

D I P L O M A R B E I T

Messung der Relaminarisierung der druckseitigen Grenzschicht einer Turbinenschaufel mittels Heißfilmanemometrie

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines
Diplom-Ingenieurs

unter der Leitung von

Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Reinhard Willinger

E 302

Institut für Thermodynamik und Energiewandlung

Forschungsbereich Strömungsmaschinen

eingereicht an der Technischen Universität Wien

Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften

von

Markus Nichtawitz

E 700 / 0426483

4050 Traun, Heideweg 7

Wien, im Oktober 2009

Meinen Eltern gewidmet

Danksagung

Zu Beginn möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Instituts für Thermodynamik und Energiewandlung - Forschungsbereich Strömungsmaschinen an der Technischen Universität Wien unter der Leitung von Herrn Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.-Ing. Christian Bauer recht herzlich bedanken. Ich habe einen großen Teil meines Studiums an diesem Institut verbracht und mich auf dem Gebiet der Strömungsmaschinen bestens vertiefen können, wobei ich insbesondere die ausführlichen Erklärungen auf meine unzähligen Fragen sehr zu schätzen wusste.

Mein größter Dank gilt Herrn Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Reinhard Willinger für die hervorragende Betreuung und Hilfestellung bei der Durchführung dieser Diplomarbeit. Herr Willinger weckte während der Grundlagenvorlesung mit seiner Begeisterung und fachlichen Kompetenz mein Interesse an den thermischen Turbomaschinen, bei den vertiefenden Lehrveranstaltungen sowie bei der Diplomarbeit stand er mir in allen sich ergebenden Fragestellungen jederzeit hilfreich mit Rat und Tat zur Seite.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mir das Studium ermöglicht haben und mich in jeder Phase meines Studiums uneingeschränkt unterstützt haben. Ein herzliches Dankeschön ergeht ebenfalls an meinen Zwillingbruder Andreas und meine Schwester Daniela, an meine Verwandten und nicht zuletzt an meine liebe Freundin Margit, die allesamt großen Anteil an meinem Studium genommen haben.

Abschließend danke ich an dieser Stelle auch noch allen Freunden und Studienkollegen, mit denen ich während meiner Zeit als Student in Wien und Trondheim unzählige schöne Stunden innerhalb und außerhalb der Universitätsgebäude verbracht habe und nun getreu dem Motto „The college will make you study, but the society will make you students“ auf ein erfülltes Studentenleben zurückblicken kann.

Wien, im Oktober 2009

Markus Nichtawitz

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Effekt der sogenannten Relaminarisierung sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht. Unter dem Begriff der Relaminarisierung versteht man den Übergang einer turbulenten in eine laminare Strömungsform. In thermischen Turbomaschinen kann die Relaminarisierung in der druckseitigen Grenzschicht einer Turbinenschaufel in Zusammenhang mit hohen Beschleunigungen auftreten. Im ebenen Schaufelgitterwindkanal im thermischen Labor des Instituts wurden daher experimentelle Messungen durchgeführt, wobei die Strömungsverhältnisse in der Grenzschicht auf der Druckseite einer Turbinenschaufel bei verschiedenen Zuströmwinkeln untersucht wurden.

Nach einer einleitenden Aufgabenstellung werden zuerst die wichtigsten Grundlagen der Grenzschichttheorie kurz dargestellt. Es folgt ein Kapitel über die Transition, in welchem der Einfluss verschiedener Parameter auf den Transitionsbeginn beleuchtet und eine Übersicht über die wichtigsten Erscheinungsformen der Transition gegeben wird. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Rolle der Transitionsmechanismen in thermischen Turbomaschinen gelegt. Nach einer Einführung in das Gebiet der Relaminarisierung anhand von Beispielen und einer Vorstellung der grundlegenden Mechanismen dieser Transitionsart wird die Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen als deren bedeutendster Vertreter detailliert behandelt.

Anschließend wird der Heißfilmanemometrie als Herzstück der bei den Versuchen benötigten Messtechnik ein eigener Abschnitt gewidmet. Neben einer Beschreibung des Messprinzips und der Bauform der verwendeten Heißfilmsonden wird in diesem Kapitel erläutert, wie mittels der auf die Oberfläche der Turbinenschaufel geklebten Heißfilmsonden ein qualitativer Verlauf der Wandschubspannung gemessen werden kann. Anschließend werden der Versuchsaufbau, die Messtechnik sowie die einzelnen Schritte zur Durchführung der Versuche genau beschrieben. In der Versuchsauswertung werden zunächst aus den gemessenen Profildruckverteilungen Verläufe des für die Relaminarisierung maßgebenden Beschleunigungsparameters erstellt, die in der Folge mit statistischen Kenngrößen der qualitativen Verläufe der Wandschubspannung zu einem Gesamtbild zusammengefügt werden. Schließlich erfolgt eine Interpretation der Messergebnisse, um Aussagen über die Strömungsform in der Grenzschicht der umströmten Turbinenschaufel zu erhalten.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Aufgabenstellung	1
2	Grenzschichttheorie	2
2.1	Grundlagen der Strömungen mit Reibung	2
2.1.1	Wirkliche und ideale Fluide	2
2.1.2	Viskosität	3
2.1.3	Reynoldszahl	4
2.2	Grenzschichtkonzept	5
2.3	Grenzschichtströmungen	5
2.3.1	Laminare Grenzschichtströmung	5
2.3.2	Turbulente Grenzschichtströmung	6
2.3.3	Abgelöste Grenzschichtströmung	8
3	Transition	9
3.1	Grundlagen der Transition	9
3.1.1	Definition der Transition	9
3.1.2	Übergang laminar - turbulent bei der Rohrströmung	9
3.1.3	Übergang laminar - turbulent in der Grenzschicht	10
3.1.4	Intermittenzfaktor	12
3.1.5	Turbulenzgrad	12
3.1.6	Druckgradient	13
3.1.7	Beschleunigungsparameter	14
3.2	Erscheinungsformen der Transition	15
3.2.1	Natürliche Transition	16
3.2.2	Bypass-Transition	17
3.2.3	Transition über eine Ablöseblase	17
3.2.4	Transition über instationäre Nachlaufdüsen	18
3.2.5	Relaminarisierung	18
3.3	Transition in Turbomaschinen	18
3.3.1	Transition an Verdichterschaufeln	19
3.3.2	Transition an Turbinenschaufeln	20

4	Relaminarisierung	21
4.1	Beispiele für Relaminarisierung	21
4.2	Mechanismen der Relaminarisierung	23
4.2.1	Relaminarisierung durch Dissipation	23
4.2.2	Relaminarisierung in stabil geschichteten Strömungen	24
4.2.3	Relaminarisierung in stark beschleunigten Strömungen	25
4.2.4	Weitere Erscheinungsformen der Relaminarisierung	26
4.3	Relaminarisierung in Rohr- und Kanalströmungen	26
4.4	Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen	30
4.4.1	Versuche und technische Bedeutung	30
4.4.2	Charakteristische Merkmale	33
4.4.3	Kriterien für das Auftreten der Relaminarisierung	35
4.4.4	Unterteilung des Strömungsfeldes in verschiedene Teilgebiete	37
5	Heißfilmanemometrie	39
5.1	Auswahl einer geeigneten Messmethode	39
5.1.1	Anwendungsgebiete	39
5.1.2	Vor- und Nachteile	39
5.2	Heißfilmsonde	41
5.2.1	Messprinzip	41
5.2.2	Bauform	42
5.3	Betriebsarten	43
5.3.1	Konstant-Strom-Anemometrie	43
5.3.2	Konstant-Temperatur-Anemometrie	43
5.4	Messung der Wandschubspannung	45
5.4.1	Zusammenhang zwischen Wandschubspannung und Anemometer- spannung	45
5.4.2	Geschwindigkeitsverteilung einer Grenzschichtströmung	45
5.4.3	Wandschubspannungsverlauf einer Grenzschichtströmung	48
6	Versuchsaufbau	50
6.1	Schaufelgitterwindkanal	50
6.2	Schaufelgitter	51
6.2.1	Geometrie des Schaufelprofils	52
6.2.2	Positionierung der Heißfilmsonden	52
6.2.3	Zuströmwinkel	54
6.3	Messtechnik	55
6.3.1	Pneumatischer Teil	55
6.3.2	Heißfilmanemometrieteil	56

7	Versuchsdurchführung	57
8	Versuchsauswertung	58
8.1	Statischer Druckkoeffizient und Beschleunigungsparameter	58
8.1.1	Profildruckverteilung	58
8.1.2	Verteilung des Beschleunigungsparameters	58
8.1.3	Diskussion der Druck- und Beschleunigungsverteilungen	60
8.2	Anemometerspannung	64
8.2.1	Charakteristik des Messsignals	64
8.2.2	Gemessene Momentanwerte der Anemometerspannung	65
8.3	Quasi-Wandschubspannung	66
8.3.1	Charakterisierung der Strömung mittels Statistik	66
8.3.2	Statistische Kenngrößen der Quasi-Wandschubspannung	66
8.4	Messergebnisse	68
9	Zusammenfassung und Ausblick	76

Verwendete Formelzeichen

Symbol	Bezeichnung	Einheit
a	Rohrradius, halbe Kanalhöhe	[m]
A	Konstante	
B	Konstante	
c_f	Reibungswiderstand an der Wand	[-]
C_p	statischer Druckkoeffizient	[-]
d	Durchmesser	[m]
e	elektrische Spannung	[V]
E	Anemometerspannung bei strömendem Fluid	[V]
E_0	Anemometerspannung bei ruhendem Fluid	[V]
f_g	Grenzfrequenz	[Hz]
F_R	Reibungskraft	[N]
F_T	Trägheitskraft	[N]
h	Plattenabstand	[m]
h	Schaufelhöhe	[m]
H	Formparameter	[-]
i	elektrischer Strom	[A]
i	Inzidenzwinkel	[°]
j	Nummerierung der Messpunkte	[-]
k	Abklingrate der Turbulenz	[-]
l	Gesamtlänge der Profilloberfläche	[m]
K	Beschleunigungsparameter	[-]
Ma	Machzahl	[-]
n	Exponent	
n	Motordrehzahl	[min ⁻¹]
N	Anzahl der Messpunkte	[-]
Nu	Nußeltzahl	[-]
p	statischer Druck	[Pa]
p_t	Totaldruck	[Pa]
p_u	Umgebungsdruck	[Pa]

P	Motorleistung	[W]
$q\tau_w$	Quasi-Wandschubspannung	[-]
$q\tau_{w,RMS}$	Standardabweichung der Quasi-Wandschubspannung	[-]
$q\tau_{w,S}$	Schiefe der Quasi-Wandschubspannung	[-]
Q	Volumenstrom	[m ³ /s]
R	elektrischer Widerstand	[Ω]
R_L	Kabelwiderstand	[Ω]
R_W	Sondenwiderstand	[Ω]
Re	Reynoldszahl	[-]
Re_{ind}	Indifferenz-Reynoldszahl	[-]
Re_{krit}	kritische Reynoldszahl	[-]
Re_x	mit der Lauflänge gebildete Reynoldszahl	[-]
Re_{δ_2}	Impulsverlustdicken-Reynoldszahl	[-]
Re_1	Reynoldszahl stromaufwärts der Querschnittserweiterung	[-]
Re_2	Reynoldszahl stromabwärts der Querschnittserweiterung	[-]
Re_∞	Profil-Reynoldszahl	[-]
Ri	Richardsonzahl	[-]
s	Sehnenlänge	[m]
SR	Abtastrate	[Hz]
t	Schaufelteilung	[m]
t	Temperatur	[°C]
t	Zeit	[s]
t_u	Umgebungstemperatur	[°C]
T	Temperatur	[K]
T	Zeitdauer pro Messsignal	[s]
Tu	Turbulenzgrad	[-]
u	Momentanwert der Strömungsgeschwindigkeit	[m/s]
u_m	mittlere Strömungsgeschwindigkeit	[m/s]
u,v,w	Geschwindigkeitskomponenten	[m/s]
U	Strömungsgeschwindigkeit	[m/s]
U_∞	Geschwindigkeit der Außenströmung	[m/s]
U_*	Reibungsgeschwindigkeit	[m/s]
V	Volumen	[m ³]
w	Strömungsgeschwindigkeit	[m/s]
x	Lauflänge	[m]
x,y,z	kartesische Koordinaten	[m]
y	Wandabstand	[m]

