation of By-Pass and Separation-Induced Transition in a Linear Compressor Cascade*. ASME Turbo Expo, Paper GT2006-90885.
- Zaki, T.A. und Durbin, P.A. (2005): *Mode Interaction and the Bypass Route to Transition*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 531, S. 85–111.
- Zaki, T.A. und Durbin, P.A. (2006): *Continuous Mode Transition and Effects of Pressure Gradient*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 563, S. 357–388.

Anhang

A.1 Schaufelgeometrien

Um die Nachrechnung der Testfälle zu ermöglichen, sind im Folgenden die Koordinaten beider Schaufelprofile tabellarisch gegeben. Das verwendete Koordinatensystem und die Teilungen der Schaufelgitter sind in Kapitel 3.1.2 eindeutig beschrieben.

A.1.1 Hochdruckturbinenleitgitter

Tabelle A.1: Koordinaten des HDT-Leitgitterprofils - Teil 1

Nr.	x in mm	y in mm	Nr.	x in mm	y in mm	Nr.	x in mm	y in mm
1	53,677	-70,814	28	46,138	-28,216	55	23,624	9,425
2	54,064	-70,635	29	45,471	-25,936	56	22,059	10,328
3	54,340	-70,335	30	44,780	-23,732	57	20,351	11,132
4	54,463	-69,984	31	44,069	-21,615	58	18,529	11,789
5	54,476	-69,664	32	43,346	-19,600	59	16,633	12,256
6	54,447	-69,416	33	42,619	-17,698	60	14,713	12,503
7	54,420	-69,259	34	41,895	-15,920	61	12,826	12,517
8	54,292	-68,534	35	41,188	-14,276	62	11,032	12,306
9	54,128	-67,604	36	40,507	-12,777	63	9,389	11,900
10	53,930	-66,481	37	39,867	-11,431	64	7,945	11,347
11	53,701	-65,179	38	39,281	-10,248	65	6,732	10,715
12	53,442	-63,710	39	38,760	-9,235	66	5,767	10,076
13	53,155	-62,087	40	38,319	-8,401	67	5,053	9,507
14	52,844	-60,323	41	37,969	-7,755	68	4,582	9,077
15	52,508	-58,431	42	37,446	-6,815	69	4,191	8,679
16	52,151	-56,424	43	36,549	-5,263	70	3,637	8,036
17	51,772	-54,315	44	35,365	-3,326	71	3,008	7,143
18	51,373	-52,118	45	33,987	-1,229	72	2,405	6,007
19	50,954	-49,844	46	32,528	0,812	73	1,929	4,657
20	50,515	-47,509	47	31,128	2,599	74	1,687	3,150
21	50,055	-45,124	48	29,960	3,959	75	1,781	1,578
22	49,572	-42,704	49	29,231	4,750	76	2,274	0,085
23	49,066	-40,263	50	28,788	5,208	77	3,116	-1,186
24	48,535	-37,813	51	28,139	5,851	78	4,150	-2,174
25	47,978	-35,370	52	27,291	6,640	79	5,202	-2,913
26	47,393	-32,947	53	26,251	7,530	80	6,146	-3,464
27	46,779	-30,557	54	25,026	8,475	81	6,895	-3,867

Tabelle A.2: Koordinaten des HDT-Leitgitterprofils - Teil 2

Nr.	x in mm	y in mm	Nr.	x in mm	y in mm	Nr.	x in mm	y in mm
82	7,389	-4,128	99	29,000	-22,502	116	47,667	-57,322
83	8,006	-4,460	100	30,457	-24,401	117	48,334	-59,072
84	8,759	-4,877	101	31,881	-26,363	118	48,956	-60,733
85	9,64	-5,381	102	33,267	-28,380	119	49,533	-62,297
86	10,637	-5,975	103	34,611	-30,443	120	50,065	-63,754
87	11,739	-6,660	104	35,911	-32,545	121	50,551	-65,098
88	12,936	-7,439	105	37,163	-34,674	122	50,990	-66,320
89	14,215	-8,316	106	38,367	-36,823	123	51,381	-67,413
90	15,564	-9,291	107	39,521	-38,982	124	51,722	-68,369
91	16,972	-10,368	108	40,625	-41,141	125	52,012	-69,181
92	18,427	-11,547	109	41,678	-43,291	126	52,247	-69,842
93	19,917	-12,827	110	42,68	-45,423	127	52,301	-69,991
94	21,43	-14,208	111	43,633	-47,528	128	52,400	-70,220
95	22,955	-15,687	112	44,535	-49,596	129	52,574	-70,488
96	24,484	-17,261	113	45,389	-51,618	130	52,862	-70,724
97	26,006	-18,926	114	46,196	-53,586	131	53,251	-70,845
98	27,514	-20,675	115	46,955	-55,490			

A.1.2 Niederdruckturbinenleitgitter

Tabelle A.3: Koordinaten des NDT-Leitgitterprofils - Teil 1

Nr.	x in mm	y in mm	Nr.	x in mm	y in mm	Nr.	x in mm	y in mm
1	100,519	-0,149	16	86,650	9,701	31	59,188	27,418
2	100,440	-0,484	17	85,192	10,897	32	56,878	28,558
3	100,251	-0,854	18	83,696	12,080	33	54,518	29,677
4	99,945	-1,197	19	82,158	13,259	34	52,111	30,773
5	99,529	-1,466	20	80,572	14,438	35	49,661	31,841
6	98,987	-1,596	21	78,935	15,617	36	47,172	32,877
7	98,283	-1,437	22	77,243	16,798	37	44,649	33,881
8	97,365	-0,759	23	75,491	17,977	38	42,096	34,850
9	96,188	0,557	24	73,677	19,161	39	39,517	35,785
10	94,869	1,992	25	71,800	20,348	40	36,914	36,686
11	93,541	3,372	26	69,857	21,537	41	34,294	37,551
12	92,202	4,712	27	67,849	22,725	42	31,659	38,384
13	90,847	5,998	28	65,776	23,911	43	29,014	39,183
14	89,474	7,252	29	63,640	25,091	44	26,364	39,950
15	88,076	8,485	30	61,443	26,261	45	23,713	40,689

Tabelle A.4: Koordinaten des NDT-Leitgitterprofils - Teil 2

Nr.	x in mm	y in mm	Nr.	x in mm	y in mm	Nr.	x in mm	y in mm
46	21,067	41,405	72	10,709	59,688	98	73,677	41,227
47	18,434	42,101	73	13,243	60,473	99	75,491	39,274
48	15,823	42,780	74	15,823	61,090	100	77,243	37,264
49	13,243	43,445	75	18,434	61,551	101	78,935	35,203
50	10,709	44,099	76	21,067	61,867	102	80,572	33,097
51	8,237	44,746	77	23,713	62,047	103	82,158	30,951
52	5,853	45,426	78	26,364	62,099	104	83,696	28,770
53	3,989	46,087	79	29,014	62,030	105	85,192	26,560
54	2,756	46,715	80	31,659	61,843	106	86,650	24,324
55	1,827	47,384	81	34,294	61,545	107	88,076	22,067
56	1,156	48,067	82	36,914	61,137	108	89,474	19,792
57	0,698	48,738	83	39,517	60,623	109	90,847	17,502
58	0,408	49,373	84	42,096	60,004	110	92,202	15,201
59	0,248	49,955	85	44,649	59,282	111	93,541	12,891
60	0,180	50,466	86	47,172	58,458	112	94,869	10,573
61	0,000	50,716	87	49,661	57,534	113	96,188	8,251
62	0,180	50,961	88	52,111	56,510	114	97,365	6,169
63	0,248	51,505	89	54,518	55,387	115	98,283	4,541
64	0,408	52,138	90	56,878	54,168	116	98,987	3,291
65	0,698	52,86	91	59,188	52,852	117	99,529	2,329
66	1,156	53,664	92	61,443	51,444	118	99,945	1,590
67	1,827	54,539	93	63,640	49,945	119	100,251	1,015
68	2,756	55,467	94	65,776	48,358	120	100,44	0,553
69	3,989	56,428	95	67,849	46,689	121	100,519	0,179
70	5,853	57,552	96	69,857	44,940			
71	8,237	58,720	97	71,800	43,118			

A.2 Druck- und Temperaturmessstellen

A.2.1 Hochdruckturbinenleitgitter

Tabelle A.5: Druckmessstellen auf der Schaufeloberfläche des HDT-Profiles

Nr.	s/c	z/H	Nr.	s/c	z/H
1	-0,740	0,01	11	0,010	0,01
2	-0,643	0,05	12	0,027	0,07
3	-0,565	-0,11	13	0,059	0,01
4	-0,486	-0,07	14	0,115	-0,03
5	-0,409	-0,03	15	0,196	-0,07
6	-0,309	0,01	16	0,278	-0,11
7	-0,220	0,05	17	0,351	0,05
8	-0,132	-0,11	18	0,449	0,01
9	-0,064	-0,07	19	0,546	-0,03
10	-0,023	-0,03	20	0,635	-0,07
			21	0,719	-0,11
			22	0,819	0,05
			23	0,898	0,01
			24	1,004	-0,03
			25	1,077	-0,07

Tabelle A.6: Temperaturmessstellen auf der Schaufeloberfläche des HDT-Profiles

Nr.	s/c	Nr.	s/c	Nr.	s/c	Nr.	s/c
1	-0,988	13	-0,398	25	0,192	37	0,824
2	-0,902	14	-0,341	26	0,247	38	0,868
3	-0,850	15	-0,286	27	0,302	39	0,900
4	-0,809	16	-0,238	28	0,357	40	0,929
5	-0,779	17	-0,190	29	0,410	41	0,958
6	-0,756	18	-0,141	30	0,464	42	0,998
7	-0,721	19	-0,094	31	0,524	43	1,020
8	-0,679	20	-0,038	32	0,584	44	1,054
9	-0,637	21	0,002	33	0,638	45	1,098
10	-0,577	22	0,049	34	0,691	46	1,134
11	-0,517	23	0,100	35	0,734		
12	-0,458	24	0,144	36	0,783		

A.2.2 Niederdruckturbinenleitgitter

Tabelle A.7: Druckmessstellen auf der Schaufeloberfläche des NDT-Profiles

Nr.	s/c	Nr.	s/c
1	-0,922	13	0,026
2	-0,821	14	0,070
3	-0,742	15	0,114
4	-0,590	16	0,214
5	-0,457	17	0,334
6	-0,327	18	0,459
7	-0,215	19	0,528
8	-0,111	20	0,591
9	-0,081	21	0,720
10	-0,049	22	0,849
11	-0,026	23	0,984
12	0,000	24	1,136

Tabelle A.8: Temperaturmessstellen auf der Schaufeloberfläche des NDT-Profiles

Nr.	s/c	Nr.	s/c	Nr.	s/c	Nr.	s/c
1	-1,010	13	-0,292	25	0,136	37	0,746
2	-0,971	14	-0,222	26	0,171	38	0,790
3	-0,909	15	-0,166	27	0,224	39	0,834
4	-0,848	16	-0,098	28	0,277	40	0,878
5	-0,786	17	-0,058	29	0,339	41	0,914
6	-0,724	18	-0,036	30	0,401	42	0,949
7	-0,663	19	-0,014	31	0,454	43	0,984
8	-0,602	20	0,009	32	0,507	44	1,019
9	-0,539	21	0,032	33	0,560	45	1,064
10	-0,477	22	0,054	34	0,613	46	1,108
11	-0,416	23	0,076	35	0,657	47	1,152
12	-0,354	24	0,105	36	0,702		

A.3 Fehlerabschätzung der Wärmeübergangsmessungen

Das in Kapitel 3.2.3 beschriebene Wärmeübergangsmessverfahren setzt neben einer sehr genauen Temperaturmessung auch die genaue Bestimmung bzw. Fertigung der Schaufelgeometrie, der Folienstärke sowie der Wärmeleitfähigkeiten verschiedener Materialien voraus. Bei der Ermittlung all dieser Einzelgrößen treten Messfehler auf, so dass auch die resultierende Wärmeübergangsverteilung mit einem bestimmten Messfehler versehen ist. Mit Hilfe einer eindimensionalen Fehlerabschätzung nach Kline und McClintock (1953) wird in diesem Abschnitt der Gesamtmessfehler bestimmt. Die Vorgehensweise entspricht dabei im Wesentlichen der von Schiele (1999), allerdings muss im vorliegenden Fall die aufgeklebte Folie berücksichtigt werden, wodurch sich Unterschiede zu den dort ermittelten Fehlern ergeben.

Abbildung A.1 zeigt ein vereinfachtes Modell mit Schaufelgrundkörper, aufgeklebter Folie und Thermoelementnut, an dem die Fehlerabschätzung im Schnitt A–A durchgeführt wird. Unter der Annahme eindimensionaler Wärmeleitung ergibt sich der Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit der Messgrößen, der Wärmeleitfähigkeiten und der Geometrie:

$$\alpha = \frac{T_{te} - T_k}{\frac{d_{te}}{2\lambda_n} + \frac{h-h_n}{\lambda_s} + \frac{1}{\alpha_k} \left[(T_{tot,1} - T_{te}) - \frac{(T_{te} - T_k) \left(\frac{h_n - 0,5d_{te}}{\lambda_n} + \frac{1}{k} + \frac{h_f}{\lambda_f} \right)}{\frac{d_{te}}{2\lambda_n} + \frac{h-h_n}{\lambda_s} + \frac{1}{\alpha_k}} \right]} \quad (\text{A.1})$$

Anwendung des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf Gl. A.1 ergibt für den Gesamtfehler:

$$\Delta\alpha = \sqrt{\left[\frac{\partial\alpha}{\partial(T_{tot,1} - T_{te})} \Delta(T_{tot,1} - T_{te}) \right]^2 + \left[\frac{\partial\alpha}{\partial(T_{te} - T_k)} \Delta(T_{te} - T_k) \right]^2 + \dots} \quad (\text{A.2})$$

Gleichung A.2 berücksichtigt die Fehler bei der Temperaturmessung $\Delta(T_{tot,1} - T_{te})$ bzw. $\Delta(T_{te} - T_k)$, die Fehler bei der Bestimmung der Wärmeleitfähigkeiten $\Delta\lambda_s$, $\Delta\lambda_f$ bzw. $\Delta\lambda_n$ und des Wärmedurchgangskoeffizienten Δk sowie die Fehler bei der Ermittlung der Wärmeübergangskoeffizienten in den Kühlbohrungen $\Delta\alpha_k$. Außerdem sind die Fehler durch Fertigungsungenauigkeiten Δh und Δh_f berücksichtigt. Die maximalen Messfehler für die Temperaturdifferenzen konnten durch eine sorgfältige Kalibrierung aller Thermoelemente nach dem Einbau in die Messschaufel bzw. die Temperatursonden sowie den Einsatz neuer Messverstärker auf 0,3 K beschränkt werden. Tabelle A.9 fasst die verwendeten Messunsicherheiten zusammen.

Die Fehlerabschätzung soll gleichzeitig dazu genutzt werden, geeignete Materialien für die Messschaufel auszuwählen. Aufgrund des Ätzverfahrens kommen für die Metallfolie nur die

$\Delta(T_{te} - T_k)$ in K	$\Delta(T_{tot,1} - T_{te})$ in K	$\Delta\lambda_s$ in %	$\Delta\lambda_f$ in %	$\Delta\lambda_n$ in %	Δk in %	$\Delta\alpha_k$ in %	Δh in mm	Δh_n in mm
0,3	0,3	5	5	10	50	5	0,1	0,05

Tabelle A.9: Einzelmessfehler

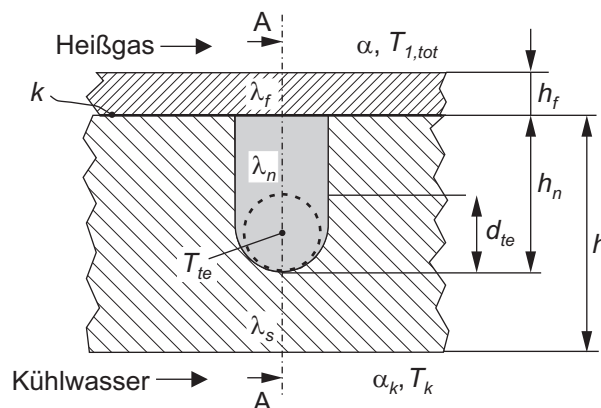


Abb. A.1: Modell für die Fehlerabschätzung

Materialien Kupfer, Messing und Neusilber in Frage. Die Wahl fällt hier auf Neusilber (Cu-Ni18Zn20), da es mit $\lambda_f = 33 \text{ W/m/K}$ die geringste Wärmeleitfähigkeit besitzt und somit am wenigsten zu einer Abschwächung von Temperaturgradienten entlang der Oberfläche führt. Die Klebstoffe zum Einbetten der Thermolemente und zum Aufkleben der Folie sind bereits hinsichtlich möglichst großer Wärmeleitfähigkeiten und der mechanischen Eigenschaften optimiert. Es bleibt damit nur noch die Wärmeleitfähigkeit des Schaufelgrundkörpers zu optimieren, wozu vier unterschiedliche Materialien zur Verfügung stehen: der Kunststoff PEEK ($\lambda_s = 0,21 \text{ W/m/K}$), die Glaskeramik MACOR ($\lambda_s = 1,43 \text{ W/m/K}$), Titanaluminium ($\lambda_s = 7,0 \text{ W/m/K}$) und hochlegierter Edelstahl ($\lambda_s = 14,1 \text{ W/m/K}$). Alle vier Materialien sind gut bearbeitbar, weisen eine isotrope Wärmeleitfähigkeit auf und sind im benötigten Temperaturbereich einsetzbar.

Mit den in Tabelle A.10 zusammengefassten Randbedingungen ergeben sich schließlich die in Abb. A.2 gezeigten Abhängigkeiten des Messfehlers von der Wandstärke h und der Wärmeleitfähigkeit des Schaufelmaterials λ_s . Da der Messfehler stark vom heißgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten abhängt, sind in Abb. A.2 jeweils Verläufe mit den erwarteten Maximal- und Minimalwerten sowie einem mittleren Wert für α gezeigt. Sowohl hochlegierter Edelstahl als auch der Kunststoff PEEK führen bei den an den Schaufeln auftretenden Wandstärken zu inakzeptablen Messfehlern, so dass deren Verwendung ausgeschlossen wird. Die Glaskeramik MACOR und Titanaluminium weisen vergleichbar geringe Messfehler auf. Bei sehr kleinen Wärmeübergangszahlen und kleinen Wandstärken liegt der Messfehler bei Titanaluminium allerdings etwas oberhalb des Fehlers, der mit MACOR erreicht werden kann. Erfahrungen aus früheren

$T_{tot,1}$ in K	T_k in K	α in $\text{W/m}^2/\text{K}$	α_k in $\text{W/m}^2/\text{K}$	h in mm	h_f in mm	h_n in mm	d_{te} in mm
350	290	100 .. 750	10000	0,7...10	0,1	0,5	0,25

λ_s in W/m/K	λ_f in W/m/K	λ_n in W/m/K	k in $\text{W/m}^2/\text{K}$
7,0	33,0	1,0	15.000

Tabelle A.10: Typische Randbedingungen bei den Wärmeübergangsmessungen

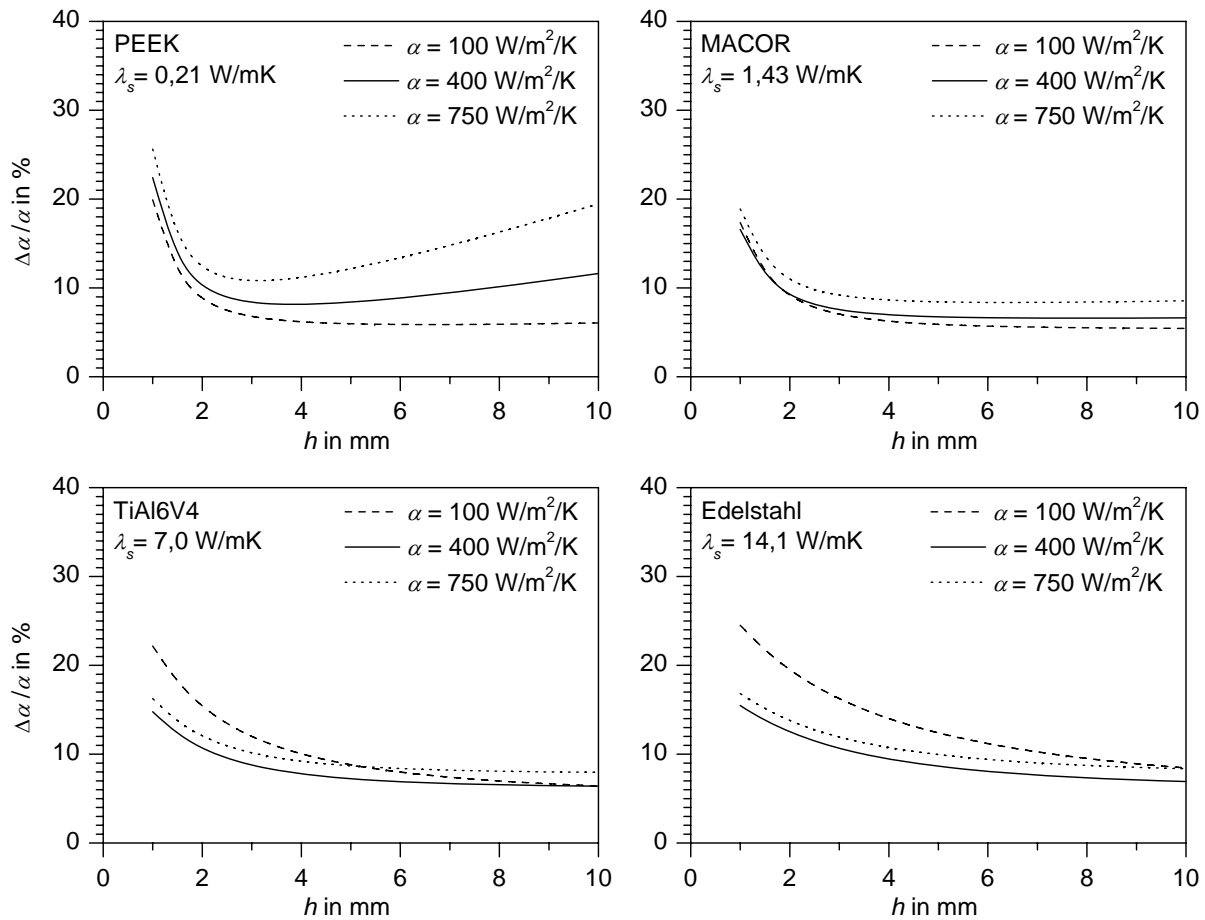


Abb. A.2: Fehlerabschätzung für verschiedene Schaufelmaterialien

Untersuchungen mit MACOR haben jedoch gezeigt, dass dieses bei mechanischer Beanspruchung zu Rissbildung neigt. Da eine mechanische Belastung der Schaufel durch das Aufkleben der Metallfolie nicht ausgeschlossen werden kann, wird in der vorliegenden Arbeit Titanaluminium als Schaufelmaterial verwendet. Auslegungsrechnungen für glatte Schaufeloberflächen mit einem Grenzschichtrechenverfahren (vgl. Kapitel 5) zeigen, dass die Wärmeübergangszahlen nur für kleine Reynoldszahlen und nur in einem kleinen Bereich der Schaufel auf 100 W/m²/K absinken, womit die Wahl des Schaufelmaterials bestätigt wird.