Griechische Symbole:

α	Wärmeübergangszahl	[W/m ² K]
β_1	Zuströmwinkel	[°]
γ	Intermittenzfaktor	[-]
γ	Staffelungswinkel	[°]
δ	Grenzschichtdicke	[m]
δ_1	Verdrängungsdicke	[m]
δ_2	Impulsverlustdicke	[m]
δ_{99}	Grenzschichtdicke bei $u = 0,99 U_\infty$	[m]
Δ_p	Parameter	[-]
Δ_τ	Parameter	[-]
λ	Wärmeleitfähigkeit	[W/m K]
μ	dynamische Viskosität	[Pa s]
ν	kinematische Viskosität	[m ² /s]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
τ	Schubspannung	[N/m ²]
τ_w	Wandschubspannung	[N/m ²]

Tiefgestellte Zeichen:

a	Umgebung
$krit$	kritisch
t	Transitionsbeginn
w	Wand
x	Laufänge
1	Zuströmung
∞	Außenströmung

Hochgestellte Zeichen:

$(\cdot)'$	turbulente Schwankungsgröße
$\overline{(\cdot)}$	zeitlicher Mittelwert

1 Einleitung und Aufgabenstellung

Die Strömungszustände in den Komponenten thermischer Turbomaschinen sind üblicherweise turbulent. In axialen Turbinenstufen treten aber auch Gebiete mit laminarer Strömung in der Beschaukelung auf. Während auf der Saugseite ein Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung in der Grenzschicht stattfindet, tritt auf der Druckseite eine sogenannte Relaminarisierung der anfänglich turbulenten Grenzschichtströmung auf. Als Ursache dafür gilt die starke Beschleunigung der Strömung auf der Druckseite, die durch den Beschleunigungsparameter K quantifiziert wird. Relaminarisierung ist zu erwarten, wenn $K > 3 \cdot 10^{-6}$ gilt.

Die Kenntnisse dieser Strömungszustände sind von entscheidender Bedeutung für die Vorhersage der Verluste sowie des äußeren Wärmeübergangs und somit auch für den Wirkungsgrad. Bei der Anwendung von numerischen Strömungsberechnungsverfahren (CFD) kommt insbesondere der Turbulenzmodellierung ein hoher Stellenwert zu.

Die Aufgabenstellung der vorliegenden Diplomarbeit besteht in der Durchführung von Messungen des Strömungszustands (laminar - turbulent) der Grenzschicht auf der Druckseite einer Turbinenschaufel und der damit verbundenen Untersuchung der Relaminarisierung. Bei der Turbinenschaufel handelt es sich um ein Hochdruck-Dampfturbinenprofil mit hoher Strömungsumlenkung. Besonderes Augenmerk soll dabei auf den Einfluss von unterschiedlichen Zuströmwinkeln gelegt werden, welche in einer axialen Turbinenstufe durch verschiedene Betriebszustände (Teil- oder Überlast) hervorgerufen werden. Hinweise auf die lokalen Beschleunigungen auf der Druckseite geben gemessene Profildruckverteilungen bzw. Ergebnisse von bereits durchgeführten CFD-Rechnungen.

Die experimentellen Untersuchungen sollen im ebenen Schaufelgitterwindkanal im thermischen Labor des Instituts durchgeführt werden. Dort stehen als messtechnische Einrichtungen ein pneumatisches System zur Ermittlung der Profildruckverteilung und ein Hitzdrahtanemometriesystem zur Verfügung. Letzteres wird mittels Heißfilmsonden für die Untersuchung der Relaminarisierung eingesetzt, wobei die Heißfilmsonden auf die Oberfläche der Turbinenschaufel geklebt und als aktive Sensoren in das Hitzdrahtanemometriesystem integriert werden. Die erzielten Messergebnisse sollen schließlich zur Validierung der Turbulenzmodelle der am Institut eingesetzten numerischen Strömungsberechnungsverfahren herangezogen werden.

2 Grenzschichttheorie

2.1 Grundlagen der Strömungen mit Reibung

2.1.1 Wirkliche und ideale Fluide

Für die ersten theoretischen Untersuchungen der Strömungsmechanik wurde meist ein viskositätsfreies und inkompressibles Fluid zugrunde gelegt (ideales Fluid). Seit Beginn des 20. Jahrhunderts wurde der Einfluss der Viskosität und der Kompressibilität in der Berechnung in stärkerem Maße berücksichtigt (wirkliches Fluid).

Bei der Strömung eines viskositätsfreien Fluids treten zwischen angrenzenden Schichten nur Normalkräfte bzw. Normalspannungen auf, aber keine Tangentialkräfte bzw. Schubspannungen. Das bedeutet, dass das ideale Fluid einer Formänderung keinen inneren Widerstand entgegensetzt. Hingegen werden in wirklichen Fluiden sowohl zwischen den Schichten im Inneren als auch zwischen dem Fluid und einer beströmten Wand zusätzlich zu den Normalkräften auch Tangentialkräfte übertragen.

Die sogenannte Potentialtheorie der Strömungen idealer Fluide ist mathematisch sehr weit entwickelt und liefert in vielen Fällen auch eine gute Beschreibung für die wirklichen Strömungen, wie z.B. bei der Wellenbewegung. Jedoch versagt die Theorie der idealen Fluide völlig bei dem Problem der Berechnung des Strömungswiderstandes eines Körpers (D'Alembertsches Paradoxon) oder bei der Beschreibung der Strömung an einer Wand.

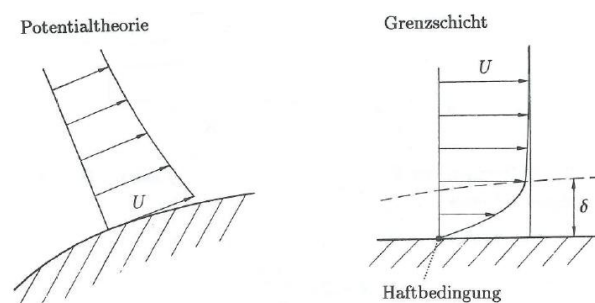


Abbildung 2.1: Strömung an einer festen Wand [11]

Abbildung 2.1 zeigt, dass die Potentialtheorie nur in einiger Entfernung von der festen Wand eine richtige Lösung liefert. Die Grenzschichttheorie berücksichtigt hingegen in diesem Fall die Haftbedingung an der festen Wand.

Zusammenfassend kann man sagen, dass das Vorhandensein von Tangentialkräften und die Haftbedingung an festen Wänden den wesentlichen Unterschied zwischen den idealen Fluiden (Potentialtheorie) und den wirklichen Fluiden (Grenzschichttheorie) ausmachen.

2.1.2 Viskosität

Die beschriebenen Tangential- oder Reibungskräfte wirklicher Fluide hängen mit einer Eigenschaft zusammen, die man Viskosität der Fluide nennt. Das Wesen der Viskosität kann man sich am einfachsten durch den folgenden Versuch klarmachen: Man betrachtet die Strömung zwischen zwei sehr langen parallelen ebenen Platten, von denen die eine in Ruhe ist, während die andere mit konstanter Geschwindigkeit U in ihrer eigenen Ebene bewegt wird. Der Plattenabstand beträgt h , der Druck sei im ganzen Fluid konstant. Aus diesem Experiment erhält man, dass das Fluid an den beiden Platten haftet und zwischen den Platten eine lineare Geschwindigkeitsverteilung herrscht (siehe Abbildung 2.2):

$$u(y) = \frac{y}{h} U \quad (2.1)$$

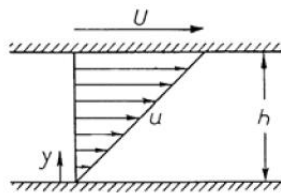


Abbildung 2.2: Geschwindigkeitsverteilung zwischen zwei parallelen Platten [29]

Um die Geschwindigkeit U der oberen Platte aufrechtzuerhalten, muss in Bewegungsrichtung eine Tangentialkraft angreifen, welche den Reibungskräften des Fluids das Gleichgewicht hält. Nach den Versuchsergebnissen ist diese Tangentialkraft proportional zu U/h , wofür im allgemeinen Fall auch du/dy gesetzt werden kann. Der Proportionalitätsfaktor zwischen der Schubspannung τ (Tangentialkraft pro Einheit der Plattenfläche) und du/dy ist eine von der Temperatur stark abhängige Materialkonstante des Fluids und wird als dynamische Viskosität μ bezeichnet. Somit lautet das Elementargesetz der Fluid-Reibung:

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (2.2)$$

Gleichung (2.2) ist auch unter dem Namen Newtonsches Reibungsgesetz bekannt und kann als Definitionsgleichung für die Viskosität aufgefasst werden.

Der Quotient aus der dynamischen Viskosität μ und der Dichte ρ heißt kinematische Viskosität ν und spielt bei allen Strömungen eine wichtige Rolle, bei denen Reibungs- und Trägheitskräfte zusammenwirken.

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.3)$$

2.1.3 Reynoldszahl

Grundsätzlich stellt sich die wichtige Frage, wann Fluidströmungen um zwei geometrisch ähnliche Körper bei gleicher Anströmrichtung zueinander geometrisch ähnlich sind, d.h. wann sie einen geometrisch ähnlichen Verlauf der Stromlinien haben (mechanisch ähnliche Strömungen). Damit die Strömungen um zwei geometrisch ähnliche Körper (z.B. um zwei Kugeln) bei verschiedenem Fluid, verschiedener Geschwindigkeit und verschiedener Größe des Körpers mechanisch ähnlich sind, muss die Bedingung erfüllt sein, dass in allen ähnlich gelegenen Punkten die auf ein Volumenelement wirkenden Kräfte in gleichem Verhältnis zueinander stehen.

An einem Volumenelement greifen im Allgemeinen Reibungskräfte (proportional zur Viskosität μ), Trägheitskräfte (proportional zur Dichte ρ), Druckkräfte und Volumenkräfte an. Betrachtet man an einem Volumenelement dV , dessen x -Richtung mit der Bewegungsrichtung zusammenfällt, zunächst nur Reibungs- und Trägheitskräfte, so erhält man für die Trägheitskraft

$$F_T = \rho dV \frac{\partial u}{\partial t} = \rho dV \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} = \rho u \frac{\partial u}{\partial x} dV \quad (2.4)$$

und für die Reibungskraft unter Berücksichtigung der Gleichung (2.2)

$$F_R = \left(\tau + \frac{\partial \tau}{\partial y} dy \right) dx dz - \tau dx dz = \frac{\partial \tau}{\partial y} dx dy dz = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} dV. \quad (2.5)$$

Die Bedingung für die mechanische Ähnlichkeit lautet nun, dass das Verhältnis der Trägheitskraft zur Reibungskraft in allen ähnlich gelegenen Punkten konstant sein muss. Es ist noch zu überlegen, wie sich diese Kräfte mit den charakteristischen Größen der Strömung mitändern. Charakteristische Größen der Strömung sind in diesem Fall die Dichte ρ , die dynamische Viskosität μ , eine charakteristische Geschwindigkeit wie z.B. die Anströmgeschwindigkeit U und eine charakteristische Länge des Körpers wie z.B. der Kugeldurchmesser d . Es gilt, dass die Geschwindigkeit u proportional zur Anströmgeschwindigkeit U , der Geschwindigkeitsgradient $\partial u / \partial x$ proportional zu U/d und $\partial^2 u / \partial y^2$ proportional zu U/d^2 ist. Somit erhält man folgendes Verhältnis von Trägheitskraft zu Reibungskraft:

$$\frac{F_T}{F_R} = \frac{\rho u \frac{\partial u}{\partial x} dV}{\mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} dV} \approx \frac{\rho U \frac{U}{d}}{\mu \frac{U}{d^2}} = \frac{\rho U d}{\mu} = konst \quad (2.6)$$

Strömungen sind also dann mechanisch ähnlich, wenn die Größe $\rho U d / \mu$ für beide zu vergleichenden Strömungen den selben Wert hat. Die Größe $\rho U d / \mu$, die mit Hilfe von Gleichung (2.3) auch in der Form $U d / \nu$ geschrieben werden kann, ist eine dimensionslose Zahl und als Reynoldszahl Re bekannt.

$$Re = \frac{\rho U d}{\mu} = \frac{U d}{\nu} \quad (2.7)$$

Die Reynoldszahl wird im Folgenden noch eine bedeutende Rolle in der Unterscheidung zwischen laminarer und turbulenter Grenzschichtströmung spielen.