A.4 Wärmeübergangsverteilungen am Hochdruckleitgitter

Auf den folgenden Seiten werden die Wärmeübergangsverteilungen auf der Oberfläche des Hochdruckleitgitters in Abhängigkeit der Reynoldszahl, des Turbulenzgrades und der Oberflächenrauigkeit gezeigt. Die Auftragung erfolgt getrennt nach Rauigkeit und Turbulenzgrad, so dass jeweils Verläufe verschiedener Anströmreynoldszahlen in einem Diagramm dargestellt sind. Auf diese Weise ist sichergestellt, dass sich die Verteilungen der 269 Testfälle möglichst wenig überdecken und gut unterschieden werden können.

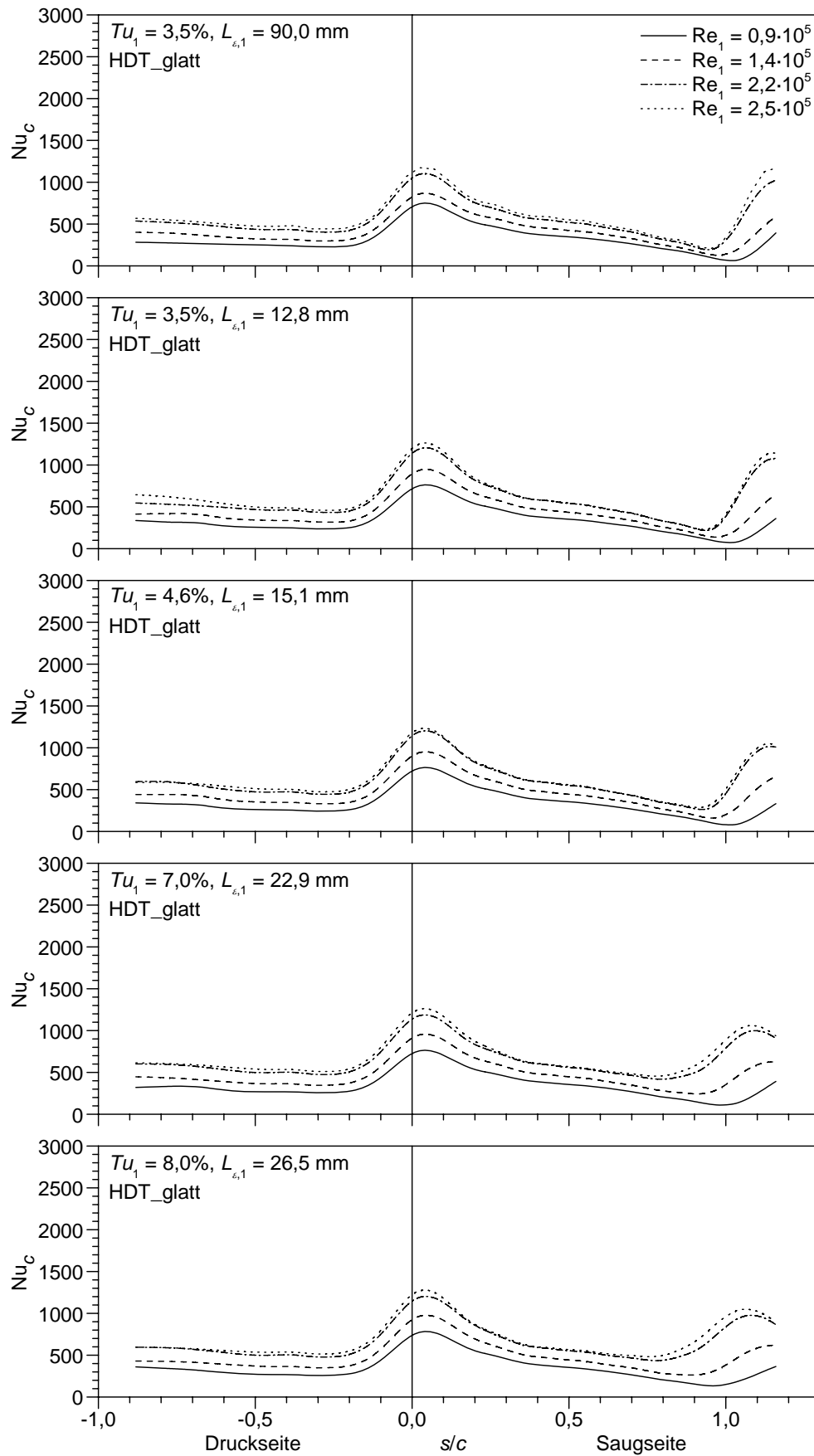
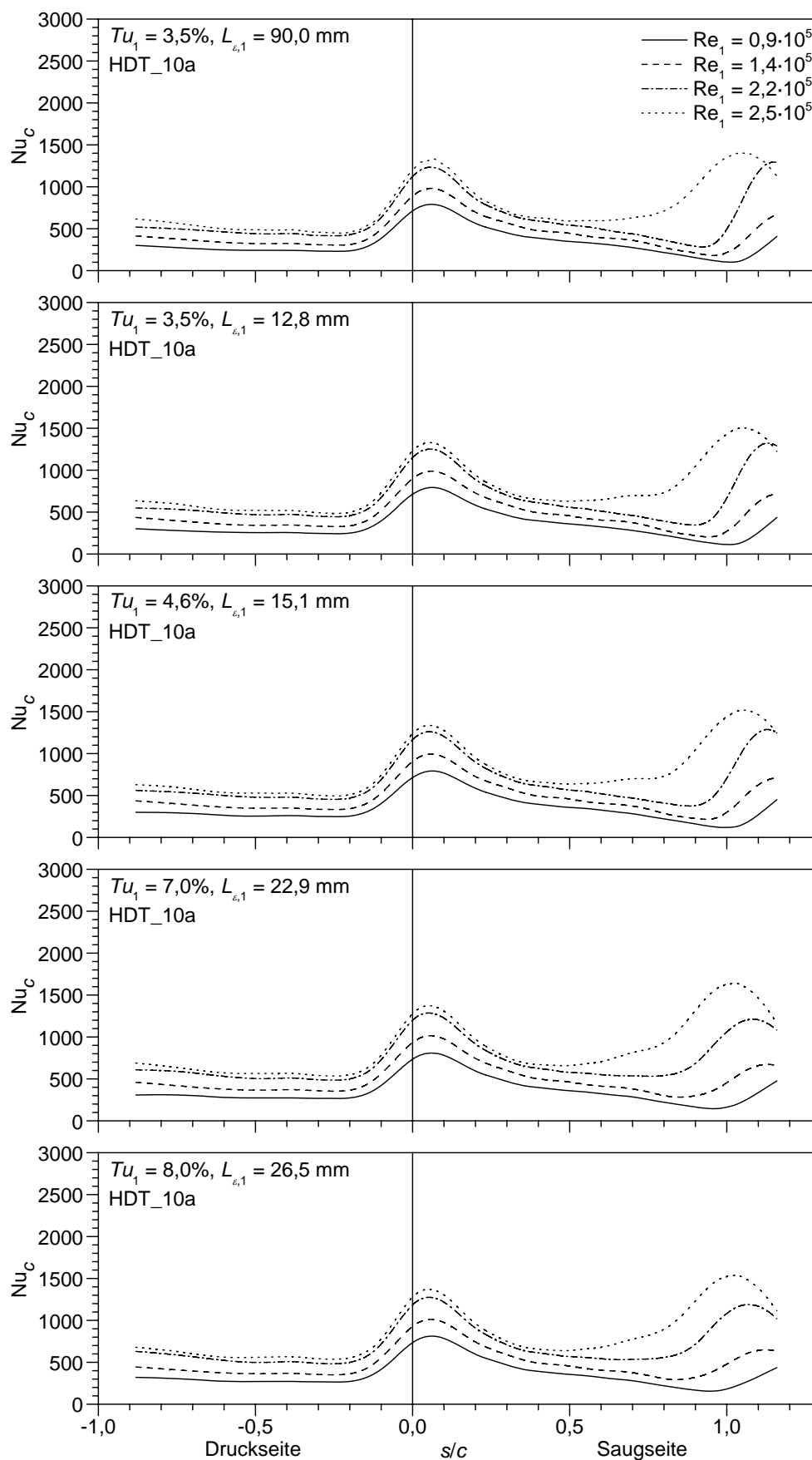
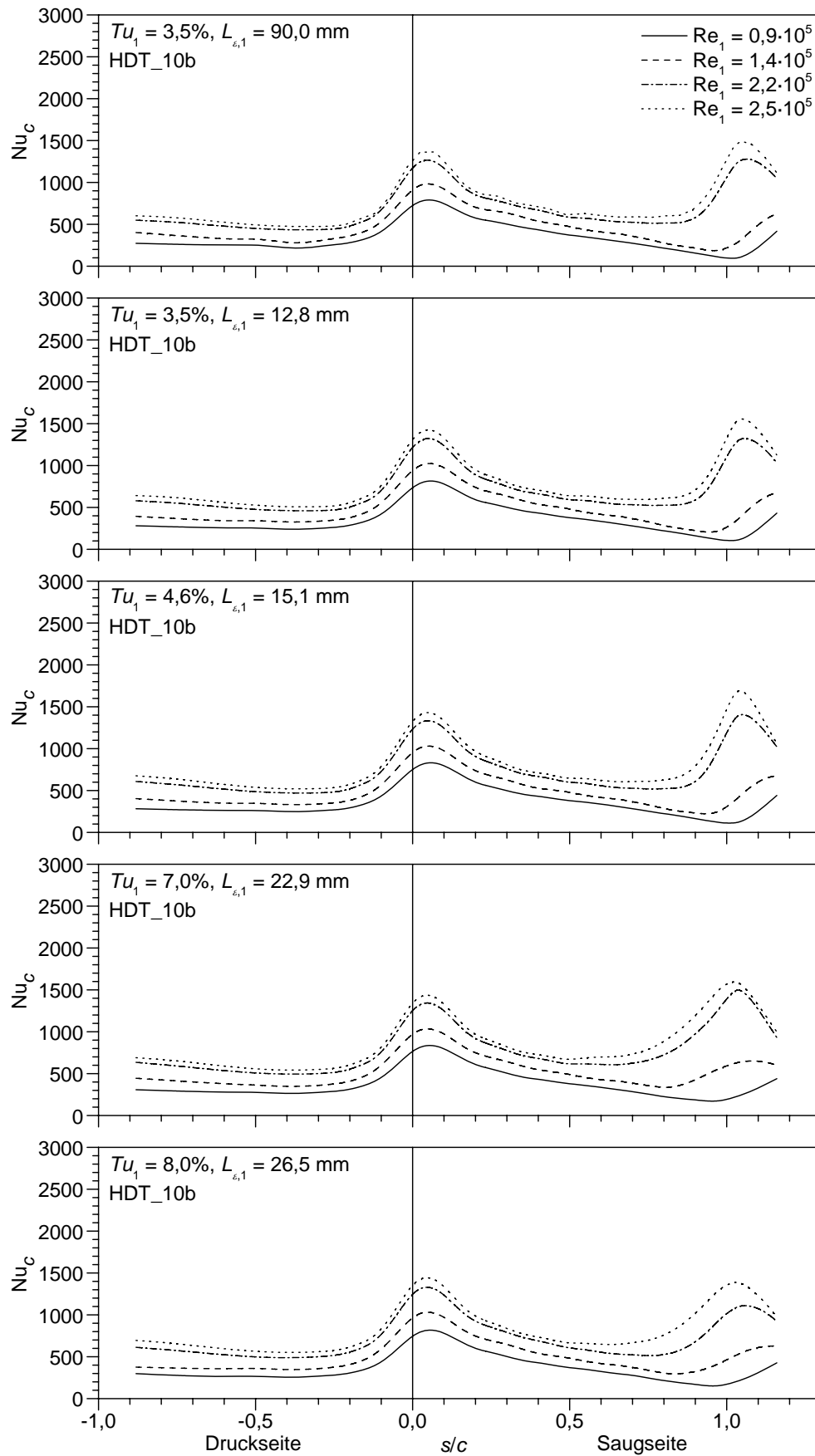


Abb. A.3: Wärmeübergang bei glatter Oberfläche (HDT_glatt)


 Abb. A.4: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche HDT_10a ($k = 10 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,7$)


 Abb. A.5: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche HDT_10b ($k = 10 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 9,2$)

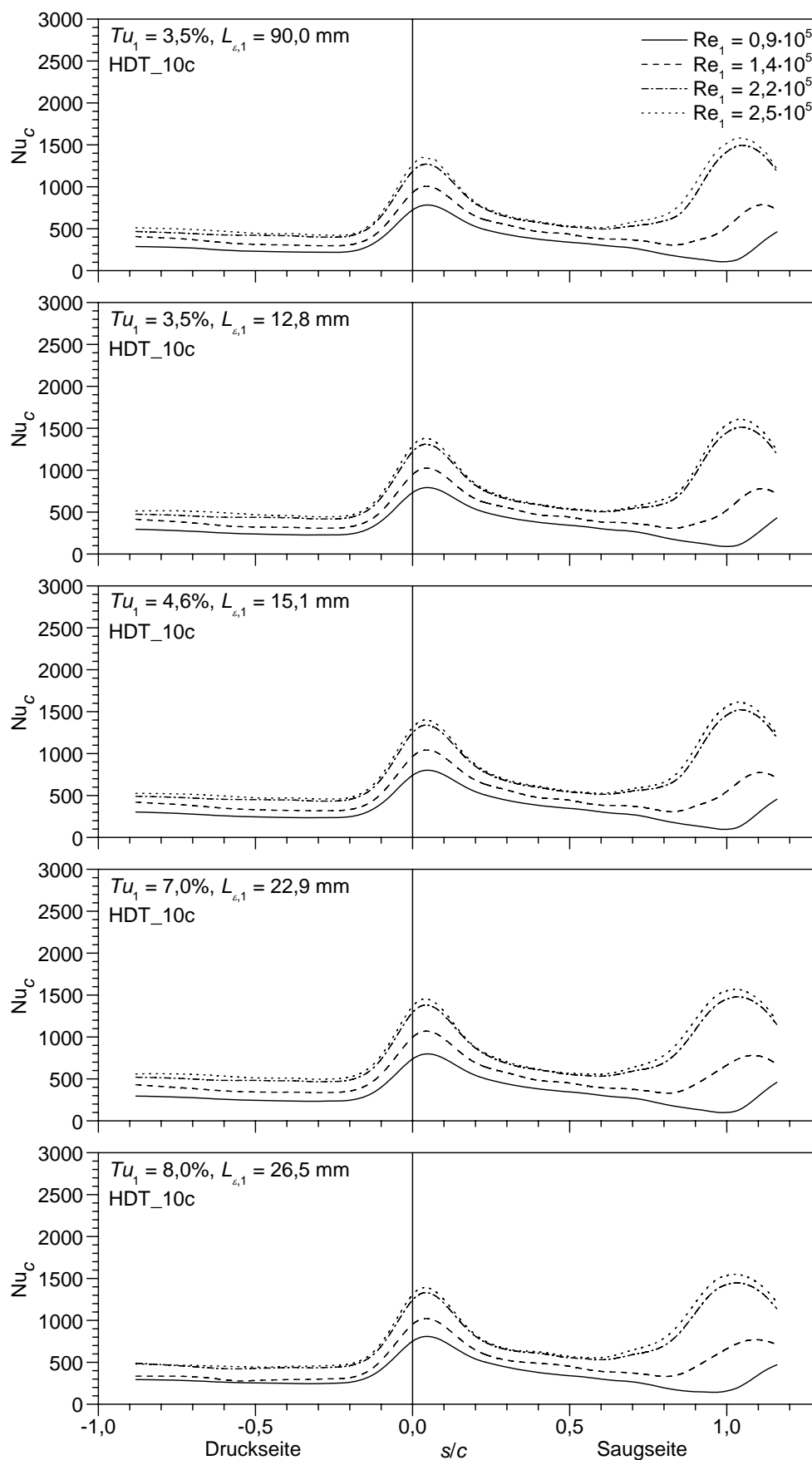
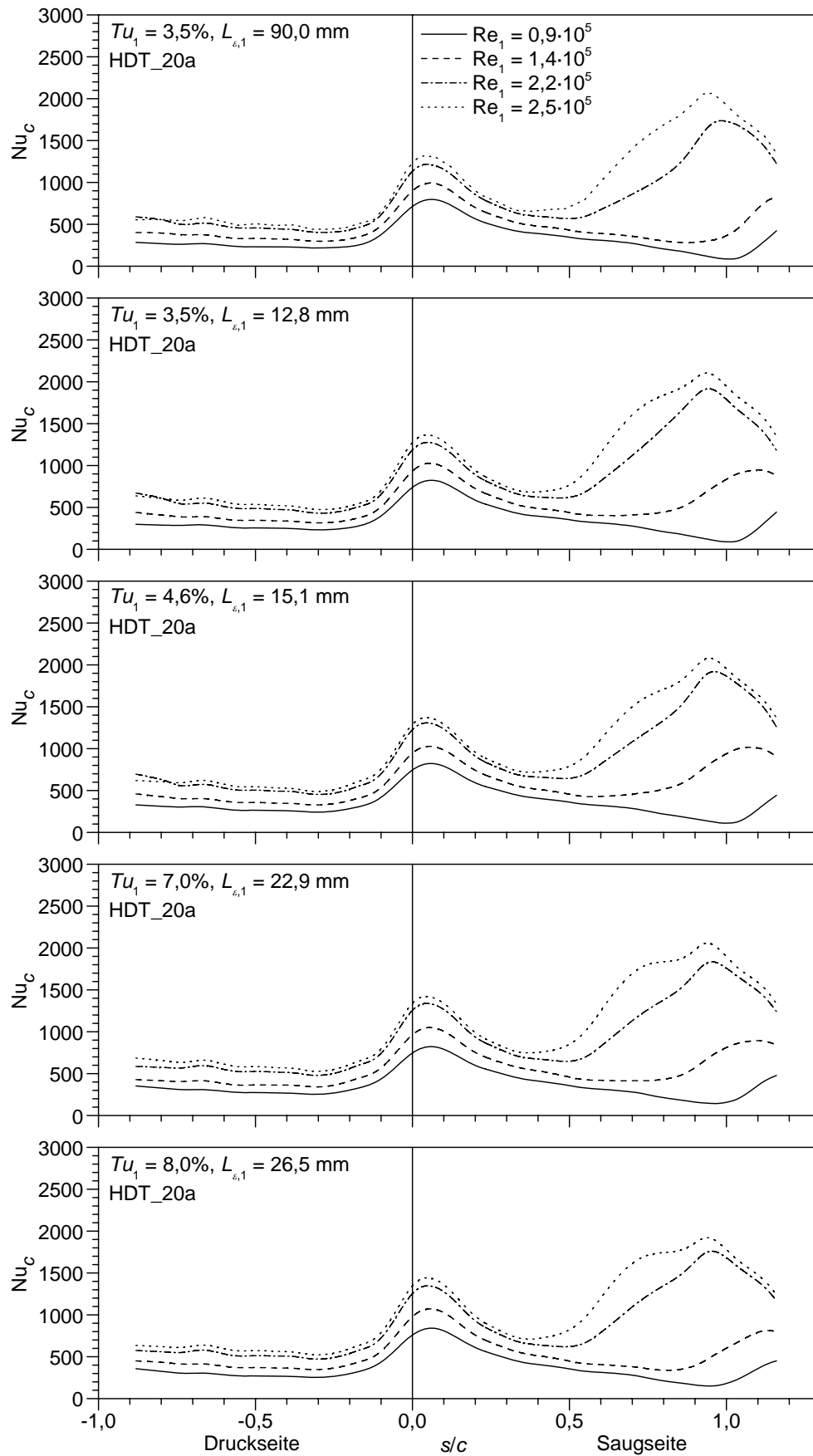
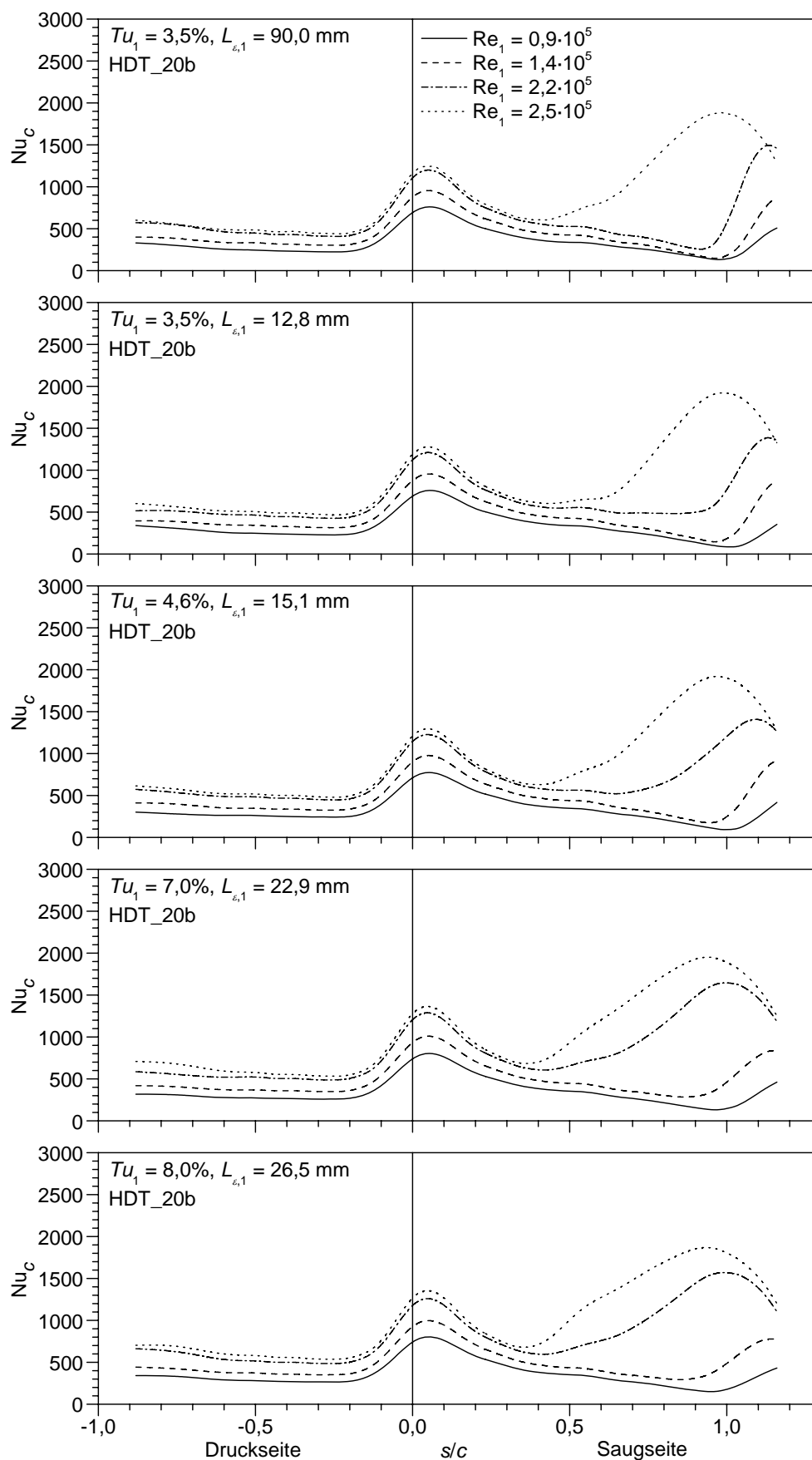
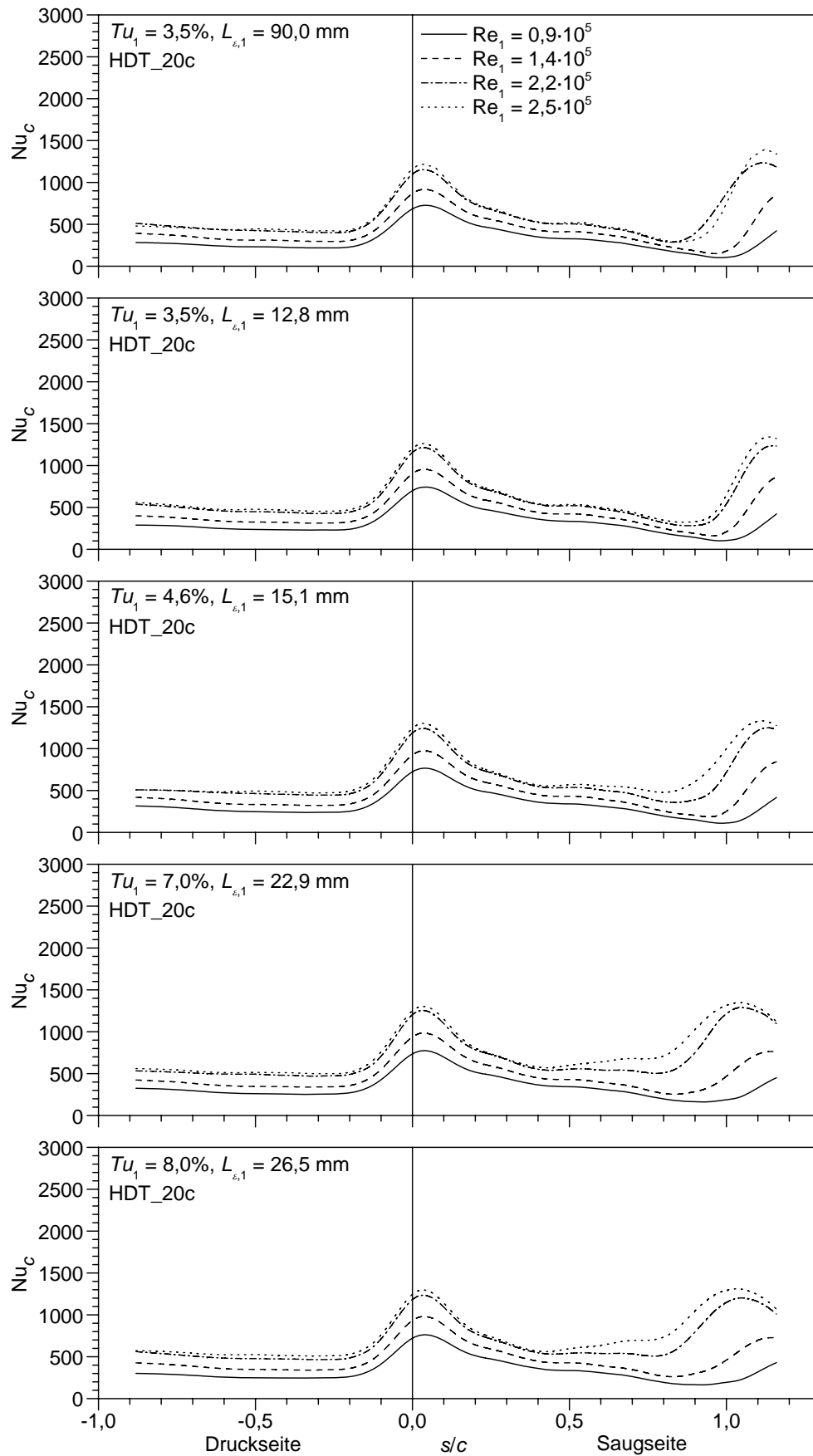


Abb. A.6: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche HDT_10c ($k = 10 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 18,7$)


 Abb. A.7: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche HDT_20a ($k = 20 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,7$)


 Abb. A.8: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche HDT_20b ($k = 20 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 9,2$)


 Abb. A.9: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche HDT_20c ($k = 20 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 18,7$)

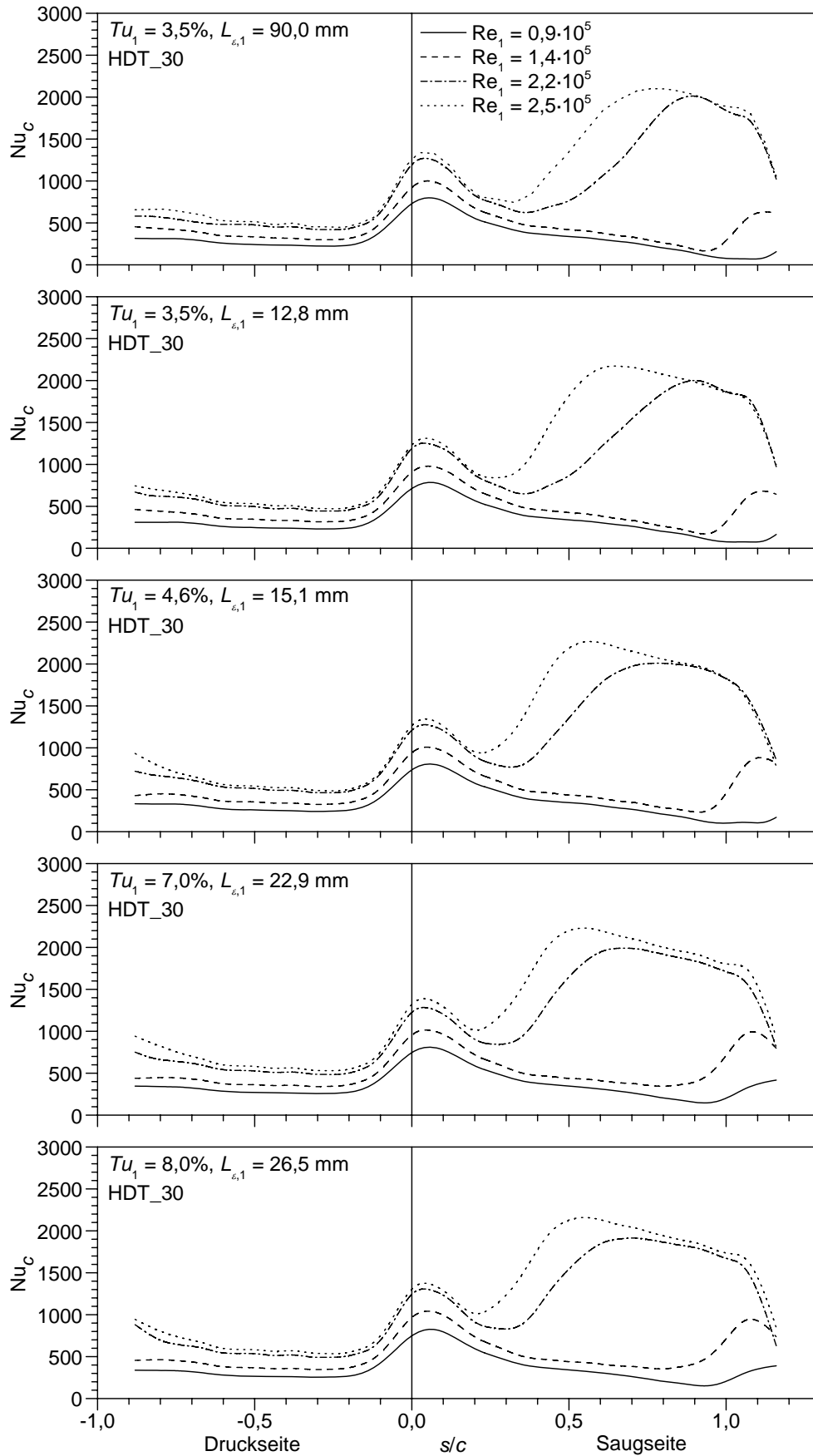
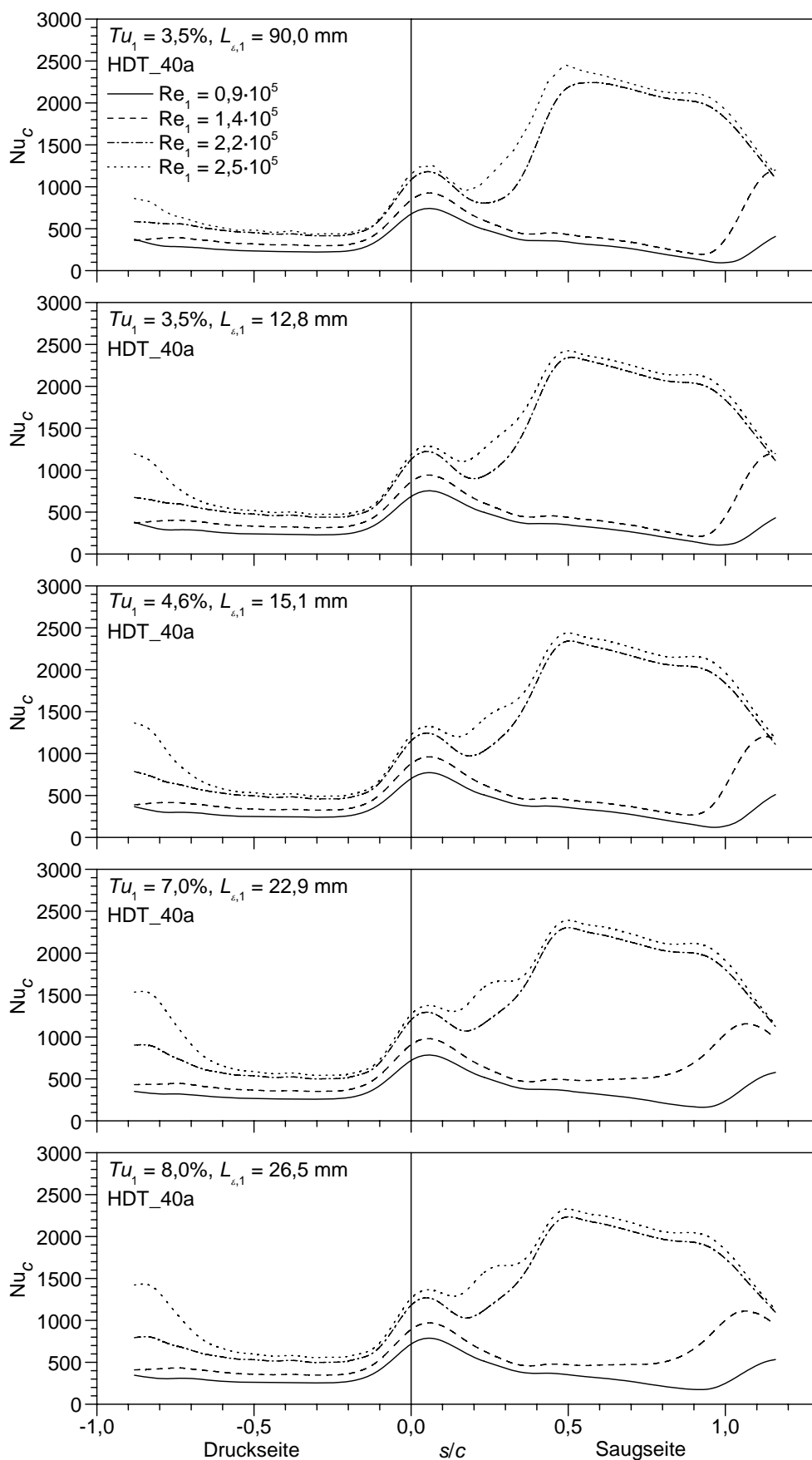


Abb. A.10: Wärmeübergang bei rauher Oberfläche HDT_30 ($k = 30 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,7$)

Abb. A.11: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche HDT_40a ($k = 40 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 3,8$)

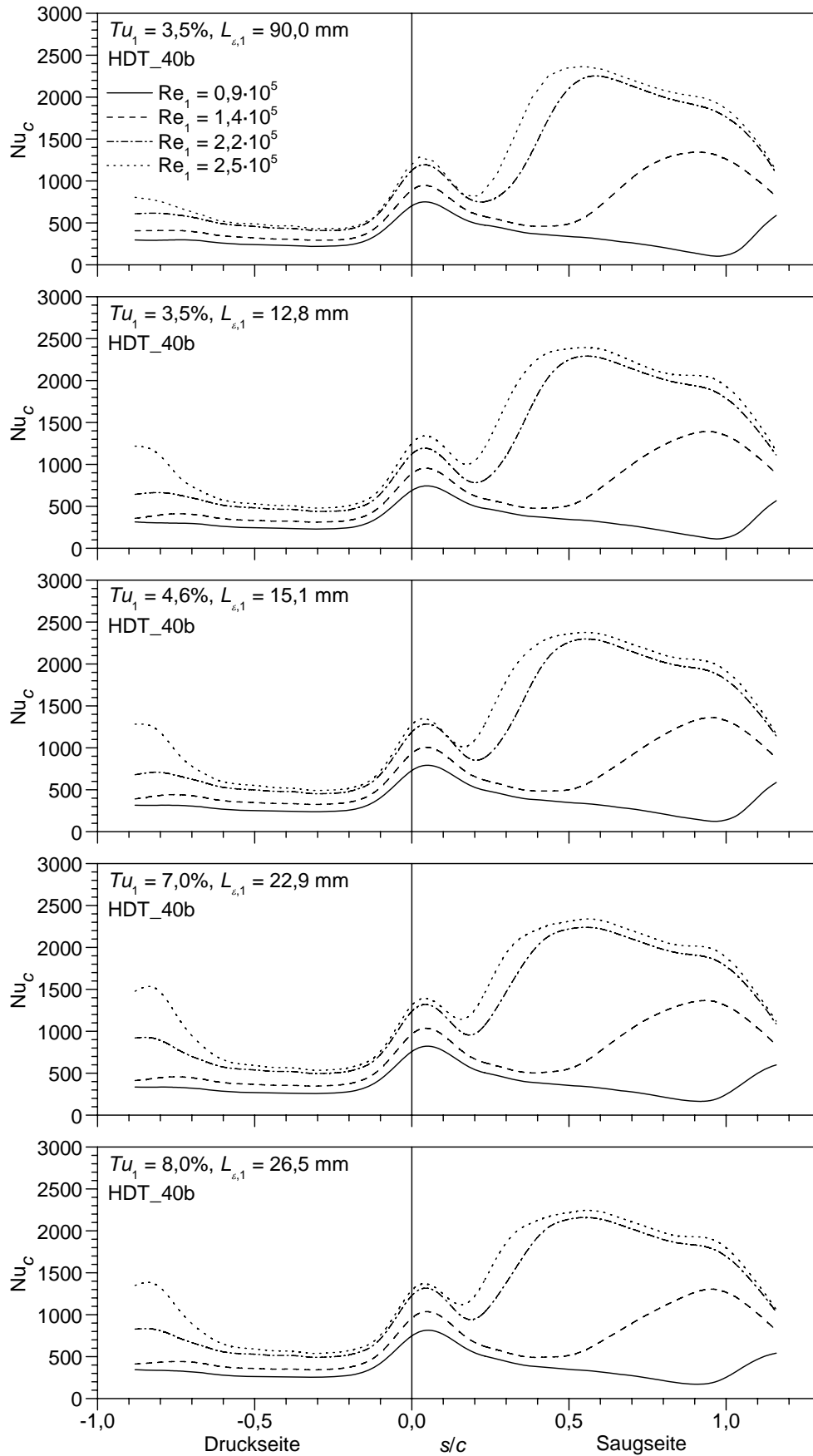
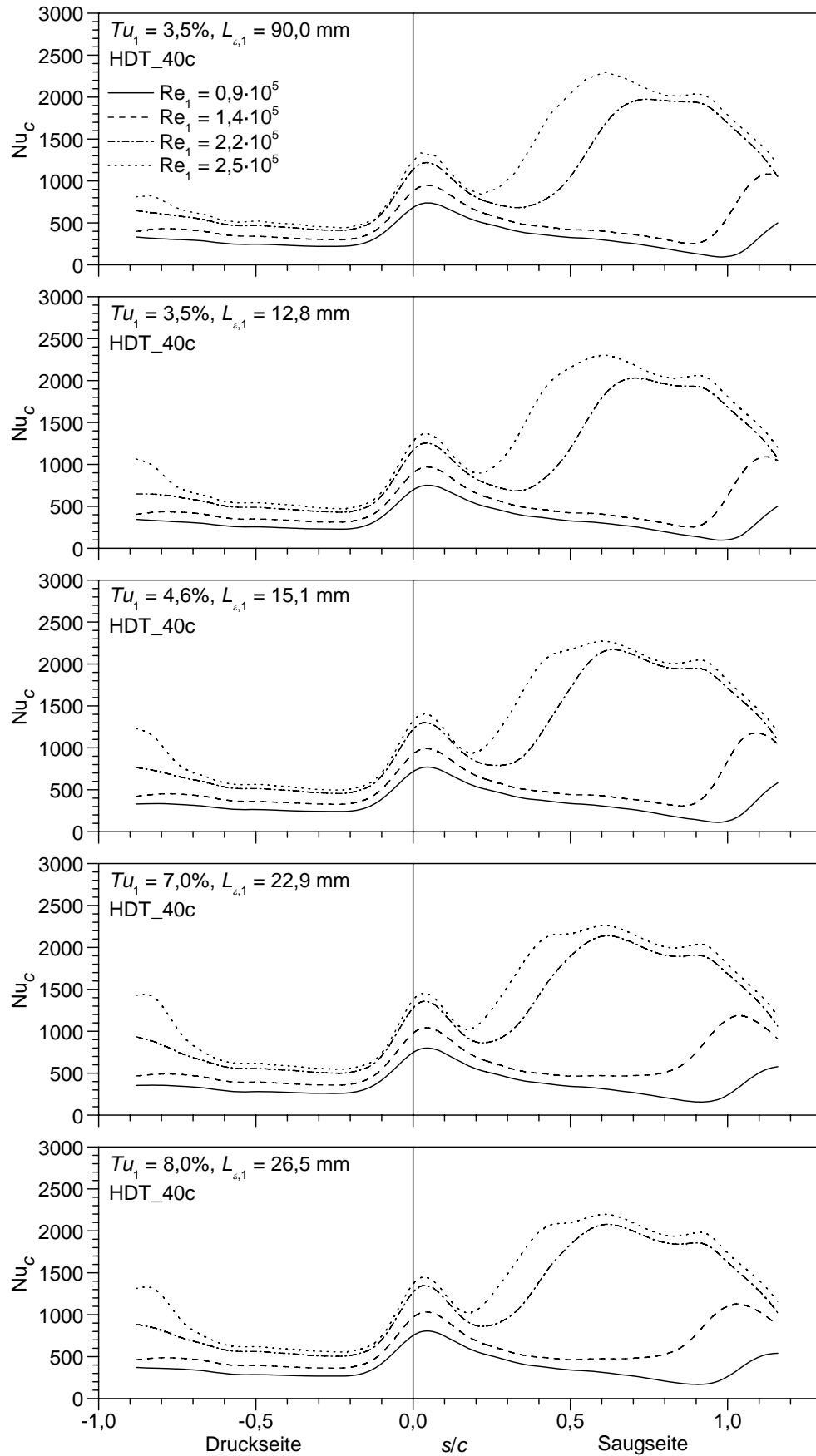