2.2 Grenzschichtkonzept

Das Grenzschichtkonzept wurde von Ludwig Prandtl (1904) entwickelt und besagt, dass Strömungen bei hohen Reynoldszahlen in zwei Gebiete aufgeteilt werden können, nämlich in die reibungslose Außenströmung und in die Grenzschichtströmung.

In der reibungslosen Außenströmung, welche den überwiegenden Teil des Strömungsfeldes ausmacht, treten keine großen Geschwindigkeitsgradienten $\partial u/\partial y$ auf. Dies führt zu kleinen Schubspannungen τ , wie man sich anhand der Gleichung (2.2) veranschaulichen kann. Die Wirkung der Viskosität ist somit bedeutungslos. Die Viskosität kann daher vernachlässigt werden, womit die reibungslose Außenströmung mit der viskositätsfreien Grenzlösung der Potentialtheorie übereinstimmt.

In der Grenzschichtströmung muss hingegen die Viskosität berücksichtigt werden, um die Haftbedingung erfüllen zu können. Sehr große Geschwindigkeitsgradienten führen selbst bei geringer Viskosität zu beträchtlichen Werten der Schubspannung. Die Viskosität sorgt so für den Übergang der Geschwindigkeit vom endlichen Wert der Grenzlösung in Wandnähe zum Wert null direkt an der Wand. Dieser Übergang erfolgt bei großen Reynoldszahlen in einer dünnen wandnahen Schicht, die als Grenzschicht bezeichnet wird.

2.3 Grenzschichtströmungen

Die Strömung in einer Grenzschicht kann entweder laminar oder turbulent sein. Bei beiden Strömungsformen kann es zu einer Ablösung der Grenzschicht kommen.

2.3.1 Laminare Grenzschichtströmung

In einer laminaren Grenzschicht strömen die Fluidteilchen nebeneinander in getrennten, parallelen Bahnen, wobei sich die einzelnen Schichten aufgrund der Reibung mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten bewegen. Das einfachste Beispiel einer laminaren Grenzschicht ist die Strömung längs einer sehr dünnen ebenen Platte (Plattengrenzschicht). In Abbildung 2.3 erkennt man, dass sich in unmittelbarer Wandnähe eine dünne Schicht befindet, in welcher die Geschwindigkeit wesentlich kleiner ist als in größerem Abstand von der Wand. Die Dicke der Grenzschicht $\delta(x)$ nimmt mit der Lauflänge x zu.

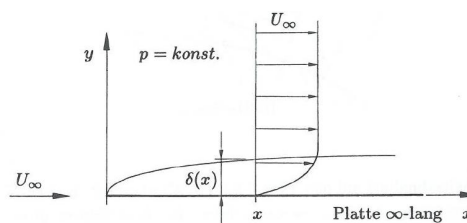


Abbildung 2.3: Laminare Grenzschicht an der ebenen Wand [11]

Um das Problem der Plattengrenzschicht zu vereinfachen, nehmen wir eine stationäre, inkompressible Strömung an mit der Anströmgeschwindigkeit U_∞ parallel zur x -Achse. Im Rahmen dieser Näherung ist es dann auch gerechtfertigt, die Änderungen der Stoffwerte mit der Temperatur zu vernachlässigen, d.h. die Stoffwerte als konstant zu betrachten.

Bei Anwendung der Potentialtheorie erhält man als Lösung eine konstante Wandgeschwindigkeit $U = U_\infty = konst$, die gleich der ungestörten Anströmung ist. Im Gegensatz dazu liefert die Grenzschichttheorie durch Transformation der Grenzschichtgleichungen in eine dimensionslose Form eine gewöhnliche, nichtlineare Differentialgleichung 3. Ordnung, welche von Heinrich Blasius (1905) aufgestellt wurde und numerisch gelöst werden muss. In Abbildung 2.4 ist die Lösung dieser sogenannten Blasius-Gleichung dargestellt.

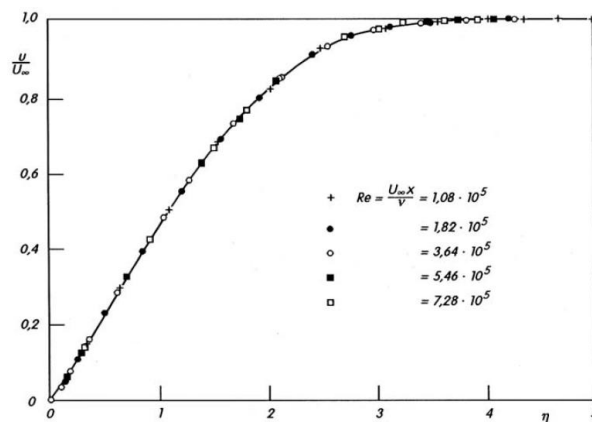


Abbildung 2.4: Geschwindigkeitsverteilung in der laminaren Grenzschicht [29]

Die Grenzschichtdicke δ lässt sich nicht eindeutig angeben, da die Reibungswirkung in der Grenzschicht asymptotisch nach außen abnimmt und somit auch die momentane Geschwindigkeit u asymptotisch in die Geschwindigkeit U_∞ der Außenströmung übergeht. Da jedoch der Begriff der Grenzschichtdicke sehr anschaulich ist, wird die Grenze häufig dort festgelegt, wo u einen bestimmten Prozentsatz von U_∞ erreicht hat, z.B. δ_{99} für $u = 0,99 U_\infty$. Für die so definierte Grenzschichtdicke erhält man folgenden Ausdruck, wobei man erkennt, dass die Dicke der laminaren Grenzschicht proportional zu \sqrt{x} wächst.

$$\delta_{99}(x) \approx 5 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}} \quad (2.8)$$

2.3.2 Turbulente Grenzschichtströmung

Die Strömung in einer turbulenten Grenzschicht ist durch eine zufallsbedingte und ungeordnete Schwankungsbewegung in allen Richtungen charakterisiert, die der geordneten Hauptströmung überlagert ist. Betrachtet man wieder das Problem der Plattengrenzschicht, so zeigen Experiment und Theorie, dass die Grenzschicht nicht immer über der gesamten Plattenlänge laminar bleibt. In Abbildung 2.5 erkennt man, dass die Grenzschicht nach einer bestimmten Lauflänge $x = x_{krit}$ turbulent wird.

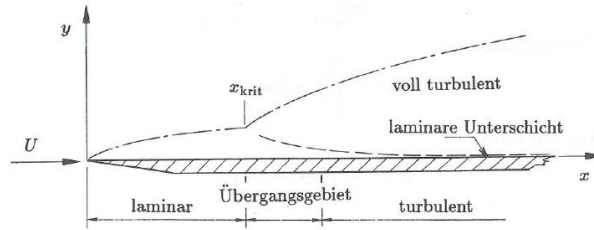


Abbildung 2.5: Turbulente Grenzschicht an der ebenen Wand [11]

Bei der Plattengrenzschicht bildet sich also beginnend im Staupunkt zunächst eine stabile laminare Grenzschicht in der Nähe der Vorderkante aus. Nach einer bestimmten Lauflänge wird diese laminare Grenzschicht instabil und schlägt nach einer weiteren Wegstrecke in eine turbulente Strömungsform um. Obwohl es sich beim Übergang von laminarer in turbulente Grenzschicht um einen Bereich endlicher Länge handelt, wird der Einfachheit halber vom Umschlagpunkt gesprochen mit der Vorstellung, dass der Übergang schlagartig abschließt. Die mit der Lauflänge gebildete kritische Reynoldszahl beträgt im Umschlagpunkt etwa

$$Re_{x,krit} = \left(\frac{U_\infty x}{\nu} \right)_{krit} \approx 5 \cdot 10^5. \quad (2.9)$$

Der Zahlenwert von $Re_{x,krit}$ ist stark vom Grad der Störungsfreiheit der Außenströmung abhängig. Die Werte für $Re_{x,krit}$ reichen von $3 \cdot 10^5$ bei starken Störungen in der Außenströmung bis zu $3 \cdot 10^6$ bei besonders störungsfreier Außenströmung.

Der Einfluss der Viskosität beschränkt sich bei einer turbulenten Grenzschicht im Gegensatz zur laminaren Grenzschicht auf eine im Vergleich zur Dicke der Grenzschicht sehr kleinen Schicht in unmittelbarer Nähe der Wand, die laminare (viskose) Unterschicht genannt wird. Das Grenzschichtgebiet wird in eine laminare Unterschicht, in eine Übergangsschicht, in eine logarithmische Überlappungsschicht und in eine äußere Defektschicht unterteilt (siehe Abbildung 2.6). Da in der laminaren Unterschicht und in der logarithmischen Überlappungsschicht eine universelle Geschwindigkeitsverteilung vorliegt, spricht man vom universellen Wandgesetz für turbulente Grenzschichten.

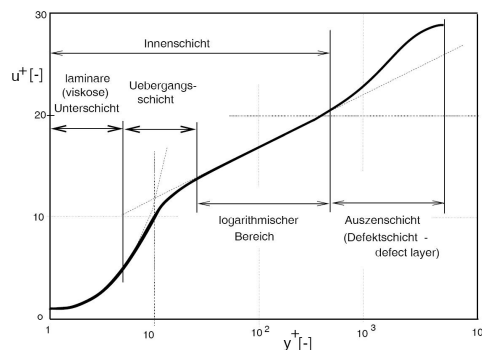


Abbildung 2.6: Geschwindigkeitsverteilung in der turbulenten Grenzschicht [37]

2.3.3 Abgelöste Grenzschichtströmung

Zur Ablösung der Grenzschichtströmung kann es kommen, wenn die Strömung einen Druckanstieg überwinden muss. Während in der reibungslosen Außenströmung dem Druckanstieg gemäß der Bernoulli-Gleichung ein bestimmter Abfall an kinetischer Energie entspricht, kann in der Grenzschicht das durch Reibung abgebremste Fluid wegen seiner geringeren kinetischen Energie nicht allzu weit in das Gebiet höheren Drucks vordringen. Es weicht dann dem Gebiet höheren Drucks seitlich aus, löst sich dabei im Ablösepunkt A vom Körper ab und wird in das Innere der Strömung abgedrängt (siehe Abbildung 2.7).