Abb. A.12: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche HDT_40b ($k = 37 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,4$)


 Abb. A.13: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche HDT_40c ($k = 40 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 10,5$)

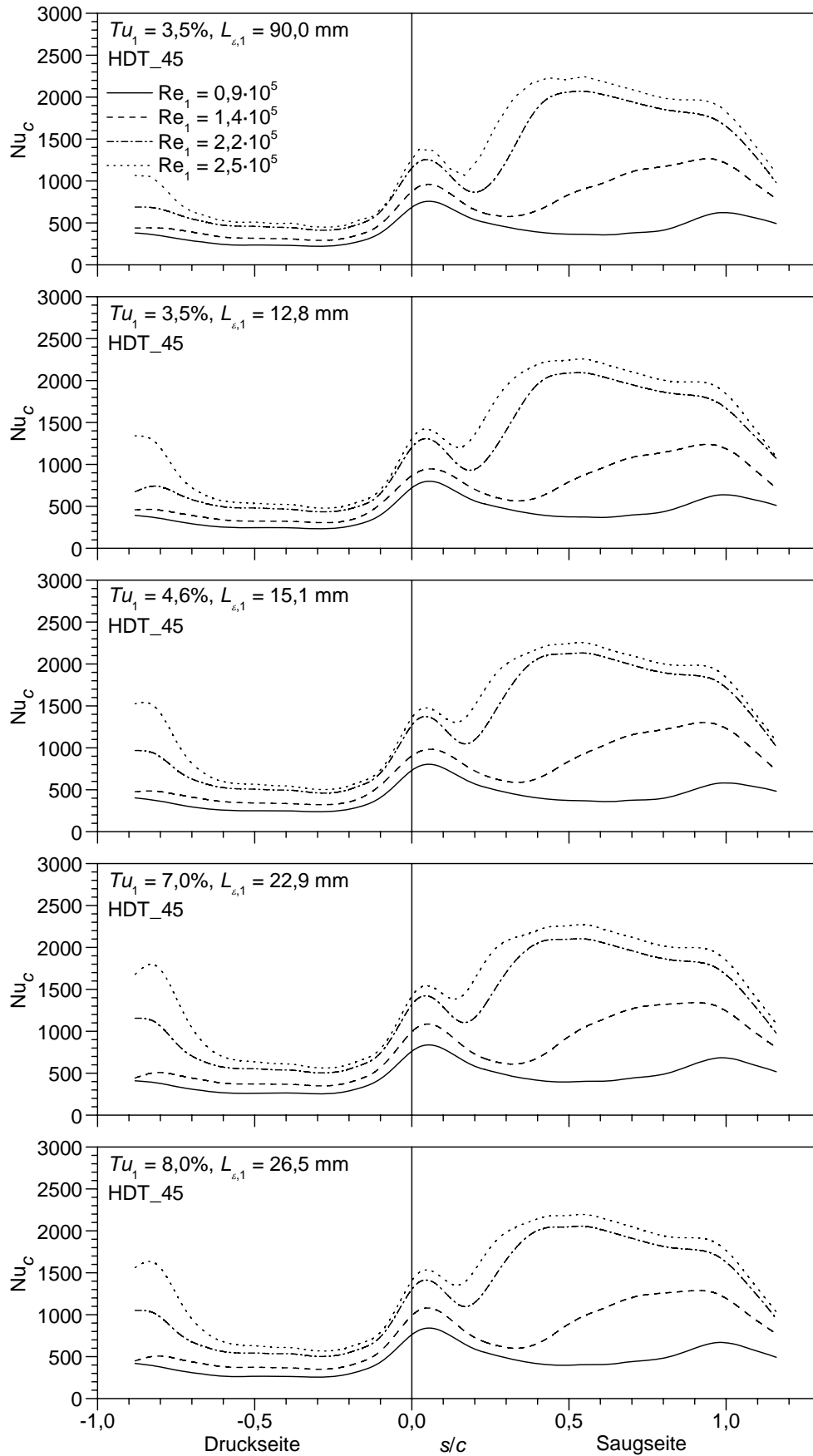


Abb. A.14: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche HDT_45 ($k = 45 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 11,4$)

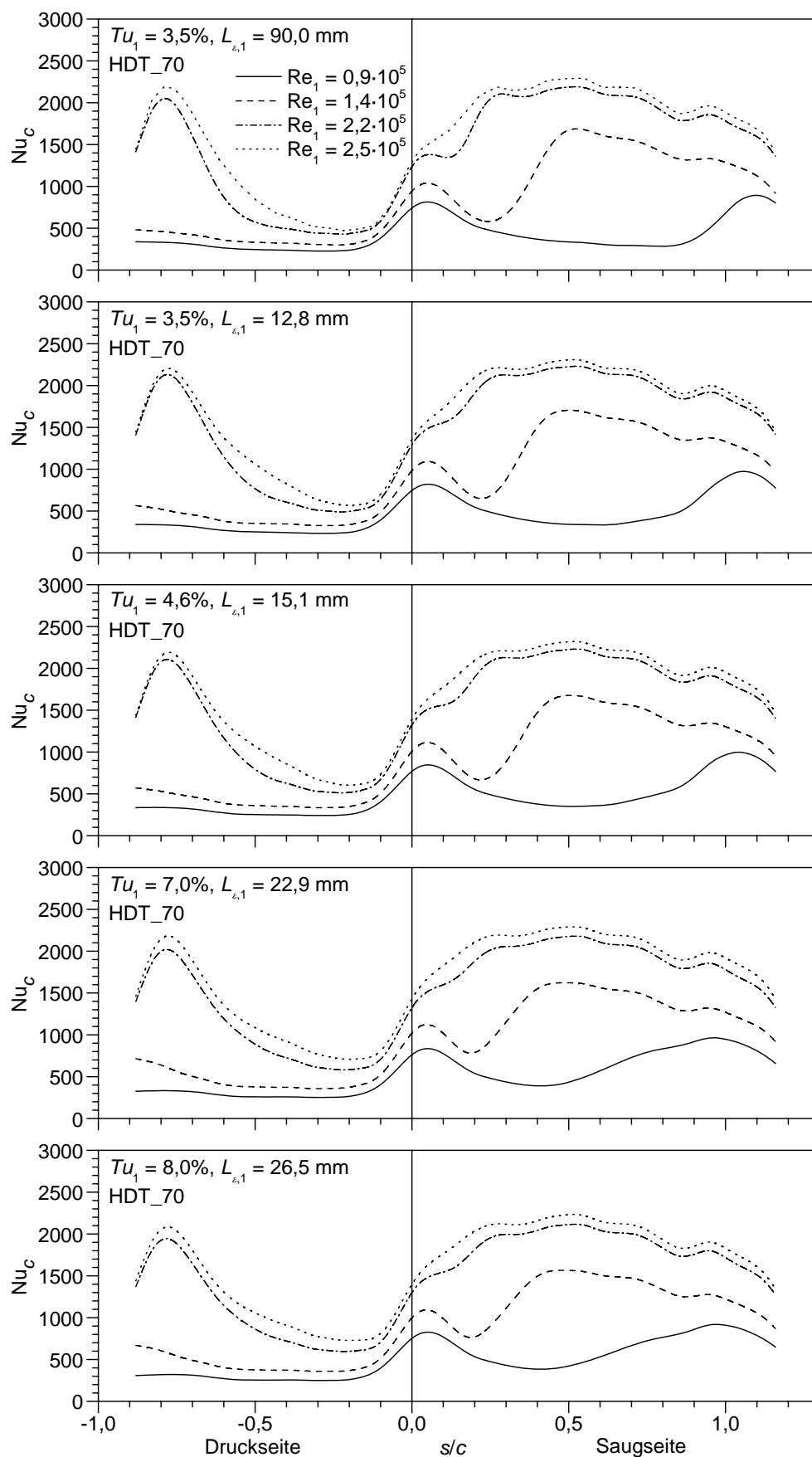


Abb. A.15: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche HDT_70 ($k = 70 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,2$)

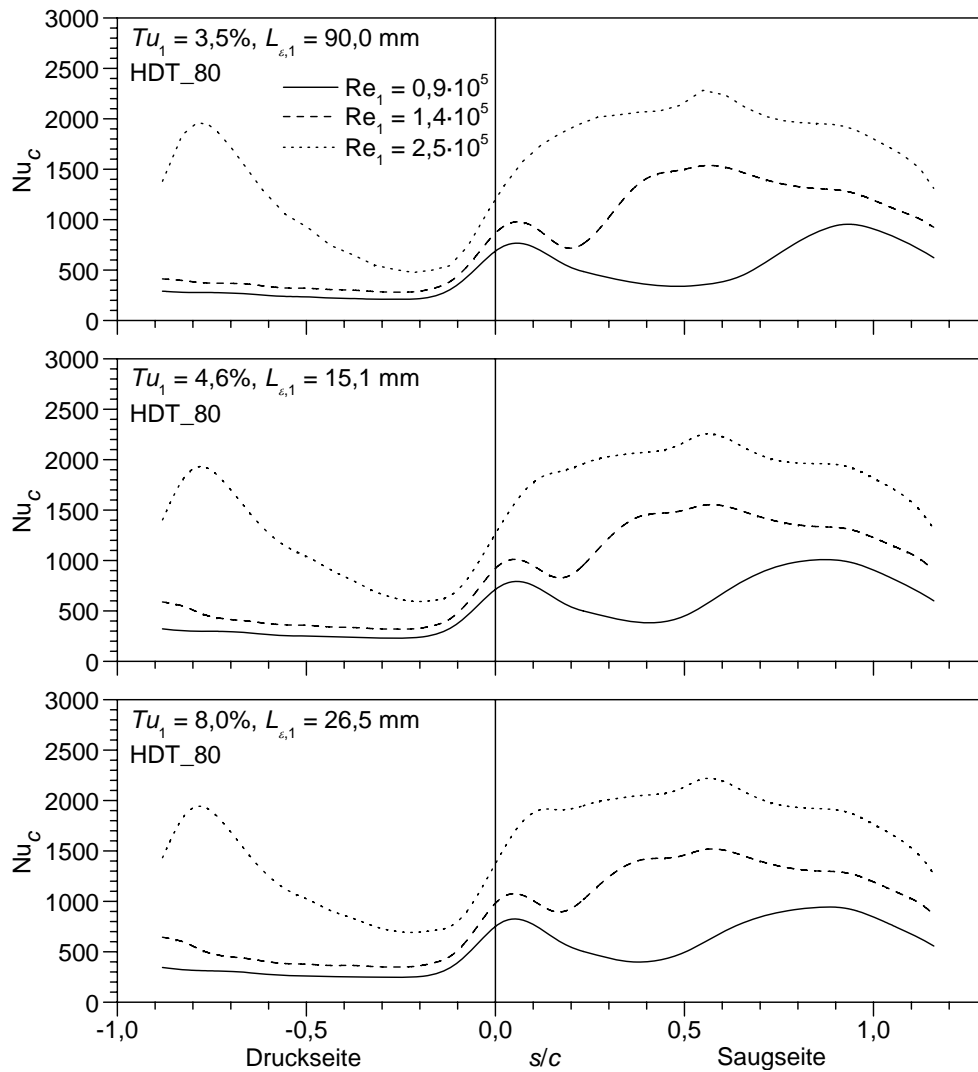


Abb. A.16: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche HDT_80 ($k = 80 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 10,5$)

A.5 Wärmeübergangsverteilungen am Niederdruckleitgitter

Die Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen am Niederdruckleitgitter bei fünf unterschiedlichen Anströmreynoldszahlen, drei verschiedenen Turbulenzgraden und 20 Oberflächenrauigkeiten sind auf den folgenden Seiten dargestellt. Die Auftragung erfolgt getrennt nach Rauigkeit und Reynoldszahl, so dass in einem Diagramm jeweils Kurven unterschiedlicher Turbulenzgrade aufgetragen sind. Im Gegensatz zum Hochdruckleitgitter, unterscheiden sich die Verteilungen bei variierender Anströmturbulenz sehr viel stärker als bei unterschiedlicher Reynoldszahl. Die verwendete Darstellungsweise stellt deshalb sicher, dass die aufgetragenen Verläufe gut zu unterscheiden sind.

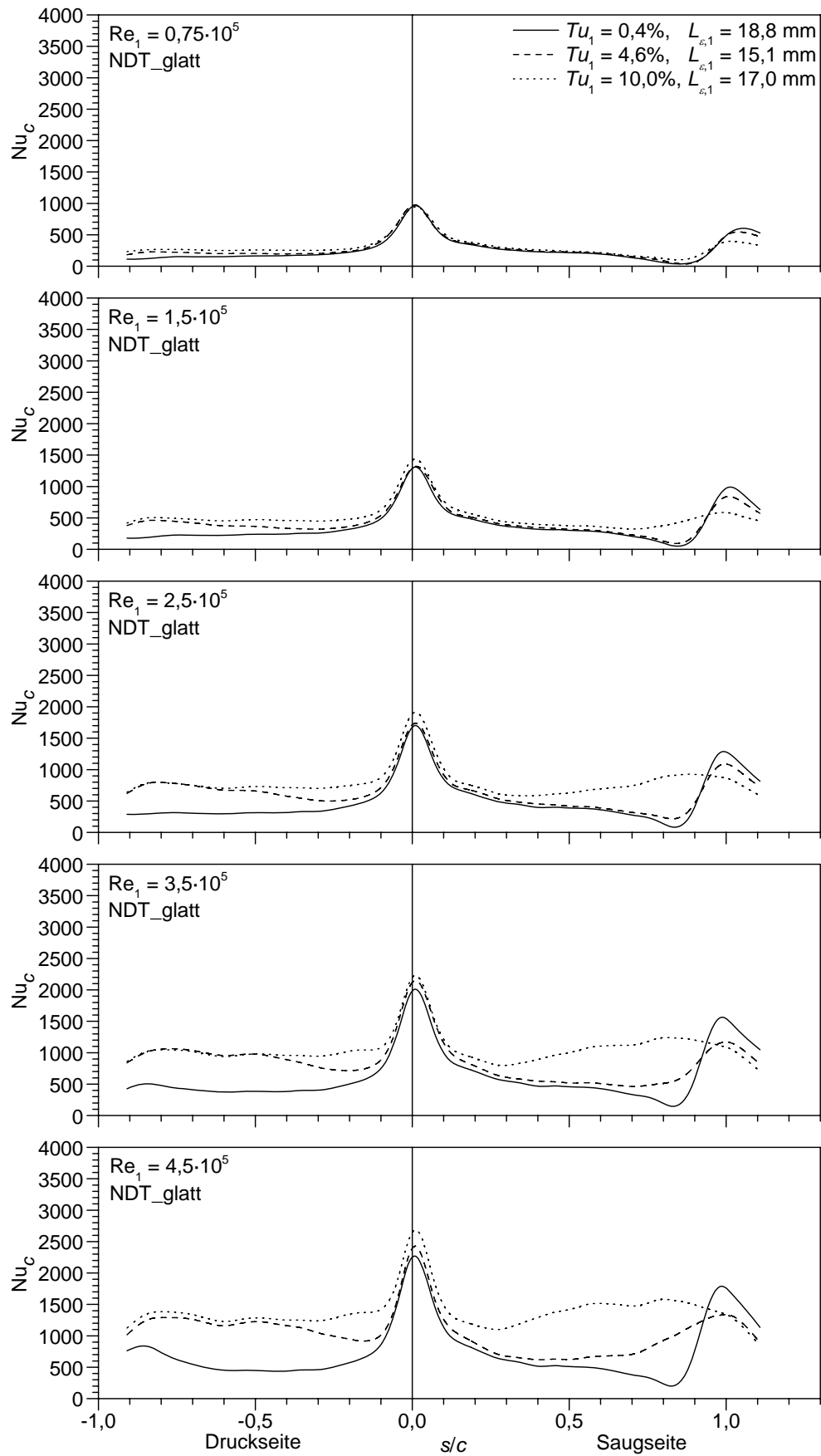


Abb. A.17: Wärmeübergang bei glatter Oberfläche (NDT_glatt)