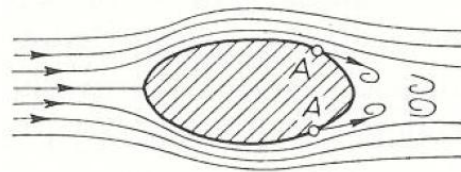


Abbildung 2.7: Ablösung der Grenzschicht [29]

Die Lage der Ablösestelle ist durch die Bedingung gegeben, dass der Geschwindigkeitsgradient $\partial u/\partial y$ an der Wand bzw. die Wandschubspannung τ_w verschwindet:

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w = 0 \quad (2.10)$$

Im Ablösepunkt endet die Lösung der klassischen Grenzschichttheorie. Stromabwärts vom Ablösepunkt geht die Strömung in einen instationären und chaotischen Zustand ohne erkennbare Hauptströmungsrichtung über und es kommt im Allgemeinen zum Auftreten eines Rückstromgebietes. Infolge dieser Rückströmung in Wandnähe tritt eine sehr starke Verdickung der Grenzschicht ein. Abbildung 2.8 zeigt die Entwicklung des Grenzschichtprofils in der Nähe des Ablösepunktes bei Druckanstieg.

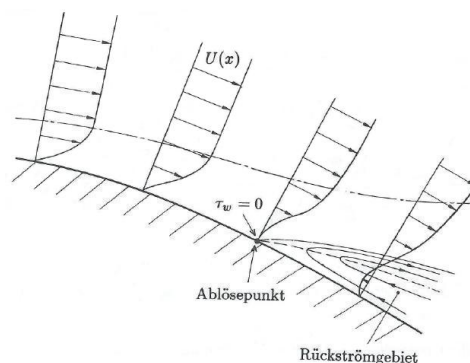


Abbildung 2.8: Geschwindigkeitsverteilung bei Ablösung der Grenzschicht [11]

Es sei noch erwähnt, dass eine turbulente Grenzschichtströmung längs einer Profilform aufgrund des kinetischen Energieaustausches zwischen den einzelnen Strömungsschichten später ablöst als eine laminare Grenzschichtströmung.

3 Transition

3.1 Grundlagen der Transition

3.1.1 Definition der Transition

Der Begriff der Transition (lat. Übergang) wird in vielen Bereichen wie z.B. in der Politikwissenschaft, in der Demografie oder in der Pädagogik verwendet und beschreibt immer einen Systemwechsel bzw. einen Übergang eines Zustands in einen anderen.

In der Strömungslehre definiert man Transition als den Übergang von einer laminaren in eine turbulente Strömung. Wie wir allerdings noch sehen werden, kann unter bestimmten Voraussetzungen auch der umgekehrte Übergang von turbulenter in laminare Strömung auftreten, welcher als Relaminarisierung bezeichnet wird.

Die Transition ist von fundamentaler Bedeutung für die gesamte Strömungsmechanik. Die auffällige Änderung der Strömungsform von laminar zu turbulent zeigen bei Steigerung der Reynoldszahl sowohl die Strömungen durch Rohrleitungen und Kanäle als auch die Strömungen in den Grenzschichten umströmter Körper.

3.1.2 Übergang laminar - turbulent bei der Rohrströmung

Am längsten bekannt ist die Erscheinung der Transition bei der Strömung durch Rohre und Kanäle. Bei einem langen, geraden Rohr von konstantem Querschnitt mit glatten Wänden bewegt sich bei kleinen Reynoldszahlen jedes Fluidteilchen mit konstanter Geschwindigkeit auf geradliniger Bahn, wobei die Teilchen in Wandnähe aufgrund der Reibungskräfte langsamer strömen als diejenigen weiter im Inneren. Diese geordnete Laminarströmung besteht jedoch nicht mehr bei höheren Reynoldszahlen, wie Osborne Reynolds mit seinem berühmten Farbfadenversuch (1883) zeigte. Solange die Strömung laminar ist, fließen die angefärbten Fluidteilchen als scharf begrenzter Faden durch das Rohr. Sobald aber die Strömung turbulent wird, zerflattert der Farbfaden und lässt das Fluid im Rohr gleichmäßig gefärbt erscheinen. Diese Durchmischung wird bei der turbulenten Strömung durch Querbewegungen senkrecht zur Rohrachse hervorgerufen, welche der Hauptbewegung in Richtung der Rohrachse überlagert sind. Als Folge davon ist bei der turbulenten Strömung die Geschwindigkeit über den Rohrquerschnitt wesentlich gleichmäßiger verteilt als bei der laminaren Strömung.

Im Zuge seines Farbfadenversuchs fand Osborne Reynolds auch das nach ihm benannte Reynoldssche Ähnlichkeitsgesetz, welches besagt, dass der Übergang laminar - turbulent immer bei nahezu der gleichen Reynoldszahl $Re = u_m d/\nu$ stattfindet, wobei u_m die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und d den Rohrdurchmesser darstellt. Der Zahlenwert der kritischen Reynoldszahl, bei welcher die Transition eintritt, beträgt etwa

$$Re_{krit} = \left(\frac{u_m d}{\nu} \right)_{krit} = 2300 \quad (3.1)$$

und hängt ziemlich stark von den Bedingungen des Rohreinlaufes und der Zuströmung ab. Die kritische Reynoldszahl ist umso größer, je kleiner die Störung in der Zuströmung ist, wobei man durch einen besonders störungsfreien Einlauf Werte von bis zu $Re_{krit} = 40000$ erhält. Dagegen gibt es einen unteren Grenzwert von etwa $Re_{krit} = 2000$. Unterhalb dieser Reynoldszahl bleibt die Strömung selbst bei sehr starken Störungen laminar.

Mit der Transition ist auch eine auffällige Änderung des Rohrwiderstandsgesetzes verbunden. Während der Druckverlust bei laminarer Strömung der ersten Potenz der Durchflussgeschwindigkeit proportional ist, ist dieser Druckverlust bei turbulenter Strömung proportional dem Quadrat der mittleren Durchflussgeschwindigkeit.

3.1.3 Übergang laminar - turbulent in der Grenzschicht

Im Vergleich zu den Untersuchungen an Rohrströmungen stellte man erheblich später fest, dass auch bei umströmten Körpern die Grenzschicht entweder laminar oder turbulent ist. Im Abschnitt 2.3 wurden bereits die beiden Formen der Grenzschichtströmung sowie der grundsätzliche Ablauf der Transition beschrieben. An dieser Stelle sei deshalb nur kurz wiederholt, dass sich bei der Strömung längs einer Platte zunächst eine stabile laminare Grenzschicht ausbildet, welche nach einer bestimmten Lauflänge instabil wird und in eine turbulente Grenzschicht übergeht. Die mit der Geschwindigkeit U_∞ der Außenströmung und der Lauflänge x gebildete kritische Reynoldszahl beträgt etwa

$$Re_{x,krit} = \left(\frac{U_\infty x}{\nu} \right)_{krit} \approx 5 \cdot 10^5 \quad (3.2)$$

und ist stark von den Störungen der Außenströmung abhängig.

Analog zum Übergang bei der Rohrströmung tritt auch beim Übergang in der Grenzschicht ein markanter Anstieg des Strömungswiderstandes auf. Dies veranschaulicht die Abbildung 3.1, wobei in diesem Diagramm der zur Wandschubspannung τ_w proportionale, dimensionslose örtliche Reibungswiderstand an der Wand

$$c_f = \frac{\tau_w}{\rho U_\infty^2 / 2} \quad (3.3)$$

über der mit der Lauflänge x gebildeten Reynoldszahl Re_x aufgetragen ist.

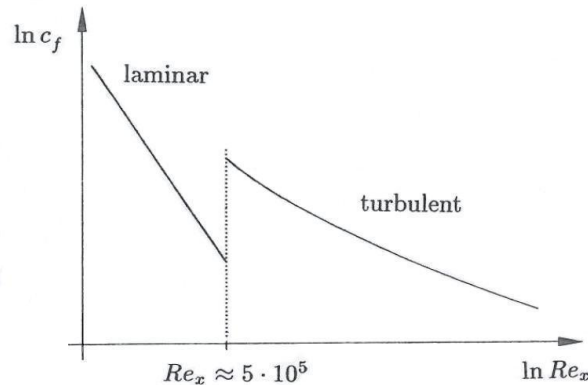


Abbildung 3.1: Reibungswiderstand der Grenzschicht einer längsangeströmten ebenen Platte [11]

Neben dieser markanten Änderung des Reibungswiderstandes gibt es aber noch weitere charakteristische Merkmale des Übergangs laminar - turbulent in einer Grenzschicht. So ist bei der Transition laminar - turbulent ein starkes Anwachsen der Grenzschichtdicke δ zu bemerken, wie aus Abbildung 2.5 ersichtlich ist. Weiters tritt ein auffälliger Wechsel in der Form der Geschwindigkeitsverteilung auf (siehe Abschnitt 5.4.2).

Der Übergang laminar - turbulent (*Forward Transition*) in der Grenzschicht eines umströmten Körpers wird von vielen Parametern beeinflusst, von denen außer der Reynoldszahl die wichtigsten der Störpegel der Außenströmung (Turbulenzgrad), der Druckverlauf der Außenströmung (Druckgradient) sowie die Wandbeschaffenheit (Rauheit) sind. Beim umgekehrten Übergang turbulent - laminar (*Reverse Transition*) in der Grenzschicht, welcher Relaminarisierung genannt wird, spielt zusätzlich der sogenannte Beschleunigungsparameter eine entscheidende Rolle. Es gilt allgemein, dass

- je niedriger die Reynoldszahl,
- je geringer der Turbulenzgrad der Außenströmung,
- je kleiner der Druckgradient der Außenströmung und
- je glatter die Schaufeloberfläche ist,

desto stabiler ist die laminare Grenzschicht und desto weiter stromabwärts beginnt der Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung in der Grenzschicht.

Im Folgenden werden die für die Transition wichtigen Parameter Intermittenzfaktor, Turbulenzgrad, Druckgradient und Beschleunigungsparameter genauer beleuchtet. Auf mögliche weitere Einflüsse wie Wandbeschaffenheit, Kompressibilität, Wärmeübertragung oder Krümmungseffekte wird in dieser Arbeit nicht näher eingegangen.

3.1.4 Intermittenzfaktor

Beim Übergang laminar - turbulent handelt es sich um ein Stabilitätsproblem. Dabei liegt die Vorstellung zugrunde, dass die laminare Strömung unter der Einwirkung von kleinen Störungen der Außenströmung steht. Bei großen Reynoldszahlen reicht die dämpfende Wirkung der Viskosität nicht mehr aus, um die kleinen Störungen abklingen zu lassen. Stattdessen werden die Störungen weiter angefacht und leiten schließlich den Übergang in die turbulente Strömungsform ein. Experimentelle Untersuchungen des Übergangs von laminar zu turbulent haben bestätigt, dass die Strömung im umgebenden Bereich der kritischen Reynoldszahl intermittierenden Charakter hat (siehe Abbildung 3.2). Das bedeutet, dass diese transitionale Strömung zeitweise laminar und zeitweise turbulent ist, wobei beide Strömungsformen gleichzeitig existieren und die Zeitabschnitte mit laminarer und turbulenter Strömung in unregelmäßiger Folge wechseln.

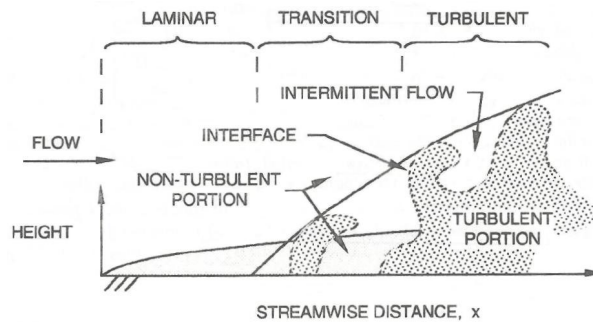


Abbildung 3.2: Intermittierender Charakter einer transitionalen Grenzschichtströmung [16]

Der physikalische Charakter dieser teils laminaren, teils turbulenten Strömung kann in anschaulicher Weise durch den Intermittenzfaktor γ gekennzeichnet werden. Dieser Parameter gibt nämlich den Bruchteil der Zeit an, in welchem an einer bestimmten Stelle turbulente Strömung herrscht. Für $\gamma = 1$ liegt also andauernd turbulente Strömung vor, während $\gamma = 0$ für eine andauernd nicht-turbulente, d.h. laminare Strömung steht.

3.1.5 Turbulenzgrad

Maßgebenden Einfluss auf den Übergang laminar - turbulent in der Grenzschicht hat der Störpegel der Außenströmung, welcher durch den Parameter Turbulenzgrad Tu charakterisiert werden kann. Der Störungsgrad der Außenströmung kann durch zeitliche Mittelung der Schwankungsanteile u' , v' , w' der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten quantitativ gemessen werden. Bezeichnen $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$ diese zeitlichen Mittelwerte der drei Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit sowie U_∞ die Geschwindigkeit der Außenströmung, so versteht man unter dem Turbulenzgrad die dimensionslose Größe

$$Tu = \frac{1}{U_\infty} \sqrt{\frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}. \quad (3.4)$$

Der Turbulenzgrad der Strömungen in den Komponenten von axialen Turbomaschinen kann durchwegs als hoch bezeichnet werden, typische Werte sind bei ungestörter Strömung $Tu = 5 - 10\%$, in der Nachlaufdüse sogar $Tu = 15 - 20\%$. Untersuchungen an ebenen längsangeströmten Platten ohne Druckgefälle haben bestätigt, dass der Turbulenzgrad der Außenströmung einen direkten Einfluss auf die Produktionsrate der Turbulenzflecken (siehe Abschnitt 3.2.1) und in weiterer Folge auf den Beginn der Transition hat. So konnte folgender empirischer Zusammenhang zwischen dem Turbulenzgrad Tu in % und dem Beginn der Transition, ausgedrückt durch die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl Re_{δ_2} , gefunden werden:

$$Re_{\delta_2,t} = 400 Tu^{-5/8} \quad (3.5)$$

Die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl Re_{δ_2} wird mit der lokalen Strömungsgeschwindigkeit am Grenzschichttrand und der an dieser Stelle vorhandenen Impulsverlustdicke δ_2 gebildet. Sie wird im Bereich der Transitionsmodellierung anstelle der mit der Lauflänge gebildeten Reynoldszahl Re_x verwendet, kritische Werte bei Transitionsbeginn (durch den Index t gekennzeichnet) betragen etwa $Re_{\delta_2,t} = 100 - 400$. Aus Abbildung 3.3 ist ersichtlich, dass mit abnehmendem Turbulenzgrad die kritische Impulsverlustdicken-Reynoldszahl stark anwächst und somit die Transition weiter stromabwärts einsetzt. Man kann zudem erkennen, dass es einen unteren Grenzwert für $Re_{\delta_2,t}$ gibt, unterhalb dessen es selbst bei sehr starken Störungen zu keinem Umschlag laminar - turbulent kommt.

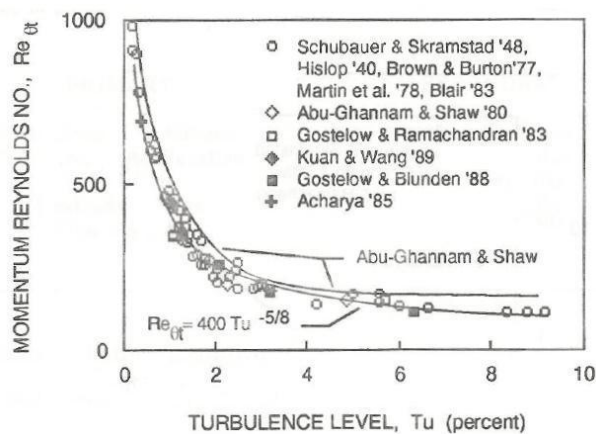


Abbildung 3.3: Zusammenhang zwischen Turbulenzgrad und Impulsverlustdicken-Reynoldszahl bei Transitionsbeginn [16]

3.1.6 Druckgradient

Bei Grenzschichtströmungen an einem Schaufelprofil hat der Druckgradient ($dp/dx \neq 0$) längs der Wand im Gegensatz zur längsangeströmten ebenen Platte ohne Druckgefälle ($dp/dx = 0$) einen entscheidenden Einfluss auf den Umschlag laminar - turbulent. Während bei der längsangeströmten ebenen Platte die Außenströmung der Grenzschicht

konstant ist ($U_\infty = konst$), hat man bei einem Schaufelprofil eine mit der Lauflänge x veränderliche Außenströmung $U(x)$ längs der Wand. Diese Außenströmung ist mit dem Druckgradienten längs der Wand durch die Bernoulli-Gleichung wie folgt verknüpft:

$$\frac{dp}{dx} = -\rho U \frac{dU}{dx} \quad (3.6)$$

Die Grenzschicht an der längsangeströmten ebenen Platte ist dadurch ausgezeichnet, dass die Geschwindigkeitsprofile in verschiedenen Abständen von der Plattenvorderkante zueinander ähnlich sind. Diese Ähnlichkeit folgt aus dem konstanten Druck der Außenströmung (siehe Gleichung 3.6). Dagegen ist bei einem Schaufelprofil der Druckgradient längs der Wand von Ort zu Ort unterschiedlich, womit die Geschwindigkeitsprofile an den verschiedenen Stellen längs der Körperkontur im Allgemeinen nicht zueinander ähnlich sind. Während bei der längsangeströmten ebenen Platte alle Geschwindigkeitsprofile die gleiche Stabilitätsgrenze besitzen, ist bei einem Schaufelprofil diese Stabilitätsgrenze für die einzelnen Profile sehr stark verschieden, und zwar im Druckabfallgebiet höher und im Druckanstiegsgebiet niedriger als für die Plattengrenzschicht.

Zusammenfassend kann man sagen, dass der Druckgradient einen großen Einfluss auf den Transitionsbeginn hat. Für laminare Grenzschichten gilt, dass sie im Bereich des Druckabfalls ($dp/dx < 0$, $dU/dx > 0$, beschleunigte Strömung) erheblich stabiler sind als im Bereich des Druckanstiegs ($dp/dx > 0$, $dU/dx < 0$, verzögerte Strömung).

3.1.7 Beschleunigungsparameter

Es hat sich gezeigt, dass der dimensionslose Beschleunigungsparameter K als alternative Größe zum Druckgradienten gut geeignet ist. Der Beschleunigungsparameter ist wie folgt definiert, wobei positive Werte von K eine beschleunigte Strömung darstellen, negative Werte eine verzögerte Strömung:

$$K = \frac{\nu}{U^2} \frac{dU}{dx} \quad (3.7)$$

Abbildung 3.4 stellt den Zusammenhang zwischen dem Beschleunigungsparameter und dem Transitionsbeginn, erneut ausgedrückt durch die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl, in Abhängigkeit des Turbulenzgrades dar. Das Diagramm zeigt anschaulich die bereits gewonnene Erkenntnis, dass eine Beschleunigung (Druckabfall) den Beginn der Transition weiter stromabwärts verlegt (dargestellt durch höhere Reynoldszahlen $Re_{\delta_2,t}$), während eine Verzögerung (Druckanstieg) den Transitionsbeginn weiter stromaufwärts verschiebt (erkennbar an den niedrigeren Reynoldszahlen $Re_{\delta_2,t}$).

Die ausgezogenen, horizontalen Linien im Diagramm zeigen den Zusammenhang bei Turbulenzgraden $Tu \geq 3\%$. Man erkennt, dass der Beschleunigungsparameter bei steigendem Turbulenzgrad einen immer kleiner werdenden Einfluss auf den Transitionsbeginn hat und die kritische Reynoldszahl $Re_{\delta_2,t}$ mit Hilfe der Gleichung (3.5) bestimmt werden kann, welche für längsangeströmte Platten ohne Druckgefälle aufgestellt wurde.

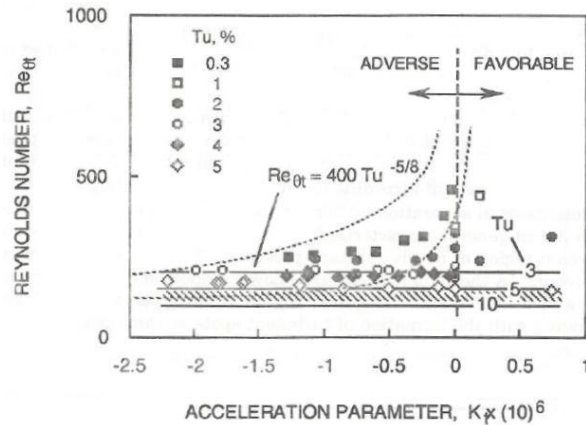


Abbildung 3.4: Zusammenhang zwischen Beschleunigungsparameter und Impulsverlustdicken-Reynoldszahl in Abhängigkeit vom Turbulenzgrad bei Transitionsbeginn [16]

Das schraffierte Gebiet in der Grafik kennzeichnet den für thermische Turbomaschinen besonders relevanten Bereich mit Turbulenzgraden von $Tu = 5 - 10\%$. Abschließend kann festgehalten werden, dass der Beschleunigungsparameter bei niedrigen Turbulenzgraden einen großen Einfluss auf den Beginn der Transition hat. Hingegen beeinflusst der Beschleunigungsparameter bei hohen Turbulenzgraden den Transitionsbeginn kaum, dieser wird hier in erster Linie durch den Turbulenzgrad der Außenströmung kontrolliert.

3.2 Erscheinungsformen der Transition

Im folgenden Abschnitt wird eine Übersicht über die verschiedenen Erscheinungsformen der Transition gegeben. Man unterscheidet grundsätzlich zwischen drei bedeutenden Transitionsmechanismen (siehe Abbildung 3.5): Natürliche Transition (*Natural Transition*), Bypass-Transition (*Bypass Transition*) und Transition über eine Ablöseblase (*Separated-Flow Transition*). Dazu kommen noch zwei Sonderfälle, nämlich die Transition über instationäre Nachlaufdüsen (*Periodic-Unsteady Transition*) sowie der umgekehrte Übergang turbulent - laminar, genannt Relaminarisierung (*Relaminarization, Reverse Transition*).

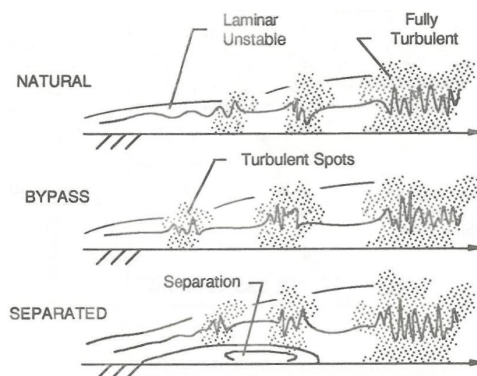


Abbildung 3.5: Transitionsmechanismen [16]

3.2.1 Natürliche Transition

Die natürliche Transition kann als klassischer Fall der Transition bezeichnet werden. Die Entstehung einer natürlichen Transition am Beispiel der längsangeströmten ebenen Platte ist in Abbildung 3.6 dargestellt. In der ursprünglich stabilen, laminaren Strömung (1) kommt es ab der sogenannten Indifferenz-Reynoldszahl Re_{ind} zur Ausbildung von instabilen, zweidimensionalen Tollmien-Schlichting-Wellen (2), welche durch schwache Störungen in der Grenzschicht hervorgerufen werden. Weiter stromabwärts überlagern sich dreidimensionale Instabilitäten in Form von Wellen und Wirbeln (3). Diese Wirbel platzen in der Folge auf (4) und werden nach ihrem Zerfall von Turbulenzflecken (5) abgelöst, die den Übergang zur turbulenten Grenzschichtströmung einleiten. Die Turbulenzflecken wachsen zusammen, sodass der Transitionsvorgang bei der kritischen Reynoldszahl Re_{krit} abgeschlossen ist. Stromabwärts davon ist die Grenzschichtströmung vollturbulent (6).