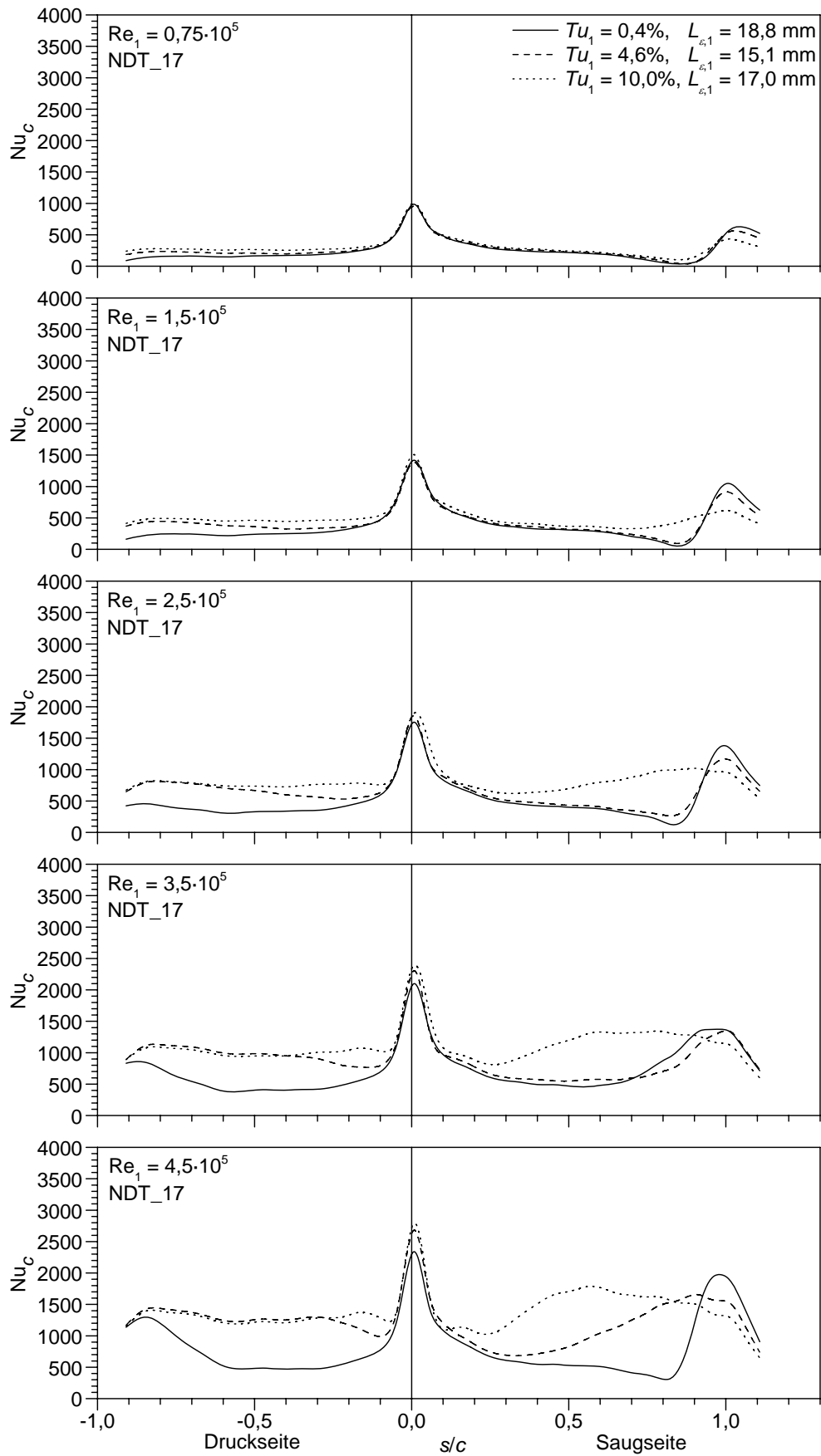
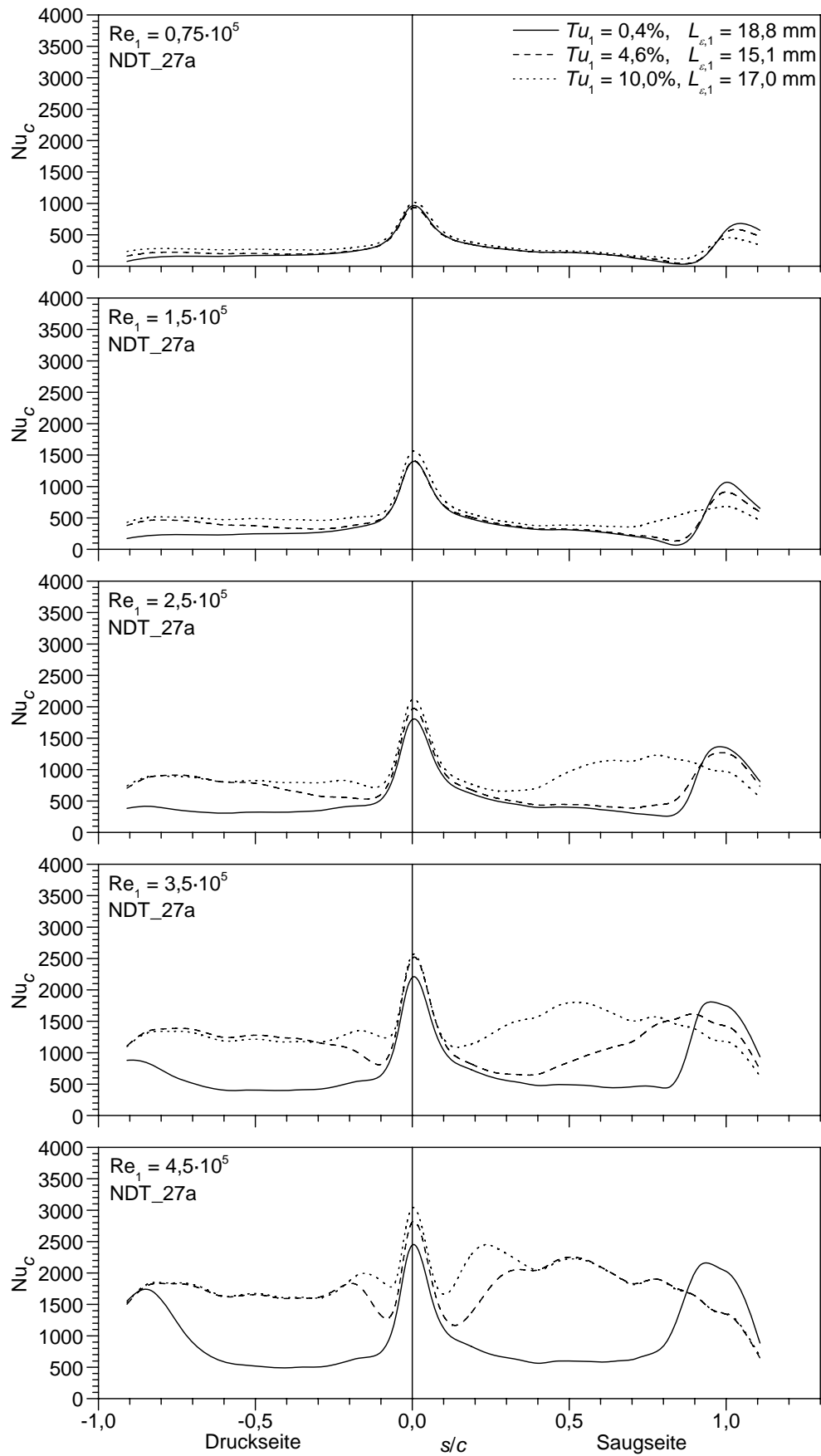
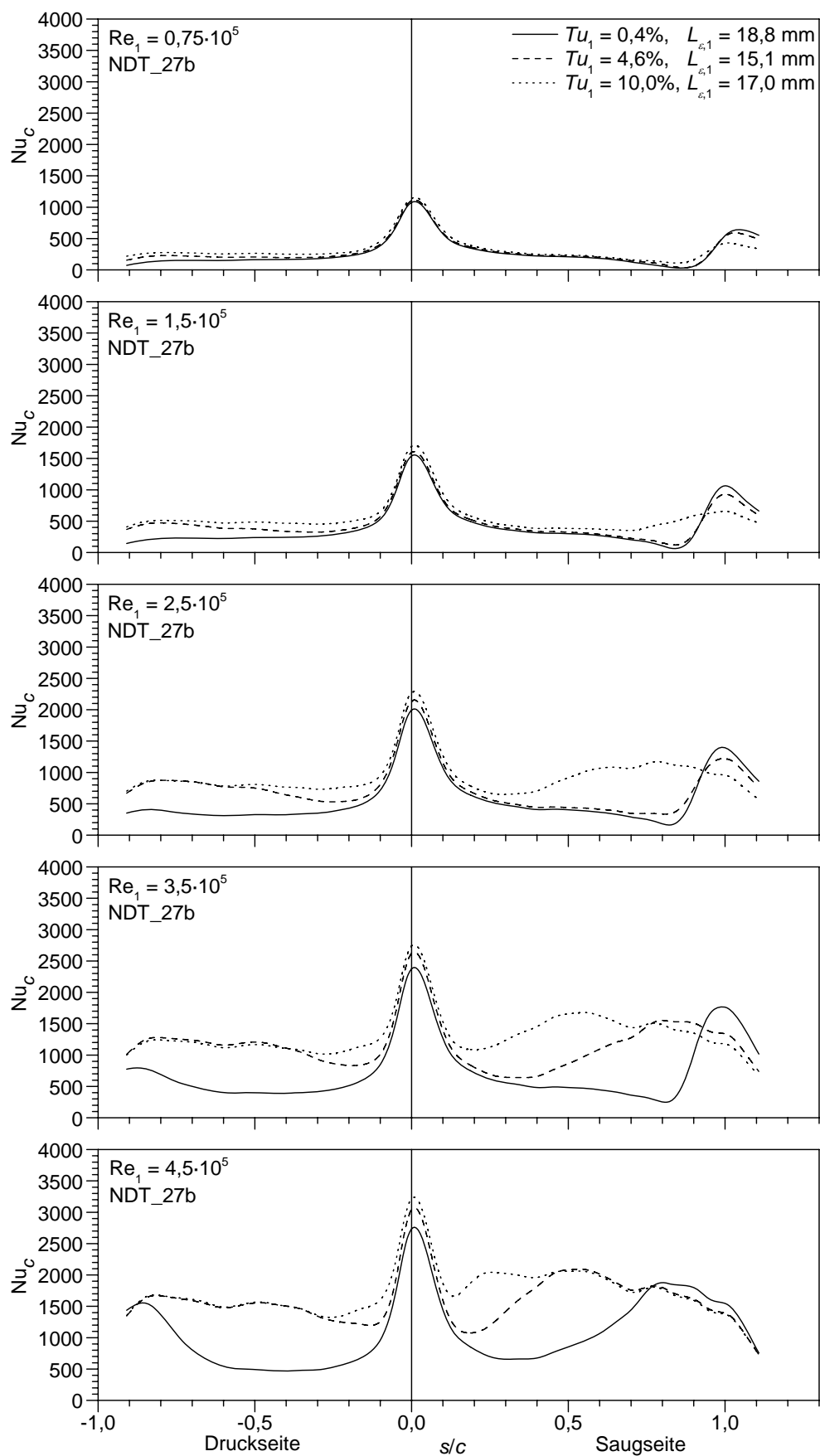


Abb. A.18: Wärmeübergang bei rauher Oberfläche NDT_17 ($k = 17 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 3,3$)

Abb. A.19: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_27a ($k = 27 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 4,0$)


 Abb. A.20: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_27b ($k = 27 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 8,9$)

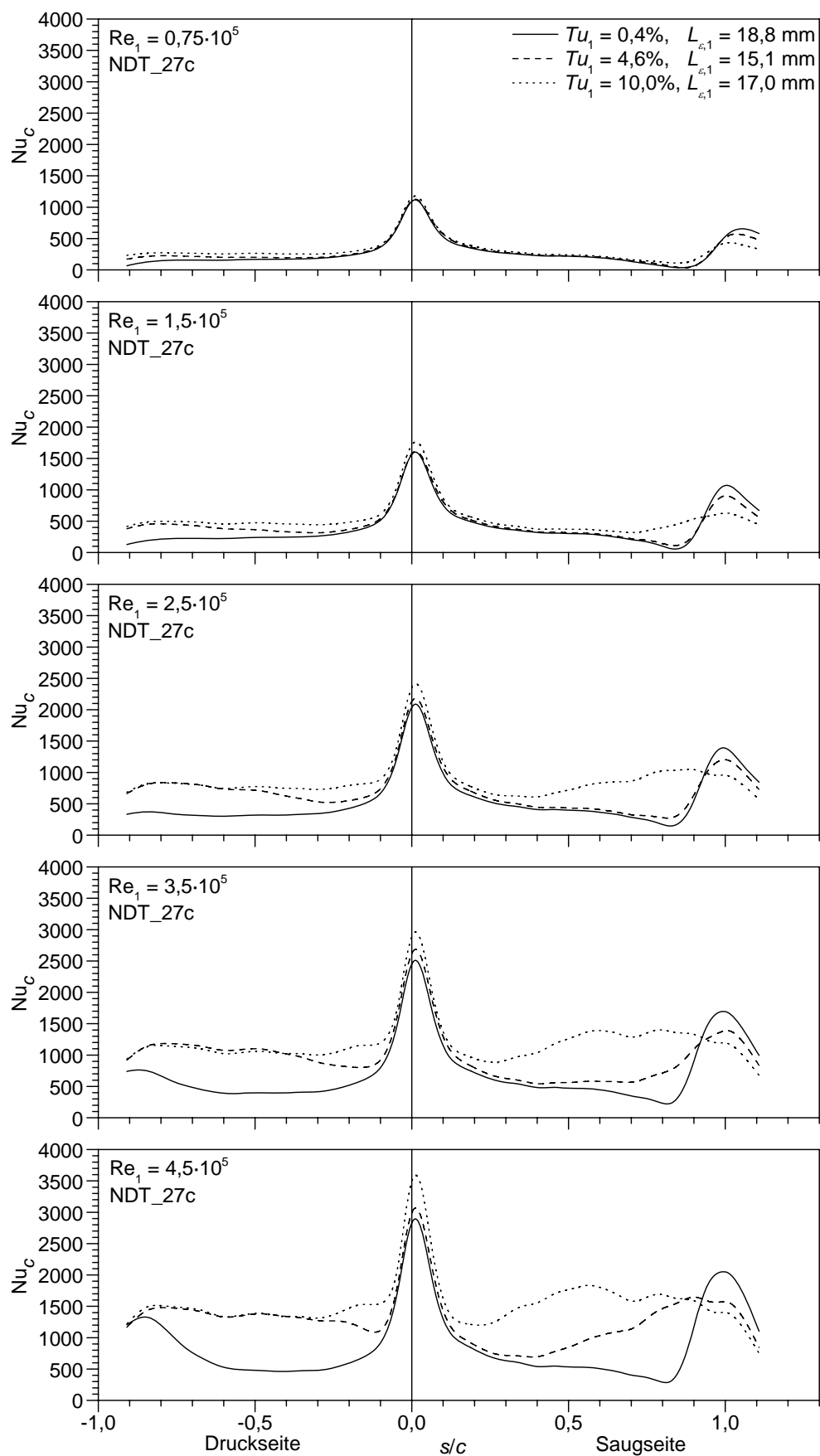
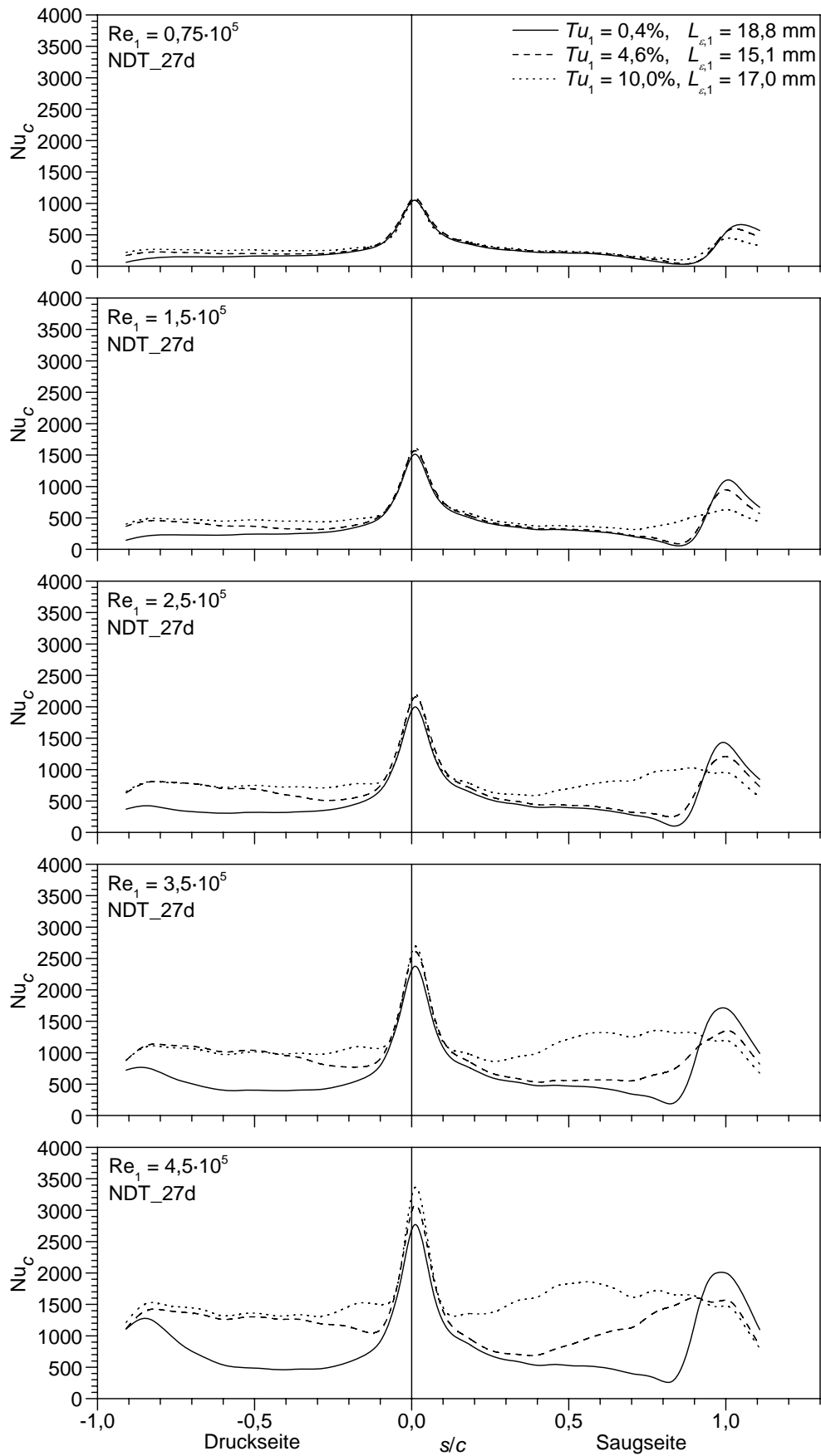
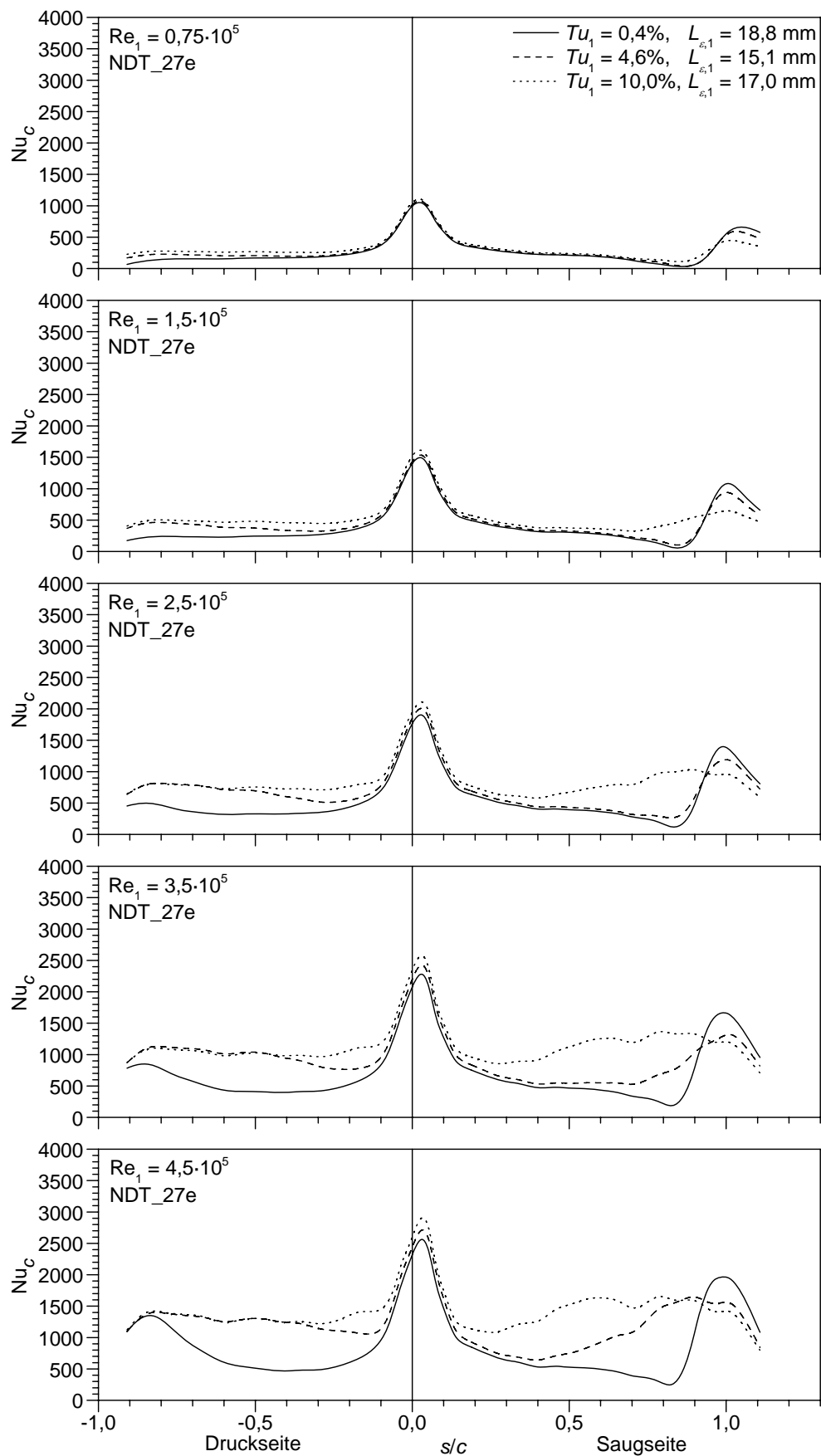


Abb. A.21: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_27c ($k = 27 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 15,9$)