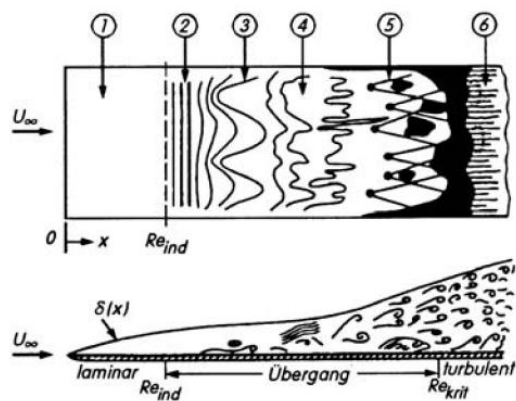


Abbildung 3.6: Natürliche Transition in der Plattengrenzschicht [29]

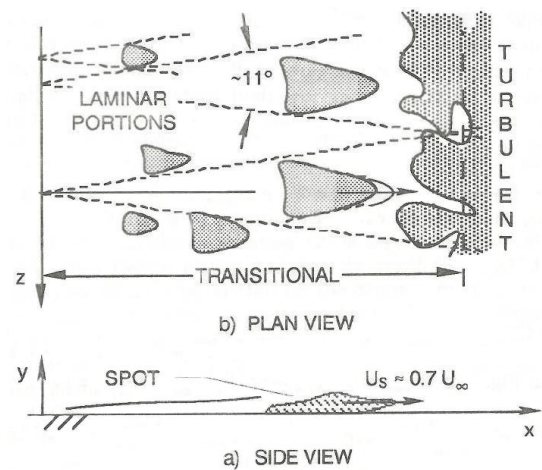


Abbildung 3.7: Turbulenzflecken [16]

Unter Turbulenzflecken (siehe Abbildung 3.7) versteht man kleine turbulente Bereiche mit unterschiedlicher Gestalt in der Grenzschicht. Nach ihrer Entstehung wandern die Turbulenzflecken in einem keilförmigen Gebiet stromabwärts und wachsen dabei an. Sie erscheinen in unregelmäßiger zeitlicher Folge an beliebig verteilten Stellen des angeströmten Körpers. Während die Strömung im Inneren des keilförmigen Gebietes vorwiegend turbulent ist, wechselt die Strömung in den Randgebieten ständig zwischen laminar und turbulent.

Der Beginn der Transition wird mit dem ersten Auftreten von Turbulenzflecken definiert, womit auch der ansteigende Wert des in Kapitel 3.1.4 beschriebenen Intermitenzfaktors γ festgelegt wird. So bezeichnet man die Mitte des transitionalen Bereichs zwischen Transitionsbeginn ($\gamma = 0$) und Transitionsende ($\gamma = 1$) als Umschlagpunkt bzw. Transitionspunkt ($\gamma = 0,5$).

Da in Turbomaschinen große Reynoldszahlen und hohe Turbulenzgrade auftreten, spielt die natürliche Transition in diesen Maschinen eine eher untergeordnete Rolle.

3.2.2 Bypass-Transition

Diese Form der Transition überspringt die Phasen (2) bis (4) der natürlichen Transition, die Turbulenzflecken bilden sich also direkt aus der stabilen laminaren Grenzschichtströmung (bypass = Umgehung). Grund dafür sind starke Störungen in der Außenströmung, hervorgerufen durch hohe Turbulenzgrade oder raue Oberflächen.

Die Bypass-Transition spielt in thermischen Turbomaschinen aufgrund der dort vorherrschenden hohen Turbulenzgrade eine sehr bedeutende Rolle.

3.2.3 Transition über eine Ablöseblase

Diese Erscheinungsform tritt bei stark verzögerter Strömung auf, wenn die laminare Strömung in der Grenzschicht einem hohen positiven Druckgradienten nicht mehr folgen kann. Es kommt zu einer Ablösung der teils stabilen, teils instabilen laminaren Grenzschicht. Innerhalb der sich dabei ausbildenden freien Scherschicht ereignet sich aufgrund starker Störungen in der Außenströmung eine Transition, die in den gleichen Phasen abläuft wie die natürliche Transition. Die auf diese Weise entstandene turbulente Strömung kann aufgrund des nun vorhandenen erhöhten Impulsaustausches den hohen Druckgradienten überwinden und sich wieder an die Wand anlegen. Im Zuge dieses Transitionsmechanismus bildet sich eine Ablöseblase aus (siehe Abbildung 3.8), die zwischen dem laminaren Ablösepunkt und dem turbulenten Wiederanlegepunkt liegt. Innerhalb der Ablöseblase entsteht eine Rückströmung in Wandnähe, die Strömung befindet sich somit in zirkulatorischer Bewegung. Bei zu hohem Druckgradienten tritt eine Wiederanlegung nicht auf. Die Länge der Ablöseblase hängt von der Transition innerhalb der freien Scherschicht ab.

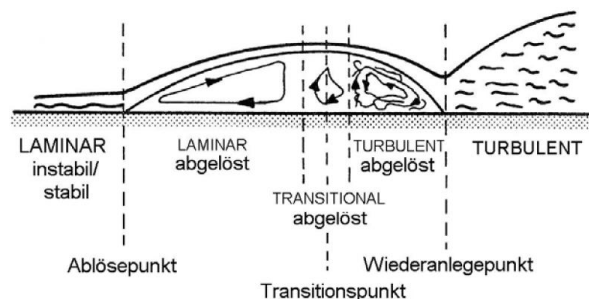


Abbildung 3.8: Transition über eine Ablöseblase [28]

Bei Turbomaschinen, insbesondere bei Axialverdichtern und Niederdruckturbinen, wird dieser Art der Transition eine besondere Bedeutung zugesprochen, da eine optimale Ausnutzung dieses Effektes zu einer deutlichen Wirkungsgradverbesserung der Maschinen führen kann. Typische Bereiche, an denen Ablöseblasen auftreten können, findet man an Schaufelprofilen von Turbomaschinen in der Nähe der Vorderkante sowohl auf der Saugseite als auch auf der Druckseite sowie in der Nähe des Druckminimums entlang der Saugseite.

3.2.4 Transition über instationäre Nachlaufdellen

Die Transition über instationäre Nachlaufdellen spielt in Verdichter- und Turbinengittern thermischer Turbomaschinen eine besondere Rolle. Diese auch als nachlaufinduzierte Transition bezeichnete Erscheinungsform entsteht durch das Zusammenspiel der stehenden Stator- und der umlaufenden Rotorscheaufeln (siehe Abbildungen 3.9 und 3.10).

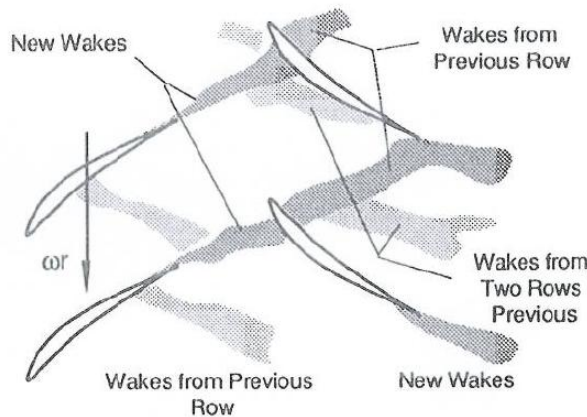


Abbildung 3.9: Nachlaufinduzierte Transition in einer Verdichterstufe [15]

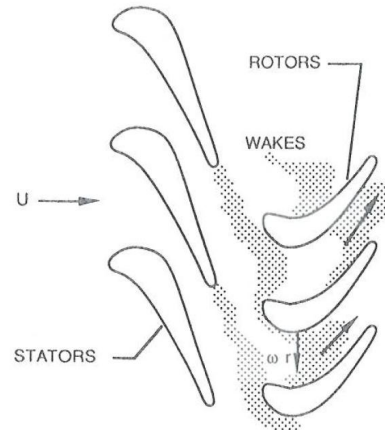


Abbildung 3.10: Nachlaufinduzierte Transition in einer Turbinenstufe [15]

Die Umströmung einer Schaufel führt zu einem Geschwindigkeitsdefekt, welcher als Nachlaufdelle bezeichnet wird. In diesen periodisch auftretenden Nachlaufdellen kommt es aufgrund des Zusammenwachsens der saug- und druckseitigen Grenzschicht zu einer deutlich erhöhten Turbulenz hinter der Schaufelreihe verglichen mit der ungestörten Strömung. Die Zonen mit hohen Turbulenzgraden beeinflussen in den nachfolgenden Schaufelreihen das Transitionsverhalten der Grenzschichten am Profil.

3.2.5 Relaminarisierung

Unter dem Begriff der Relaminarisierung versteht man die Umkehrung des Übergangs laminar - turbulent, also den Umschlag einer turbulenten in eine laminare Strömungsform. Diese Art der Transition ist mit stark beschleunigten Strömungen verbunden, einer Faustregel zufolge muss der Beschleunigungsparameter $K > 3 \cdot 10^{-6}$ sein. Als ein Schwerpunkt dieser Arbeit ist der Relaminarisierung im Folgenden noch ein eigenes Kapitel gewidmet.

3.3 Transition in Turbomaschinen

In thermischen Turbomaschinen kann Transition im Verdichter, in der Brennkammer sowie im Expander auftreten. In der Folge wird aber nur auf die Transitionsvorgänge an axialen Verdichter- und Turbinenschaufeln eingegangen. Abbildungen 3.11 und 3.12 zeigen den Verlauf des statischen Druckkoeffizienten C_p an der Druck- und Saugseite.

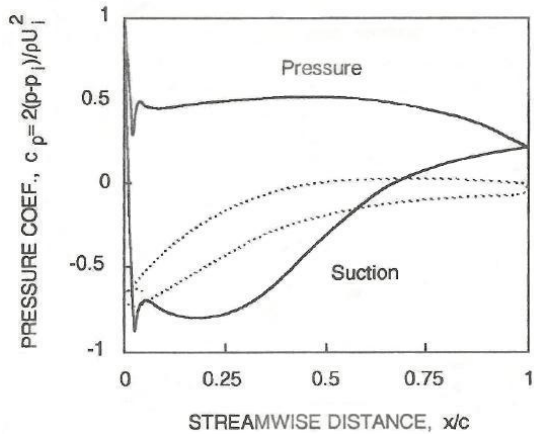


Abbildung 3.11: Druckverteilung über einer Verdichterschaufel [16]

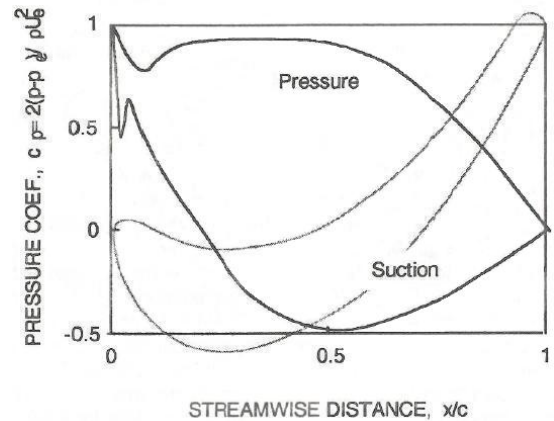


Abbildung 3.12: Druckverteilung über einer Turbinenschaufel [16]

3.3.1 Transition an Verdichterschaufeln

Moderne axiale Verdichter arbeiten über eine weite Bandbreite an Strömungszuständen, wobei die stark variierenden Eintrittswinkel beispielsweise durch eine variable Verdichtervorleitreihe realisiert werden. Aufgrund dieser wechselnden Zustände ändert sich auch das Grenzschichtverhalten an den Schaufeln wesentlich. In den Abbildungen 3.13 und 3.14 sind eine typische Verteilung des Beschleunigungsparameters sowie die damit verbundenen Transitionsvorgänge an einer Verdichterschaufel dargestellt.

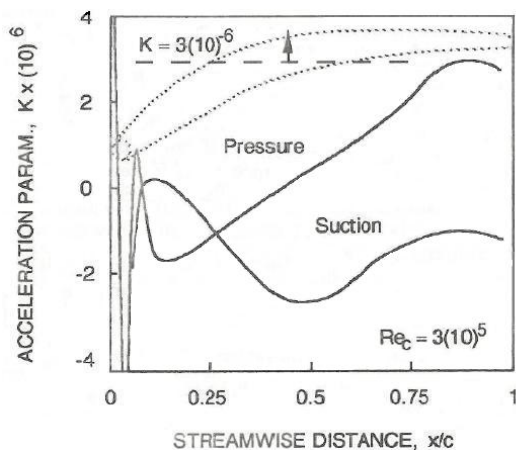


Abbildung 3.13: Verteilung des Beschleunigungsparameters über einer Verdichterschaufel [16]

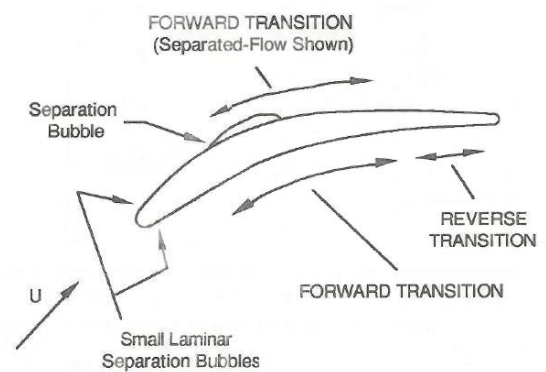


Abbildung 3.14: Transitionsmechanismen an einer Verdichterschaufel [16]

An der Druckseite der Verdichterschaufel setzt eine natürliche Transition üblicherweise kurz vor dem Druckmaximum ein. An der Saugseite tritt die Transition in der Regel in der Nähe des Druckminimums auf und erscheint in Form der Bypass-Transition oder der Transition über eine Ablöseblase.

3.3.2 Transition an Turbinenschaufeln

Eine ungleich höhere Bedeutung kommt der Transition an Turbinenschaufeln zu, wobei sich die Transitionsmechanismen in Hochdruck- und Niederdruckturbinen leicht unterscheiden. Abbildung 3.15 zeigt die zur Druckverteilung (Abbildung 3.12) dazugehörige Verteilung des Beschleunigungsparameters, Abbildung 3.16 die auftretenden Transitionsmechanismen an einer Turbinenschaufel.

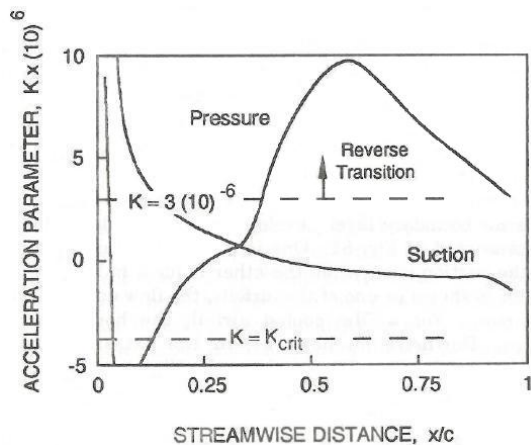


Abbildung 3.15: Verteilung des Beschleunigungsparameters über einer Turbinenschaufel [16]

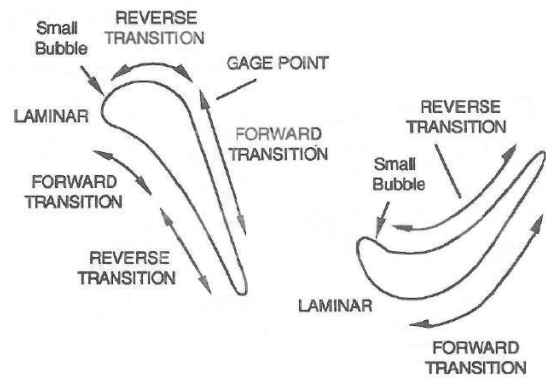


Abbildung 3.16: Transitionsmechanismen an einer Turbinenschaufel [16]

Man erkennt, dass es aufgrund der Oberflächenkrümmung im Bereich der Profilvorderkante zu einer Strömungsumlenkung kommt, welche sich in Form von großen Druckschwankungen zeigt und ausgehend vom Staupunkt zu einer hohen Beschleunigung der Strömung mit anschließender starker Verzögerung führt. Es ist weiters ersichtlich, dass sowohl auf der Saugseite im Bereich der Profilvorderkante als auch auf der Druckseite im Bereich der Profilhinterkante sehr hohe Beschleunigungen auftreten ($K > 3 \cdot 10^{-6}$) und somit Bedingungen für eine Relaminarisierung gegeben sind.

Auf der Druckseite können sich im Bereich der Vorderkante Ablöseblasen ausbilden. Mit zunehmender Lauflänge kommt es zu einer natürlichen Transition oder Bypass-Transition, an welche aufgrund der hohen Beschleunigungen eine Relaminarisierung der nun turbulenten Strömung anschließt. Auf der Saugseite tritt zuerst eine Transition über kleine Ablöseblasen auf, gefolgt von einer Relaminarisierung. Schließlich schlägt die Grenzschicht in der Nähe des Druckminimums über eine natürliche Transition oder Bypass-Transition wieder in die turbulente Strömungsform um.

4 Relaminarisierung

4.1 Beispiele für Relaminarisierung

Wie bereits im Kapitel 3.2.5 angeführt, beschreibt der Begriff der Relaminarisierung (im Englischen *Relaminarization* oder *Reverse Transition*) den Übergang einer turbulenten in eine laminare Strömung. Die Relaminarisierung kann somit als Umkehrung der klassischen Transition, also dem Übergang laminar - turbulent (*Forward Transition*), gesehen werden. Während aber die intensive Erforschung des Umschlags laminar - turbulent wohl mit dem berühmten Farbfadenversuch von Reynolds bereits im Jahre 1883 begann, war die Existenz der Relaminarisierung selbst Jahrzehnte später noch nicht nachgewiesen.

Erste Beobachtungen über das Auftreten einer Transition von turbulenter zu laminarer Strömung sind seit der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts bekannt. Berichte über die Relaminarisierung wurden aber lange Zeit skeptisch betrachtet und mit Zweifeln versehen, da die Turbulenz als natürlicher Zustand eines bewegten Fluids angesehen wurde und ein Übergang der ungeordneten turbulenten Strömung in die geordnete laminare Strömung thermodynamisch unmöglich erschien.

Eines der ersten dokumentierten Experimente, das auf die Existenz eines Übergangs turbulent - laminar hinweist, ist jenes von Taylor [33] aus dem Jahre 1929. Bei diesem Versuch wurde ein biegsamer Schlauch mit 8 mm Durchmesser auf einen Zylinder mit etwa 100 mm Durchmesser aufgewickelt. Vor und nach den fünf Windungen befand sich eine gerade Einlauf- bzw. Auslaufstrecke. Durch Einspritzen von Farbe in den aus transparentem Material bestehenden Schlauch konnte die Strömung sichtbar gemacht werden. Taylor stellte fest, dass die aufgeprägte turbulente Strömung in der Einlaufstrecke - nachgewiesen durch einen zerflatternden Farbfaden - offenbar in eine laminare Strömung innerhalb der Windungen übergeht, da sich eine in die vierte Windung kontinuierlich injizierte Farbe überhaupt nicht zerstreute, sondern als scharf begrenzter Faden darstellte. In der nachfolgenden Auslaufstrecke wurde wieder eine turbulente Strömung festgestellt.

Ein weiterer interessanter Nachweis für das Auftreten der Relaminarisierung stammt aus der Medizin. In der Luftröhre und den Hauptbronchien stellt sich im Normalfall eine turbulente Strömungsform ein. Nach der Aufzweigung in die kleineren Bronchien ist die Strömungsgeschwindigkeit jedoch so gering, dass eine laminare Strömung vorliegt. Demnach kommt es zu einer Relaminarisierung in den Luftwegen des menschlichen Körpers.

Als drittes Beispiel der Relaminarisierung sei der Übergang turbulent - laminar in einer stabil geschichteten Strömung angeführt, wie er unter anderem in einem Experiment von Viswanath [35] beobachtet wurde. Bei diesem Versuch wird ein Farbstrahl in einen mit Wasser gefüllten Tank injiziert, der vom Boden des Wassertanks nach oben strömt und bei ausreichend großer Strömungsgeschwindigkeit zerflattert. Die Strömung erscheint als eingefärbte, zirkulierende Wolke und nimmt somit eine ungeordnete, turbulente Form an. Erwärmt man jedoch die oberen Fluidschichten mittels einer am Deckel des Wassertanks angebrachten Heizspirale, kühlt die turbulente Strömung ab und es bildet sich eine ebene, stabile Farbschicht knapp unterhalb des Deckels aus, welche auf eine laminare Strömung hinweist. Ähnliche Vorgänge wurden bereits 1920 von Richardson [27] in der Atmosphäre festgestellt. Hier bringen Inversionen eine Zunahme der Temperatur bei steigender Höhe mit sich, die ebenfalls zu einer plötzlichen Unterdrückung der Turbulenz führt.

Weitere Beweise für das Auftreten der Umkehrung der Strömungsform von turbulent zu laminar wurden Mitte des 20. Jahrhunderts gefunden. So stellte man Formen eines Übergangs turbulent - laminar fest, wenn Strömungen Beschleunigungen, magnetischen Feldern, Rotationen, Krümmungen, Aufwärmvorgängen oder Blas- bzw. Sogwirkungen unterworfen sind. Die Existenz der Relaminarisierung wurde von nun an akzeptiert und von den anfänglichen Skeptikern unter ein anderes Licht gestellt. Diese geänderte Sichtweise besagt, dass unter der Betrachtung der Turbulenz als natürlicher Strömungszustand jede beobachtete laminare Strömung die Folge einer gewissen Relaminarisierung sein muss, und sei dies bloß das Passieren des trivialen Zwischenzustands der Ruhe.

Wie bereits in der Einleitung und Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit sowie im Kapitel 3.3 über die Erscheinungsformen der Transition in Turbomaschinen beschrieben, kann die Relaminarisierung bei bestimmten Bedingungen in den Grenzschichtströmungen an den Verdichter- bzw. Turbinenschaufeln auftreten. Der Übergang von turbulenter zu laminarer Strömung ist in thermischen Turbomaschinen mit starken Beschleunigungen verbunden. Einem notwendigen Kriterium zufolge, welches in nahezu jeder Literatur über Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichten zu finden ist, tritt der Übergang turbulent - laminar nur bei Strömungen mit einem Beschleunigungsparameter $K > 3 \cdot 10^{-6}$ auf. Eine Untersuchung dieses Kriteriums sowie eine ausführliche Beschreibung der Vorgänge bei der Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen erfolgt am Ende dieses Abschnitts. Zuvor sollen jedoch noch die möglichen Erscheinungsformen des Übergangs turbulent - laminar sowie die für die Strömungsmechanik besonders relevante Relaminarisierung in Rohr- und Kanalströmungen beleuchtet werden.