 Abb. A.22: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_27d ($k = 27 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 24,8$)


 Abb. A.23: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_27e ($k = 27 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 63,5$)

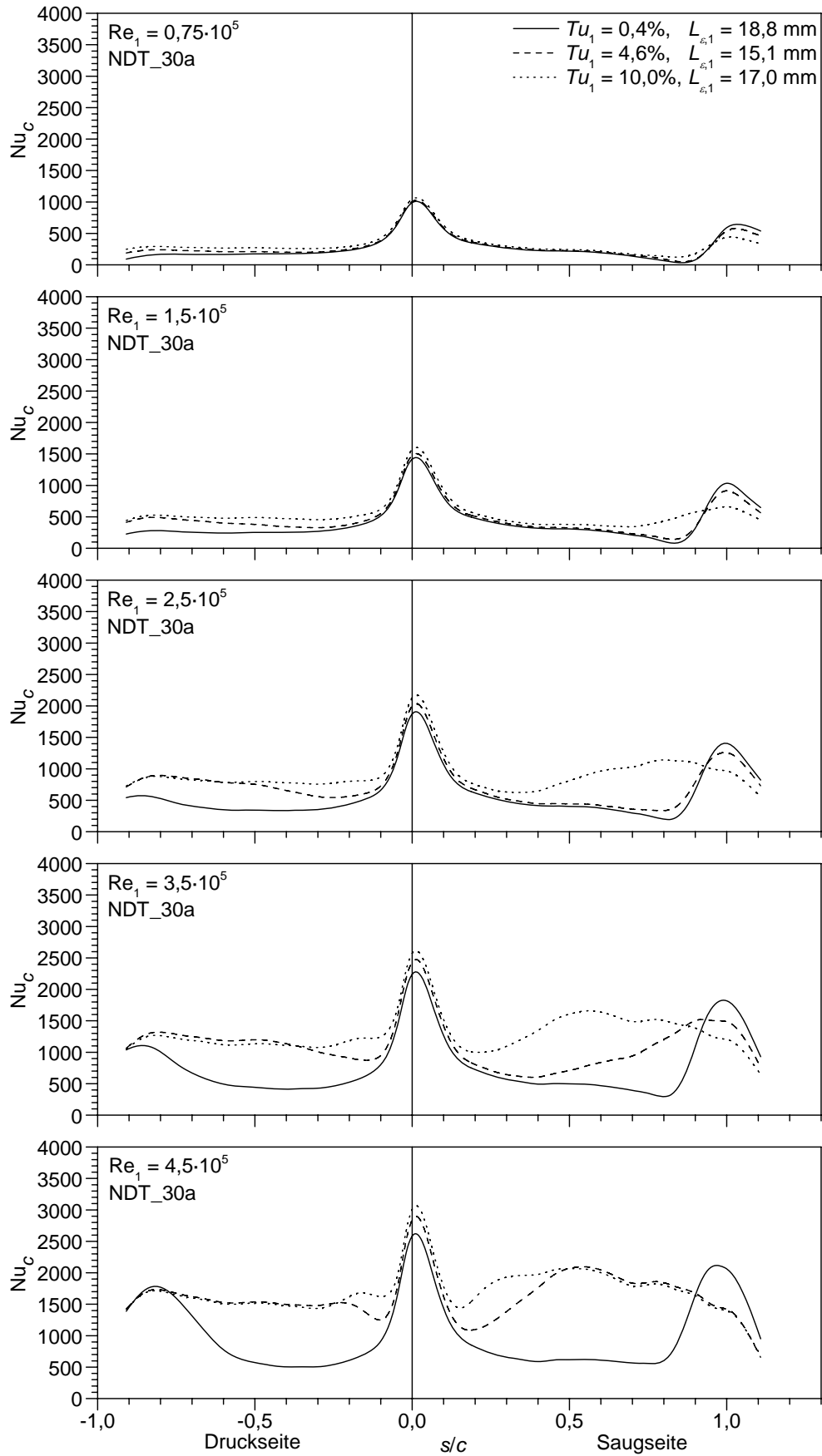


Abb. A.24: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_{30a} ($k = 30 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 2,4$)

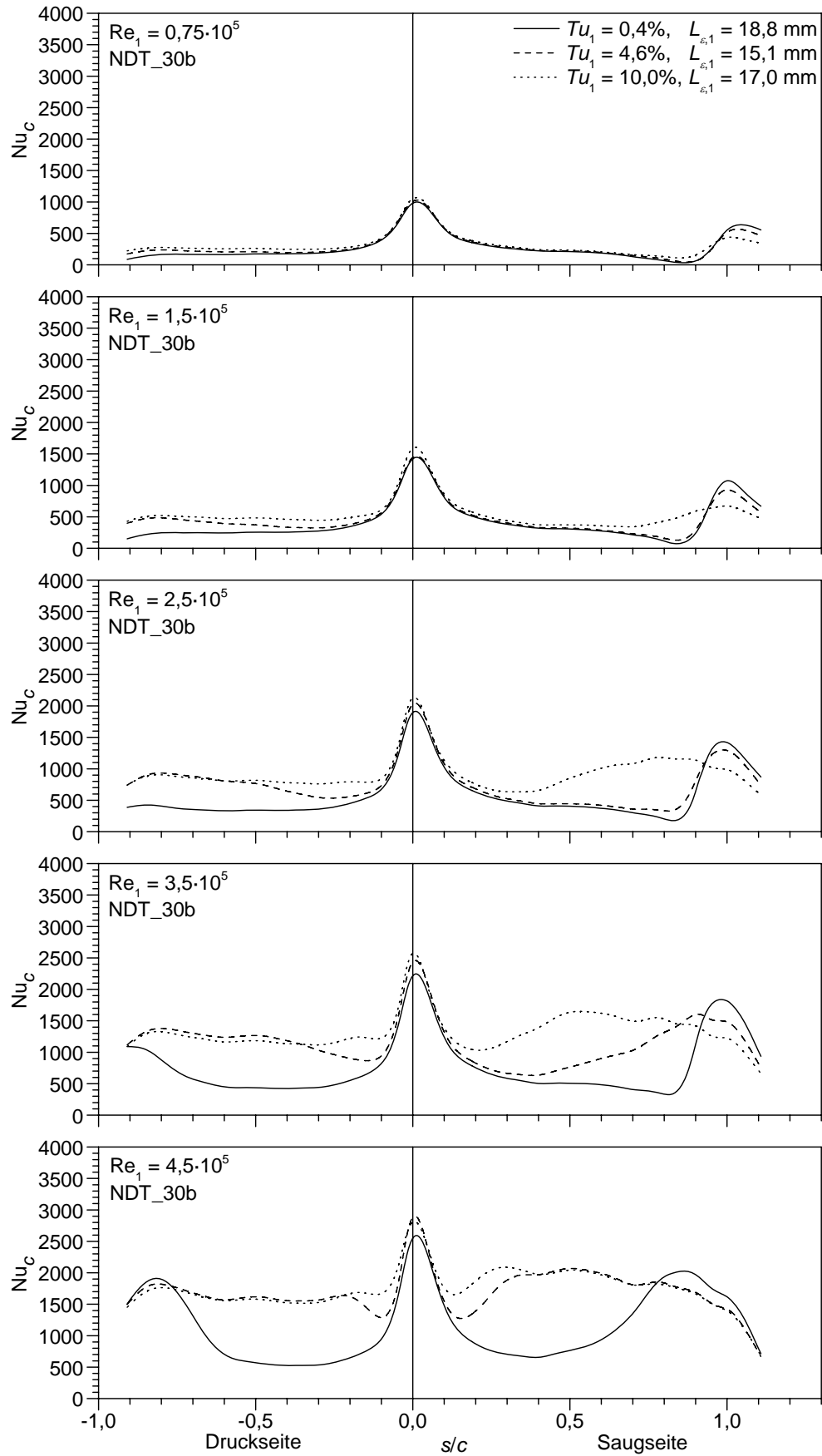
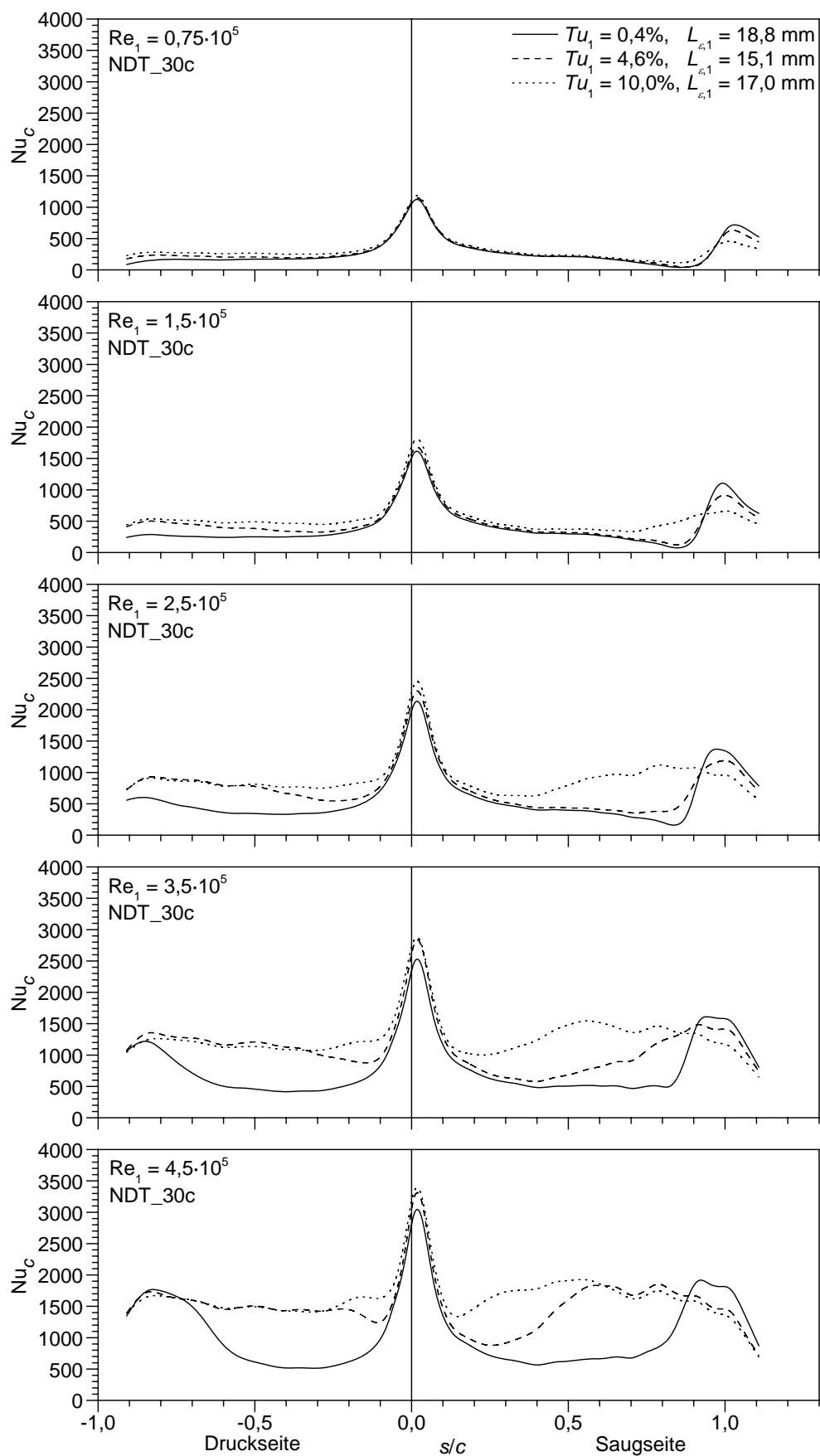
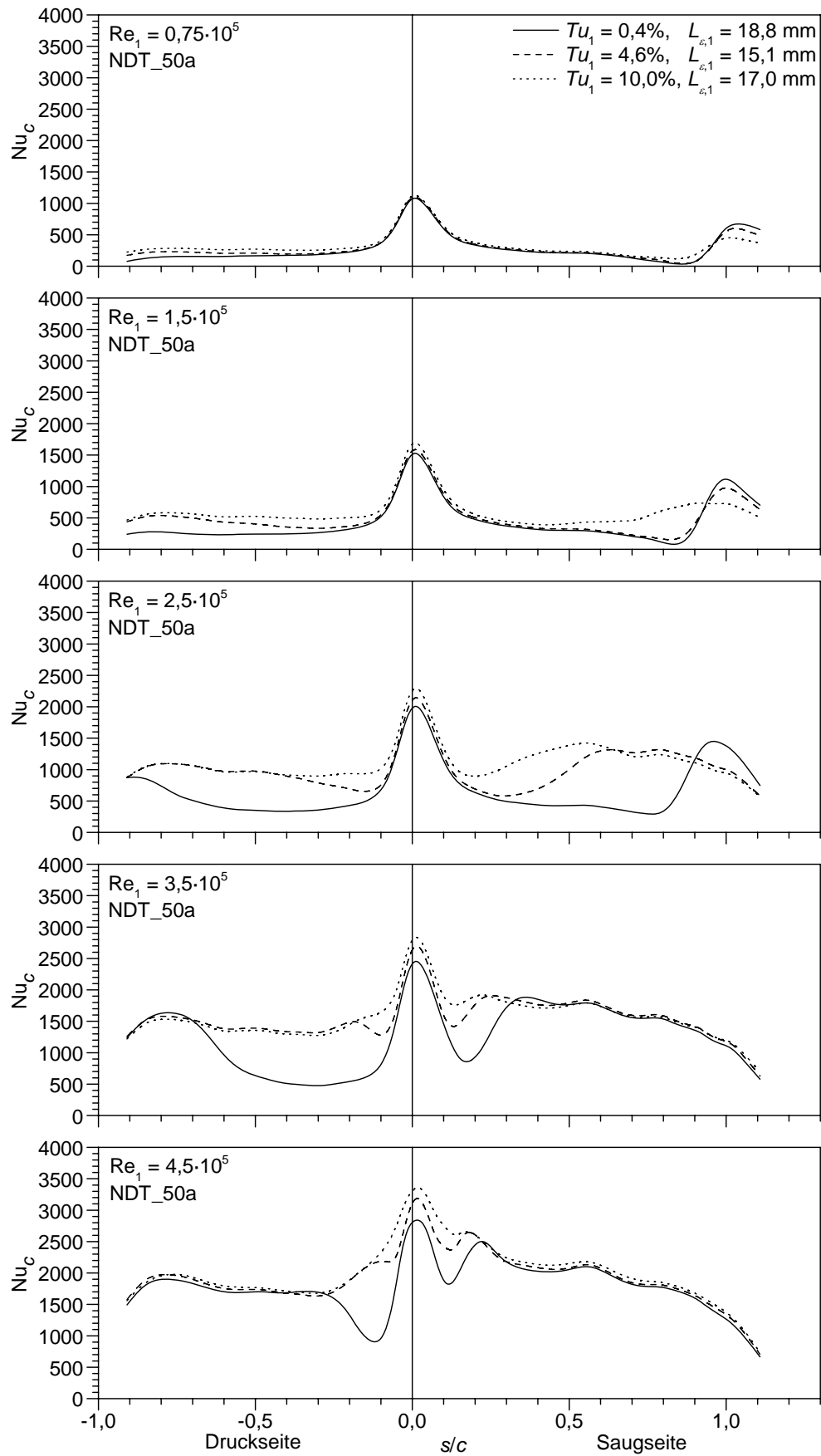


Abb. A.25: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_30b ($k = 30 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 4,3$)


 Abb. A.26: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_30c ($k = 30 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 9,6$)

Abb. A.27: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_{50a} ($k = 50 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$)

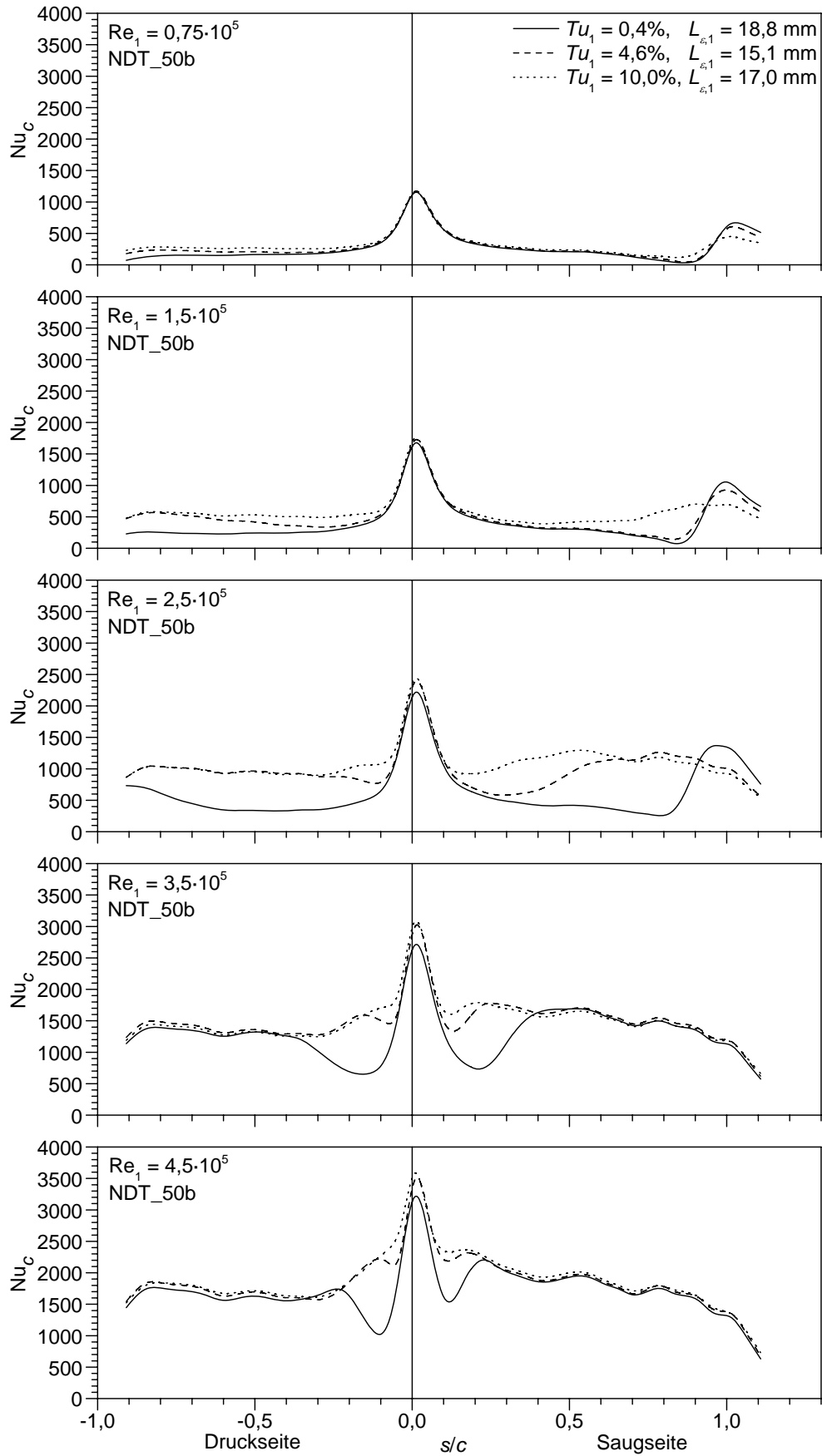


Abb. A.28: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_50b ($k = 50 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 11,1$)

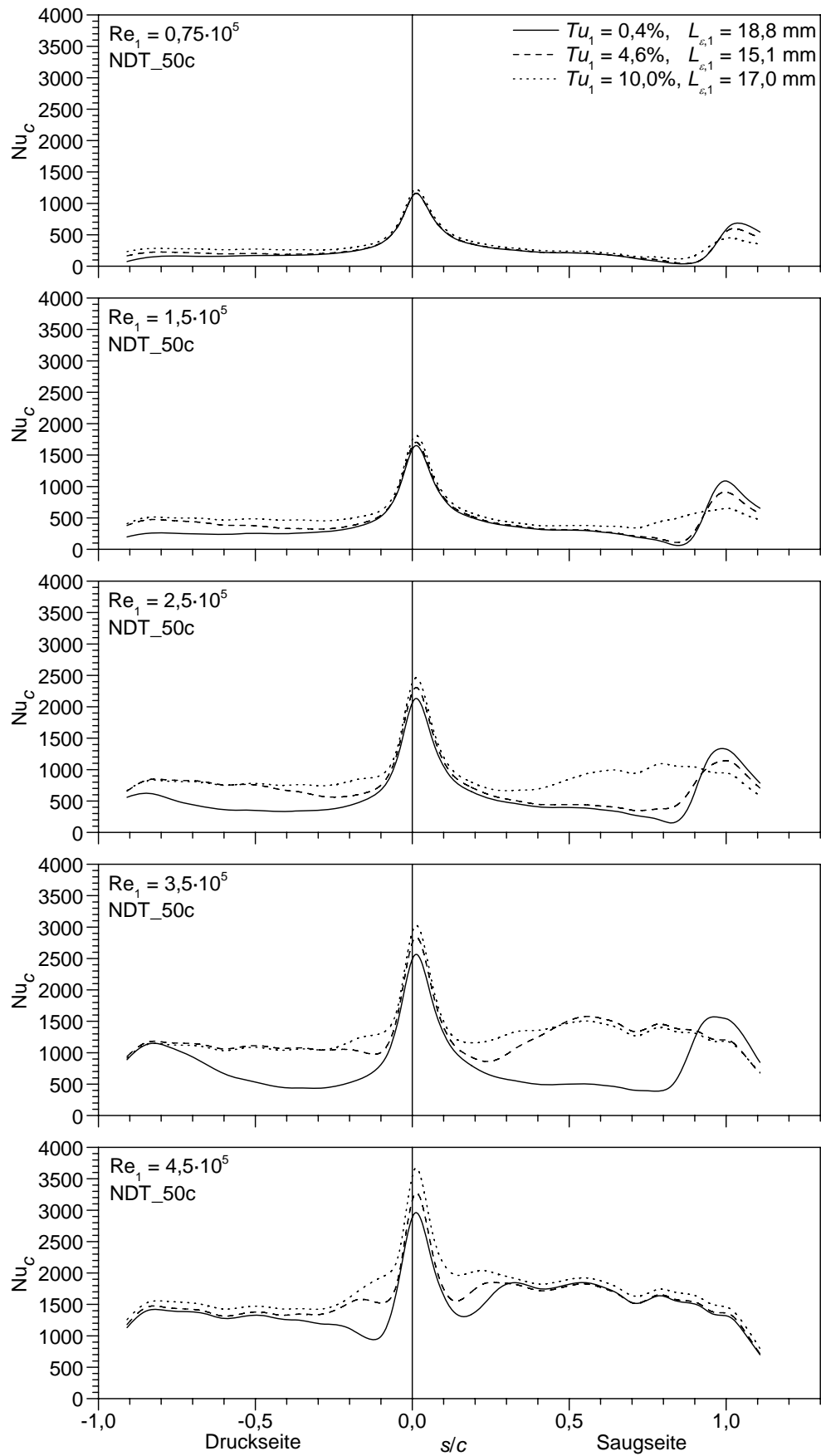
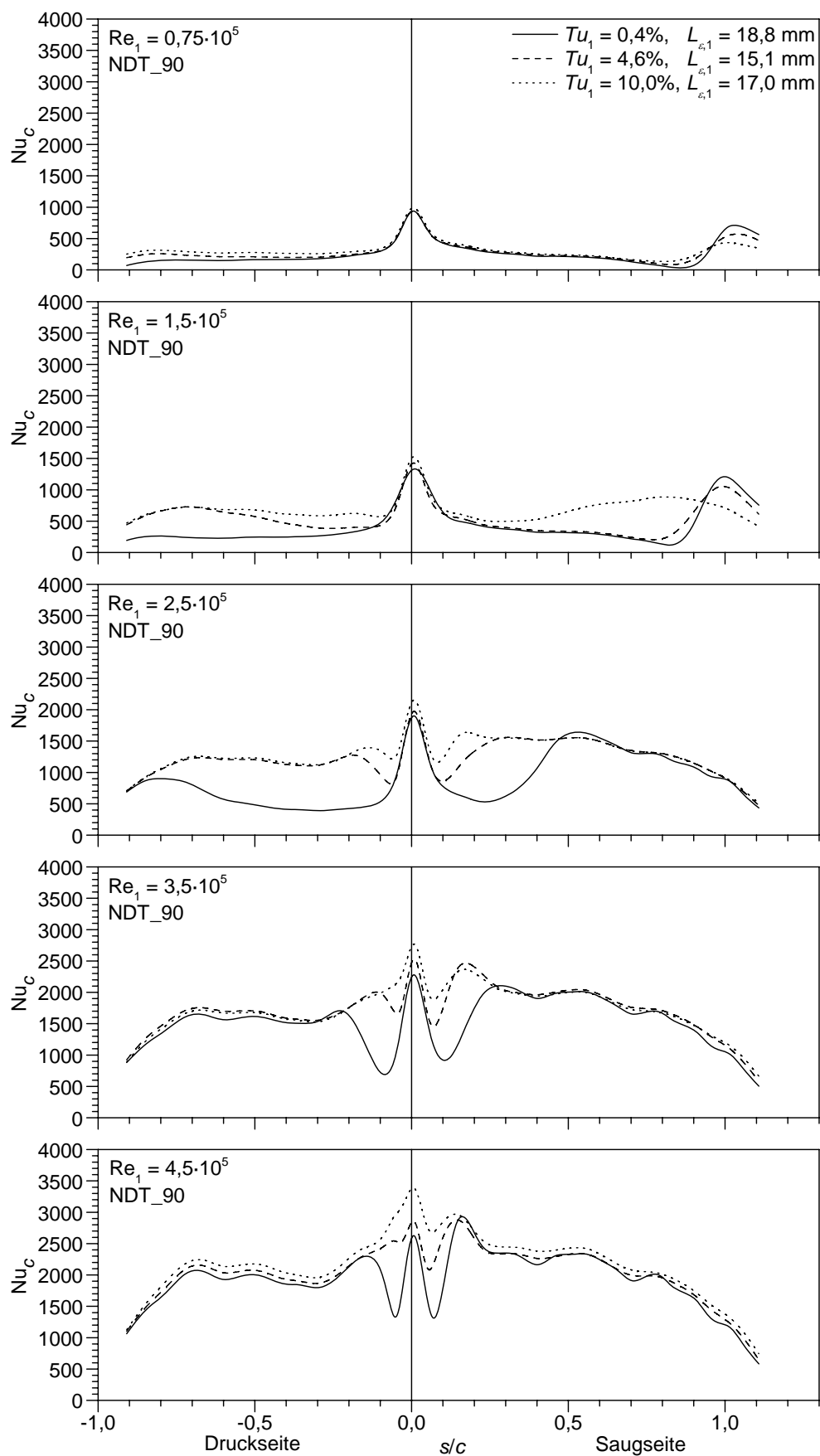
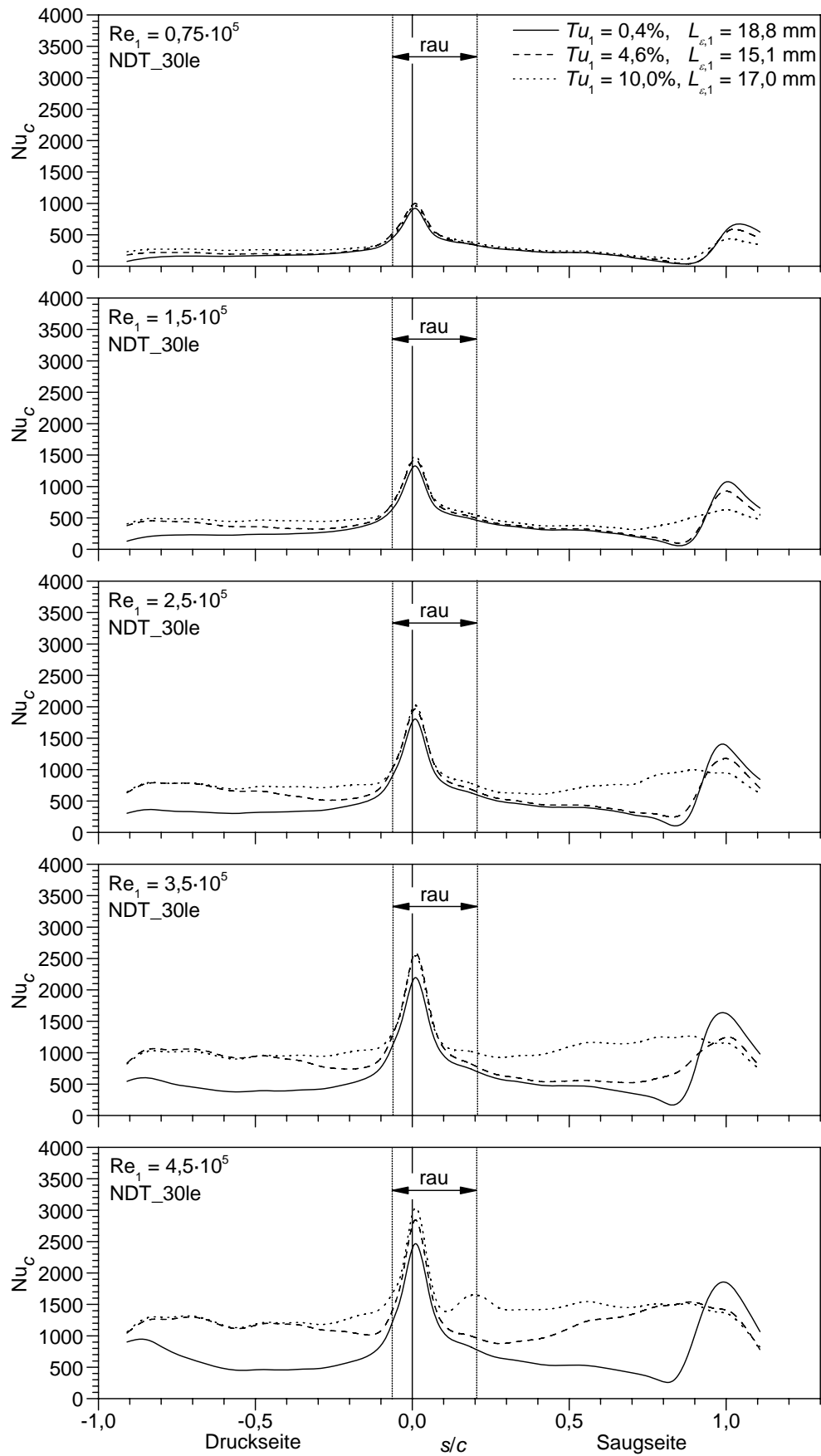
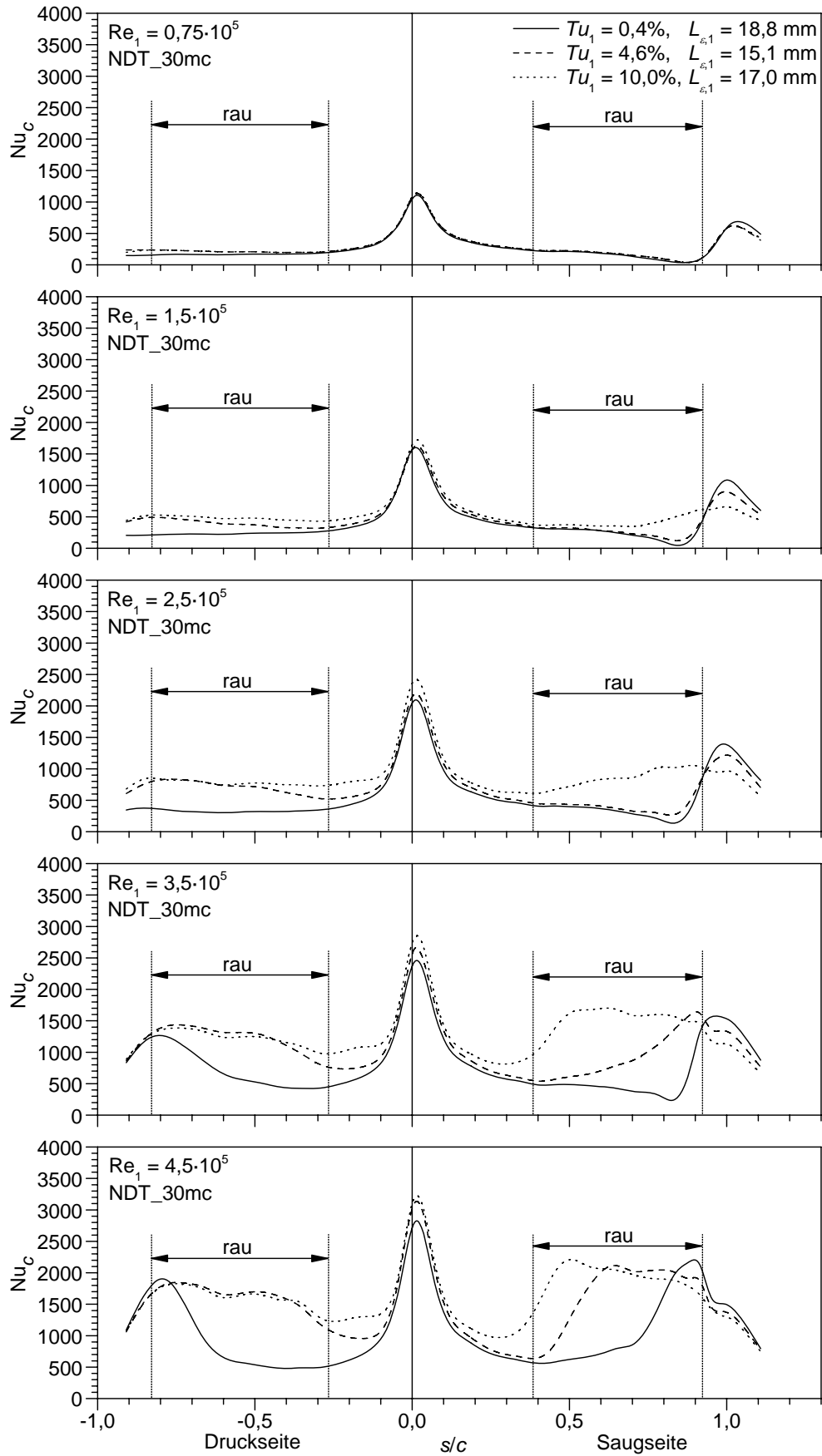
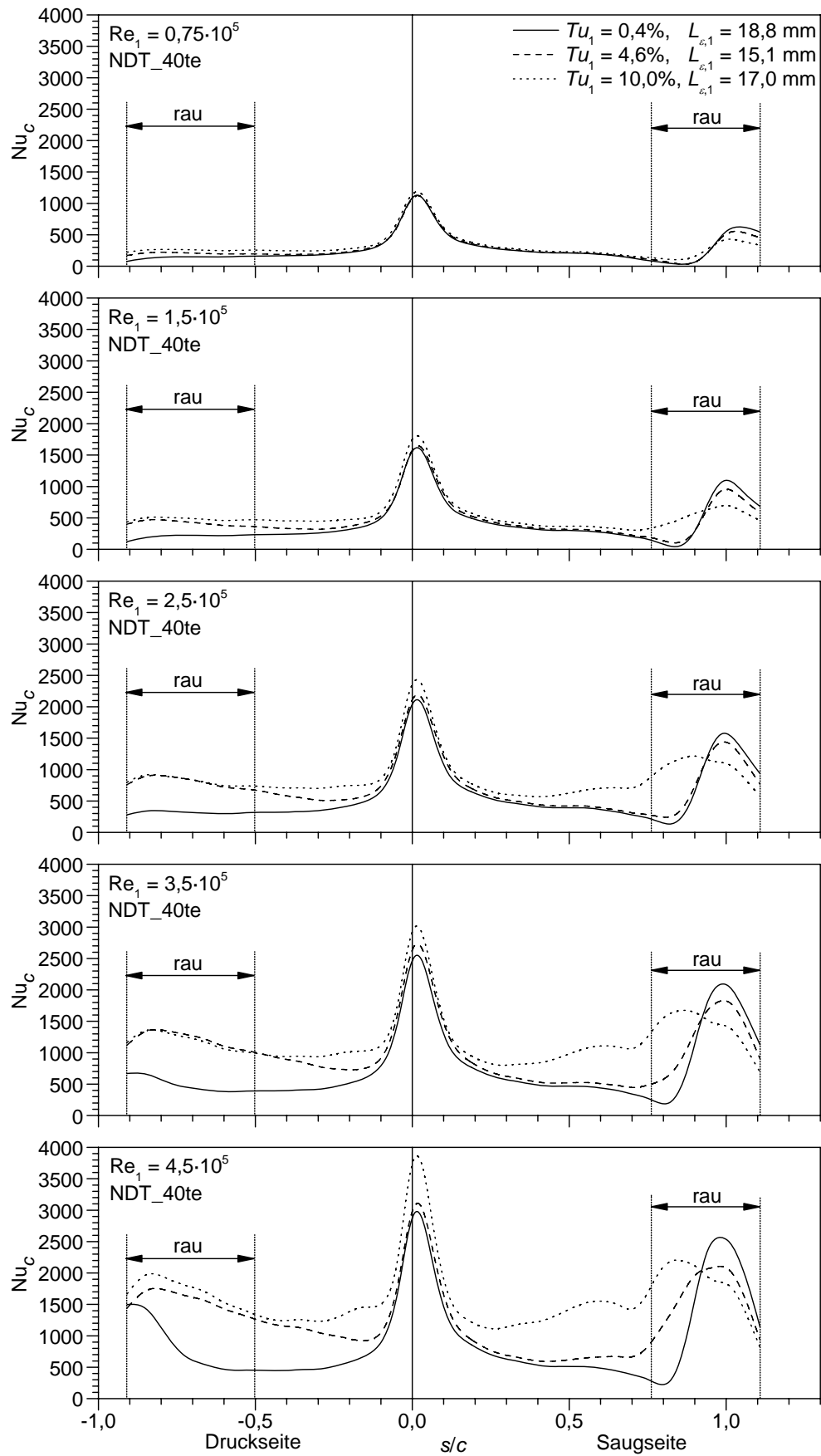


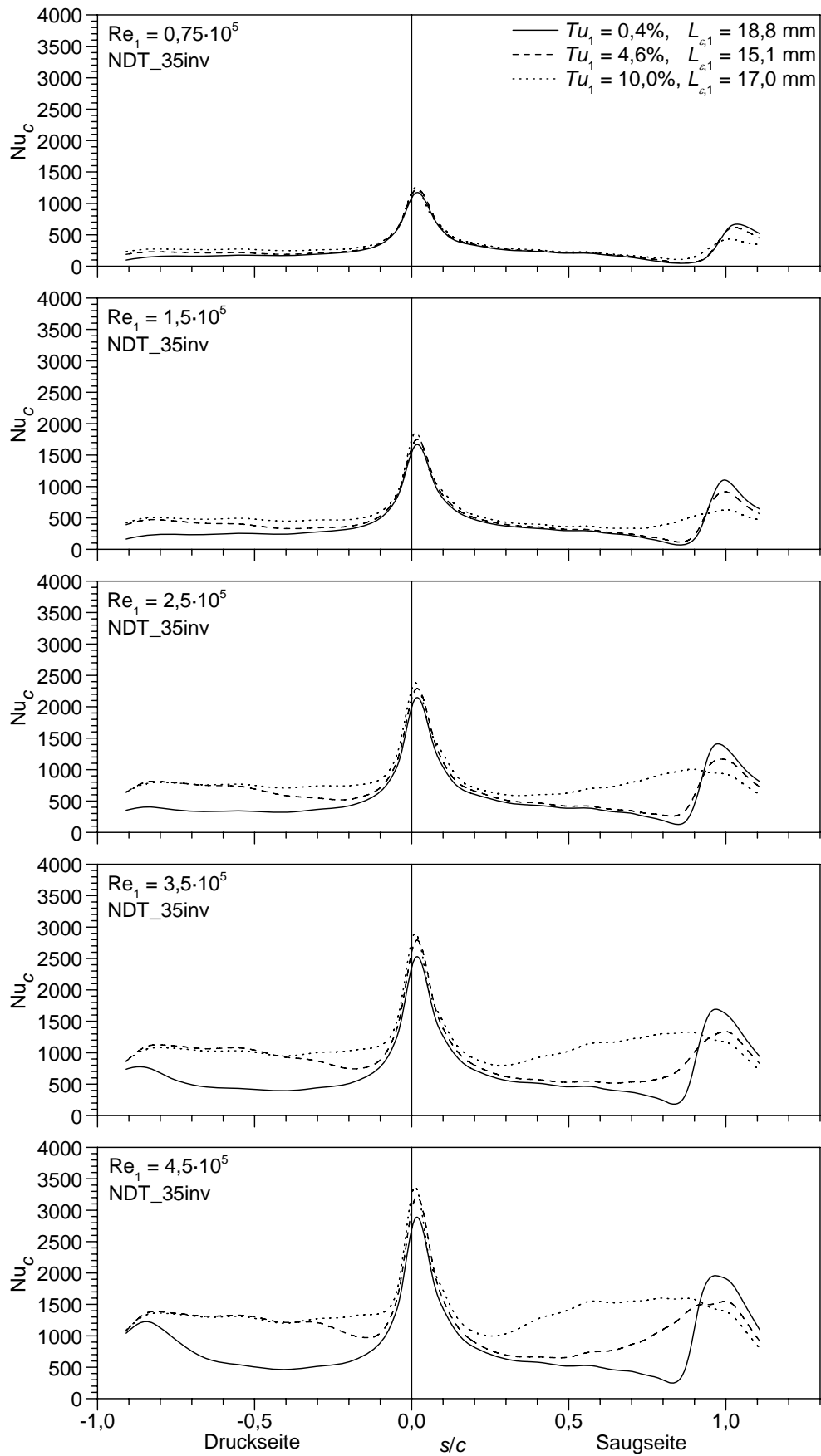
Abb. A.29: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_50c ($k = 50 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 44,2$)