4.2 Mechanismen der Relaminarisierung

Anfang der 1970er-Jahre gelang es Narasimha und Sreenivasan aufgrund eingehender theoretischer und experimenteller Untersuchungen, Merkmale und Wirkungsweisen der verschiedenen Formen der Relaminarisierung zu erfassen sowie Kriterien und eine formelmäßige Beschreibung für das Auftreten dieser Mechanismen aufzustellen. Auf Narasimha und Sreenivasan [20] geht auch die Einteilung der Mechanismen der Relaminarisierung in die folgenden drei grundlegenden Muster zurück:

- Relaminarisierung durch Dissipation
- Relaminarisierung in stabil geschichteten Strömungen
- Relaminarisierung in stark beschleunigten Strömungen

4.2.1 Relaminarisierung durch Dissipation

Einem ersten Mechanismus der Relaminarisierung liegt die Vorstellung zugrunde, dass die turbulente Energie einer Strömung einem Dissipationsprozess unterworfen ist. Die Dissipation wird dabei durch Einwirkung einer molekularen Transporteigenschaft wie z.B. der Viskosität oder der Leitfähigkeit hervorgerufen und führt zu einer Unterdrückung der Turbulenz. Dieser Vorgang kann in den meisten Fällen mittels einer dimensionslosen, kritischen Reynoldszahl als regelnden Parameter charakterisiert werden. Mit anderen Worten ausgedrückt, tritt infolge einer abnehmenden Reynoldszahl in einer turbulenten Strömung eine verstärkte Dissipationswirkung auf. Sinkt die Reynoldszahl dabei auf ausreichend niedrige Werte unterhalb einer kritischen Reynoldszahl ab, kann es zu einer Umkehrung der Strömungsform von turbulent zu laminar kommen und man spricht dann von der sogenannten Relaminarisierung durch Dissipation.

Ein typisches Beispiel, bei der eine derartige Umkehrung der klassischen Transition auftreten kann, ist die Strömung durch eine allmähliche Querschnittserweiterung in einer Rohr- oder Kanalleitung. Eine turbulente Strömung stromaufwärts der graduellen Querschnittsvergrößerung kann bei Absinken der Reynoldszahl unter einen kritischen Wert in den laminaren Strömungszustand stromabwärts der Querschnittserweiterung umschlagen.

Zu einem weiteren durch Dissipation hervorgerufenen Übergang turbulent - laminar kann es bei der Strömung durch eine Messblende kommen, welche sich in einem Rohr konstanten Durchmessers befindet. In einem bestimmten Bereich der Reynoldszahl schlägt eine unmittelbar nach der Blende auftretende turbulente Strömung nach einer gewissen Lauflänge in den ursprünglichen laminaren Strömungszustand um. Beide Beispiele sowie Merkmale der Relaminarisierung in Rohr- und Kanalströmungen werden im Kapitel 4.3 genauer beschrieben.

Eine Abnahme der Reynoldszahl kann aber nicht nur die Folge einer Zunahme der Querschnittsfläche sein, sie kann auch durch eine Verzweigung der Strömung hervorgerufen werden. Ein interessantes Beispiel hierfür ist die bereits erwähnte Relaminarisierung in der Lunge des Menschen. In den Luftwegen des menschlichen Körpers variieren die Werte der Reynoldszahl von etwa 3000 in der Luftröhre bis zu etwa 1000 in den kleineren Bronchien. Diese Reduktion der Reynoldszahl unter einen kritischen Wert hinweg bewirkt auch hier eine dissipative Umkehrung der Strömungsform von turbulent zu laminar.

4.2.2 Relaminarisierung in stabil geschichteten Strömungen

Beim zweiten Mechanismus der Relaminarisierung wird die turbulente Energie in einer stabil geschichteten Strömung durch verrichtete Arbeit gegen äußere Krafteinwirkungen verbraucht bzw. vernichtet. Diese äußeren Krafteinwirkungen können entweder von Auftriebskräften oder von Krümmungseffekten herrühren.

Wie im einleitenden Kapitel 4.1 über die Relaminarisierung erwähnt, wurde der Übergang turbulent - laminar in stabil geschichteten Strömungen bereits 1920 von Richardson nachgewiesen. Er schlug auch ein Kriterium für das Auftreten dieses Mechanismus der Relaminarisierung vor, nach welchem solche Strömungsvorgänge durch eine nach ihm benannte Richardsonzahl Ri charakterisiert werden können. Diese dimensionslose Kennzahl drückt das Verhältnis zwischen der durch wirkende Auftriebskräfte verbrauchten turbulenten Energie und der durch Schubspannungen produzierten Arbeit aus. Wie Miles [17] im Jahre 1961 zeigte, ist eine Richardsonzahl $Ri > 0,25$ für jeden Punkt im Strömungsgebiet eine hinreichende Bedingung dafür, dass eine reibungsfreie geschichtete Strömung stabil ist. Für die formelmäßige Definition der Richardsonzahl sowie für eine detaillierte Beschreibung dieser Erscheinungsform der Relaminarisierung sei auf [20] verwiesen.

Anhand des in der Einleitung beschriebenen Beispiels für Relaminarisierung in stabil geschichteten Strömungen soll aber kurz die Wirkungsweise dieses Mechanismus aufgezeigt werden. Aufgrund des erwärmten und somit leichteren Fluids am oberen Ende des Wassertanks kommt es zu einer emporsteigenden Strömung, wobei das Fluid gegen die Gravitation arbeiten muss. Auf diese Weise wird die turbulente Energie in potentielle Energie der Gravitation umgewandelt. Dieser Energieverbrauch führt zur Unterdrückung der Turbulenz und somit zur Umkehrung der Strömungsform von turbulent zu laminar.

Solch stabile Schichtungen einer Strömung können häufig in der Atmosphäre beobachtet werden. So kann es beispielsweise zu einer Relaminarisierung während des Sonnenuntergangs kommen. Nach einem sonnigen Tag mit viel produzierter Wärmekonvektion ruft eine plötzliche Abkühlung des Bodens durch Strahlung stabile Dichtegradienten hervor, welche wiederum eine Unterdrückung der Turbulenz bewirken. Dieses Phänomen macht sich durch das Entstehen von Wolken mit flachen, glatten Oberkanten bemerkbar. Ähnliche Effekte in der Atmosphäre sind auch nach einem kühlenden Regenguss erkennbar.

Die Relaminarisierung in stabil geschichteten Strömungen der Atmosphäre war daher immer wieder Gegenstand von Untersuchungen. Auf Messungen von Geschwindigkeits- und Temperaturverteilungen gestützte Beobachtungen von Lyons et al. [14] zeigen deutlich, dass es in der Atmosphäre zu Inversionen kommen kann, welche mit einer Unterdrückung der Turbulenz bis hin zu deren vollständigen Verschwinden verbunden sind. Für Strömungen mit einer Richardsonzahl $Ri \approx 0,15$ liegt dem Bericht von Lyons zufolge Turbulenz immer vor, während sie für $Ri > 0,5$ vollständig unterdrückt ist. Die kritische Richardsonzahl dürfte also zwischen diesen beiden Werten liegen.

Als letztes anschauliches Beispiel, bei dem eine Relaminarisierung in der Atmosphäre auftreten kann, sei die totale Sonnenfinsternis genannt. Als Folge der plötzlichen Beendigung der einfallenden Sonnenstrahlung kühlt der Boden schneller als die darüberliegenden Luftschichten ab, worauf sich rasch ein stabiler Temperaturgradient zwischen der Erdoberfläche und der Luft einstellt. Kühlt der Boden weiter ab, wächst die Dicke der stabilen Luftschichtung an, bis in einer bestimmten Höhe über dem Boden ein kritischer Wert der Richardsonzahl erreicht wird. Ein plötzliches Verschwinden der Turbulenz ist die Folge und es kommt schließlich zur Relaminarisierung in der stabil geschichteten Strömung.

Zusammenfassend kann man festhalten, dass bei den ersten beiden Mechanismen der Relaminarisierung jeweils eine Abnahme der turbulenten Energie entscheidend für den Übergang von turbulenter zu laminarer Strömung ist. Da diese turbulente Energie bei der Relaminarisierung durch Dissipation hauptsächlich durch Einwirkung einer molekularen Transporteigenschaft wie der Viskosität unterdrückt wird, wird dieser Mechanismus auch als dissipativer Grundtyp bezeichnet. Bei der Relaminarisierung in stabil geschichteten Strömungen nimmt die Turbulenz der Strömung in erster Linie aufgrund von verrichteter Arbeit gegen äußere Kräfte wie die Gravitation ab. Deshalb wird diese Erscheinungsform auch absorbierender Grundtyp genannt.

4.2.3 Relaminarisierung in stark beschleunigten Strömungen

Ein dritter prinzipieller Mechanismus der Relaminarisierung wurde in turbulenten Grenzschichtströmungen festgestellt, wo es aufgrund hoher Beschleunigungen zu einem Übergang turbulent - laminar kommen kann. Die Vorgänge dieser Erscheinungsform sind kompliziert, eine einfache Charakterisierung durch eine dimensionslose Kennzahl ist im Gegensatz zu den ersten beiden Mechanismen der Relaminarisierung nicht möglich. Narasimha und Sreenivasan [19] schlagen daher - ähnlich zum Grenzschichtkonzept von Prandtl - ein Zweischichtenmodell zur Beschreibung dieser Erscheinungsform vor.

In der äußeren Schicht der ursprünglich turbulenten Grenzschicht ist das Abklingen der Turbulenz nicht signifikant. Die turbulente Struktur wird in dieser Außenschicht in erster Linie durch die starke Beschleunigung verzerrt, die der Strömung überlagert ist. Es

entwickelt sich eine viskose innere Schicht, in welcher die anfängliche Turbulenz nach und nach abnimmt. Die wechselseitige Beeinflussung dieser beiden Schichten ist schwach. Die Umkehrung der Strömungsform ist bei diesem Mechanismus der Relaminarisierung nicht das Resultat einer Dissipation oder Absorption, die entscheidenden Faktoren sind hier die herrschenden Druckkräfte über die langsam ansprechenden Reynoldsspannungen in der äußeren Schicht sowie die einhergehende Erzeugung einer neuen laminaren Unterschicht, welche ihrerseits durch die Beschleunigung stabil gehalten wird.

Nach dieser kurzen Beschreibung dieses grundlegenden Mechanismus, welcher sich für die Relaminarisierung von Grenzschichtströmungen an den Verdichter- bzw. Turbinenschaufeln in thermischen Turbomaschinen verantwortlich zeigt, werden im noch folgenden Kapitel 4.4 Merkmale und Vorgänge dieser Erscheinungsform detailliert behandelt.

4.2.4 Weitere Erscheinungsformen der Relaminarisierung

Neben den drei grundlegenden Mechanismen existieren noch einige weitere Erscheinungsformen der Relaminarisierung, die jedoch laut Narasimha und Sreenivasan [20] auf die drei Grundtypen zurückgeführt werden können, welche dabei auch in Kombination auftreten können. So wurden experimentelle Beweise über das Auftreten einer Relaminarisierung gesammelt, wenn turbulente Strömungen Beschleunigungen, Rotationen, Krümmungen, Schichtenbildungen, magnetischen Feldern oder thermischen Effekten ausgesetzt sind. In der vorliegenden Arbeit werden diese weiteren Erscheinungsformen der Relaminarisierung nicht weiter behandelt, für eine umfassende Beschreibung dieser verschiedenen Effekte sei erneut auf [20] verwiesen.

4.3 Relaminarisierung in Rohr- und Kanalströmungen

Der Übergang turbulent - laminar in Rohr- und Kanalströmungen stellt das bedeutendste Beispiel für die Relaminarisierung durch Dissipation dar, deren grundlegende Wirkungsweise bereits im Kapitel 4.2.1 beschrieben wurde. Experimentelle Untersuchungen