 Abb. A.30: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_90 ($k = 90 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,1$)


 Abb. A.31: Wärmeübergang bei rauher Oberfläche NDT_30le ($k = 30 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 9,5$)


 Abb. A.32: Wärmeübergang bei rauher Oberfläche NDT_30mc ($k = 30 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 4,3$)


 Abb. A.33: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_40te ($k = 40 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 11,6$)


 Abb. A.34: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_35inv ($k = 35 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 1,2$)

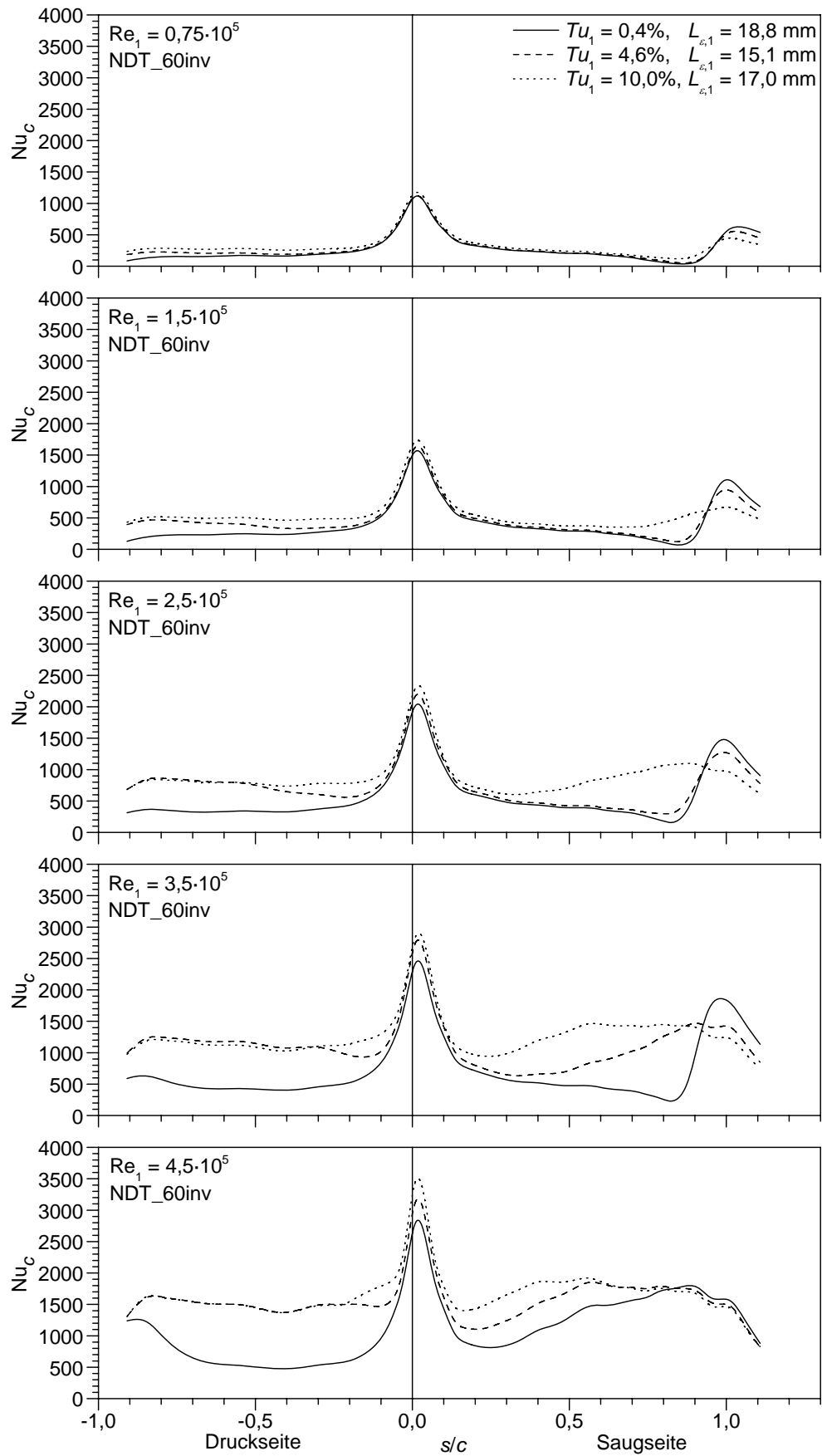
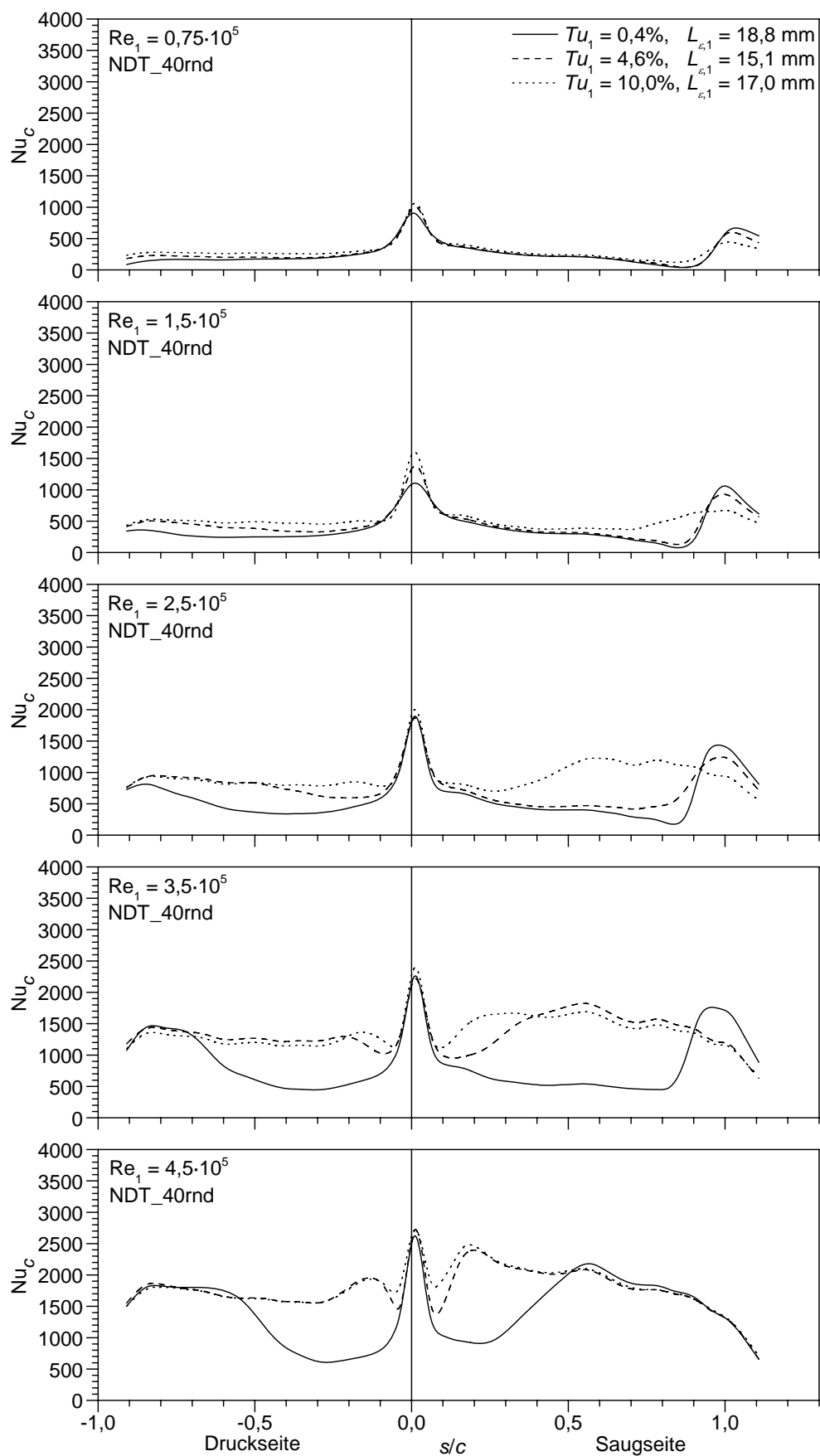


Abb. A.35: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_60inv ($k = 60 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 1,3$)


 Abb. A.36: Wärmeübergang bei rauer Oberfläche NDT_40rnd ($k = 40 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 2,3$)

Stichwortverzeichnis

- Ablagerungen, 8–9, 130
- Ablöseblase, 24–25, 82, 84, 86, 96, 107
- Ablösekriterium, 24, 147
- adiabate Wandtemperatur, 79, 98, 136
- äquivalente Sandkornrauigkeit, 5, 44, 86, 110, 125, 164
- Ätzverfahren, 48
- ALFA, 119
- Anströmung
 - Geschwindigkeitsprofil, 61–63
 - Turbulenz, 64–73
- Ausbreitungsparameter, 139
- Beschleunigung, *siehe* Geschwindigkeitsgradient
- Beschleunigungsparameter, 19, 77, 103, 140, 147
 - für raue Oberflächen, 166
- Betriebspunkte
 - des Hochdruckleitgitters, 75
 - des Niederdruckleitgitters, 102
- Boussinesq-Ansatz, 120
- Bypass-Transition, *siehe* Transition
- charakteristischer Durchmesser
 - für Impulsübertragung, 128
 - für Wärmeübergang, 129
- Dämpfungsfunktion, 123, 124
- DEM-TLV-Modell, 126, 133, 156–173
- DEM-TLV-T-Modell, 143, 173–182
- deterministische Rauigkeit, *siehe* Rauigkeit
- Direkte Numerische Simulation, 133
- Diskrete-Elemente-Modell, 126–136
- Dissipationsrate, 122, 132
- Druckbeiwert, 96
- Druckgradient, *siehe* Geschwindigkeitsgradient
- Druckmessschaufeln, 53
- Druckverteilung
 - Mittelschnitt, 76, 103
 - Sekundärströmungsbereich, 96
- Durchmesser
 - charakteristischer, 128, 129
 - ebene Kaskade, *siehe* Schaufelgitter
 - ebene Platte, 156–169
 - mit Druckgradient, 161–163, 165–167
 - ohne Druckgradient, 157–161, 164–165, 167–169
 - ebenes Gitter, *siehe* Schaufelgitter
 - Eckenwirbel, 31
 - Elementdichte, 127
 - Energiegleichung, 117, 132
 - energetragende Wirbel, *siehe* Turbulenz
 - Erosion, 9, 136
 - Favre-Mittelung, 118
 - Fehlerabschätzung, *siehe* Messfehler
 - Filmkühlung, 91
 - Finite-Elemente-Verfahren, 56
 - Fourier-Transformation, 67
 - Freistromturbulenz, *siehe* Turbulenz
 - Frequenzspektrum, *siehe* Turbulenzspektrum
 - Geschwindigkeitsgradient
 - Einfluss auf laminare Grenzschicht, 16
 - Einfluss auf Staupunktströmung, 13
 - Einfluss auf Transition, 23, 89, 149
 - Einfluss auf turbulente Grenzschicht, 29, 91, 162
 - Görtlerwirbel, 19, 24, 105, 150
 - Görtlerzahl, 19, 105
 - Gradientenverfahren, *siehe* Wärmeübergangsmesstechnik
 - Grenzschichtgleichungen, 117, 131
 - Grenzschichtrechenverfahren, *siehe* ALFA
 - Heißgaskorrosion, *siehe* Korrosion
 - Hitzdrahtanemometer, 50
 - Kalibrierung, 52
 - Hochdruckturbinenleitgitter, 75, 173–176
 - Betriebsbereich, 40
 - Geometrie, 40
 - Wärmeübergang, 78–101
 - Honigwaben, 66
 - Hufeisenwirbel, 30, 94
 - Impulsgleichung, 117, 131

- Impulsverlustdicke, 136
 Impulsverlustdickenreynoldszahl, 146, 149, 152
 integrales Längenmaß, 71, 75, 102
 Intermittenz, 137–142
 Intermittenzfunktion, 139

 Kanalwirbel, 31, 94
 Kármán-Spektrum, 71
 Kegelstümpfe, *siehe* Rauigkeit
 keramische Schutzschichten, 6–8, 130
 Kleberschicht, 50
 Kolmogorov-Längenmaß, 72, 75, 102
 konkave Krümmung, *siehe* Krümmungseinfluss
 Korrosion, 9–10, 136
 Krümmungseinfluss
 Transition, 24, 150, 175
 turbulente Grenzschicht, 30, 176, 178, 181
 KS-TLK-Modell, 122, 126, 156–173
 KS-TLK-T-Modell, 143, 173–182
 Kühlwasser, 55
 Kurtosis, *siehe* Steilheit

 Längenmaß, *siehe* Turbulenz
 laminar-turbulenter Übergang, *siehe* Transition
 laminare Grenzschicht, 16–19
 Wärmeübergang, *siehe* Wärmeübergang
 logarithmisches Geschwindigkeitsprofil, 26
 logarithmisches Wandgesetz, 26
 Ursprung, 28, 124
 Verschiebung durch Rauigkeit, 28
 Low-Reynolds-Number Modelle, 137
 Luftherhitzer, 37

 Machzahl, 76
 Machzahlverteilung, *siehe* Druckverteilung
 Makrolängenmaß, 71, 75, 102
 Messfehler, 210
 Metallfolien, 48
 Mikrolängenmaß, 72, 75, 102
 Mittenrauwert
 arithmetischer, 4, 46, 48
 quadratischer, 4

 Nabe, *siehe* Schaufelfuß
 natürliche Transition, *siehe* Transition
 Neusilber, 48
 Niederdruckturbinenleitgitter, 102, 176–182
 Betriebsbereich, 41
 Geometrie, 41
 Wärmeübergang, 104–115
 Nusseltzahl, 79
 am Rauigkeitselement, 129

 Oberflächenkrümmung, *siehe* Krümmungseinfluss
 Oberflächenstruktur, *siehe* Rauigkeit
 Öffnungswinkel, *siehe* Turbulenz
 Ölanstrichvisualisierung, 94

 parabolische Gleichungen, *siehe* Grenzschichtgleichungen
 Partikelablagerungen, 8–9, 134
 Periodizität, 40, 77
 Pohlhausenparameter, 140
 Porosität, 6, 127
 prätransitionaler Bereich, 21, 90, 109
 Produktionsrate, *siehe* Turbulenz
 Profilverlust, 33

 Querströmung, 31, 94

 Randbedingungen, 118, 125, 133
 Dirichlet-, 119
 Neumann-, 119
 Rauigkeit
 Applizierung, 49
 des Niederdruckleitgitters, 47
 des Hochdruckleitgitters, 46
 Geometrie, 43
 Herstellverfahren, 48
 Kugeloberfläche, 163
 lokal variierend, 111, 160, 180
 sphärische Elemente, 156–163
 stochastische, 111, 167, 179
 Rauigkeitsdichte
 -parameter, 45, 152
 Einfluss auf Transition, 86–87, 109–111, 152, 178

- Rauigkeitseinfluss
 laminare Grenzschicht, 18, 83, 109
 Staupunkt, 15, 84
 Transition, 23, 83–87, 107–115, 150–154
 turbulente Grenzschicht, 27–29, 90–93
- Rauigkeitsreynoldszahl, 91
- Rauigkeitsunterschicht, 27
- Recoveryfaktor, 79
- Recoverytemperatur, *siehe* adiabate Wandtemperatur
- Reibungsbeiwert, 91, 135
- Relaminarisierung, 91, 114, 162
- Reynoldszahl
 Impulsverlustdicken-, 146, 149, 152
 Turbulenz-, 72
 typischer Bereich für Triebwerk, 12
- Sandkornrauigkeit, *siehe* äquivalente Sandkornrauigkeit
- Schaufelfuß, 58, 93
- Schaufelgitter, 40–42
- Schaufelkaskade, *siehe* Schaufelgitter
- Schiefe, 5, 46, 48
- Schubspannung, 17, 22, 27
- Schubspannungsgeschwindigkeit, 26
- Schutzschichten, *siehe* keramische Schutzschichten
- Sekundärströmungen, 30–32, 58, 93–101
- Stantonzahl, 79, 135
- Startstelle, *siehe* Transition
- Startstellenkorrelation, *siehe* Transition
- Staupunkt, 13–16
 Wärmeübergang, *siehe* Wärmeübergang
 Wärmeübergang, 14
 Wärmeübergang, 80
- Steilheit, 5, 46, 48
- Stolperdraht, 90, 99, 157, 166, 170
- Strömungsbeschleunigung, *siehe* Geschwindigkeitsgradient
- Strömungsvisualisierung, *siehe* Ölanstrichvisualisierung
- Taylor-Mikrolängenmaß, 72, 75, 102
- Temperaturmessschaufel, 54
- Temperaturverteilung, 56, 119, 134
- Temperaturverteilung Rauigkeitselement, 130
- Thermoelemente, 55, 210
- Tollmien-Schlichting-Wellen, 20, 23, 155
- Totalenthalpie, 118
- Transition, 19–25
 Bypass-, 20–24, 136–154
 natürliche, 19, 155
 Startstelle, 139, 145–154
 über Ablöseblase, 24–25, 82, 84, 86, 96, 107
- turbulente Grenzschicht, 25–30, 120–137, 156–173
- turbulente kinetische Energie, 122, 132
- turbulente Viskosität, *siehe* Wirbelviskosität
- turbulenter Wärmeübergang, *siehe* Wärmeübergang
- Turbulenz
 -Reynoldszahl, 72
 -flecken, 20, 22–23, 138–142
 -wachstum, 139
 Öffnungswinkel, 139, 141
 Produktionsrate, 138, 140
 -gitter, 38–39
 -intensität, 12, 66, 71
 -produktion, 131
 -spektrum, 17, 67–73
 -streifen, 22
- Abklingverhalten, 66, 69
- Anströmung, 66
- Dissipation, 122, 132
- effektive, 15, 148
- Längenmaß
 energetragende Wirbel, 69–70, 75, 102
 integrales, 71, 75, 102
 Kolmogorov, 72, 75, 102
 Mikro-, 72, 75, 102
- Turbulenzeinfluss
 Druckseite, 81
 laminare Grenzschicht, 17, 82, 105, 176, 178
 Staupunkt, 14, 80

- Transition, 20–23, 88–90, 114–115, 148–150
turbulente Grenzschicht, 29
- Turbulenzmessung, 50–53
- Turbulenzmodell
Zweischichten-, 122–126, 132
- Umschlag, *siehe* Transition
- Vakuumklebeverfahren, 49
- Verdrängungsdicke, 135
- verschiebbare Zwischenwand, *siehe* Zwischenwand
- Versperrung, *siehe* Porosität
- Verzögerung, *siehe* Geschwindigkeitsgradient
- viskose Unterschicht, 26
- vollständig raues Verhalten, 27, 91, 93, 123, 125, 157, 164, 166
- Wärmeleitfähigkeit
Kleberschicht, 50
Neusilber, 54, 211
Rauigkeitselement, 130
Titanaluminium, 54, 211
- Wärmeleitung im Rauigkeitselement, 130
- Wärmestrom, 79, 98, 120, 129, 134
- Wärmeübergang
laminar, 18, 82, 105, 176, 178
Mittelschnitt, 78–93, 104–115
Rauigkeitselement, 129
Sekundärströmungsbereich, 98–101
Staupunkt, 15, 80, 105
turbulent, 26, 83
turbulent und rau, 91
- Wärmeübergangsmesstechnik, 54–59
- Wandschubspannung, *siehe* Schubspannung
- Wandtemperatur, *siehe* Temperaturverteilung
- Wandwärmestrom, *siehe* Wärmestrom
- Wellenzahl, 68
- Widerstandsbeiwert, 128
- Widerstandskraft, 127
- Wirbelviskosität, 121, 132
effektive, 142
- Wirbelviskositätsmodell, 121–126
- y-Achsenursprung, 28, 134
- Zweischichtenmodell, 122–126, 132
Kopplung, 125, 132
- Zwischenwand, 42, 59
Grenzschicht, 95

Lebenslauf

Name	Matthias Stripf
Geburtsdatum	02. Mai 1974 in Karlsruhe
Familienstand	ledig
Schulbildung:	
1980 – 1985	Rennbuckel Grundschule Karlsruhe
1985 – 1994	Humboldt-Gymnasium Karlsruhe Abitur im Juni 1994
Hochschulstudium:	
1994 – 1995	Informatikstudium an der East Tennessee State University, USA und der California State University Chico, USA Industriepraktikum bei der Siemens Corporation, Johnson City, USA
1995 – 1998	Studium des Allgemeinen Maschinenbaus an der Universität Karlsruhe (TH) Vordiplomprüfung im Oktober 1997
1998 – 1999	Einjähriger Studienaufenthalt an der University of Massachusetts, Amherst, USA im Rahmen des Baden-Württemberg Austauschprogramms
1999 – 2001	Studium des Allgemeinen Maschinenbaus an der Universität Karlsruhe (TH) Hauptfächer "Thermische Strömungsmaschinen" und "Mikrosystemtechnik" Diplom im Juli 2001
Berufliche Tätigkeit: seit Okt. 2001	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH)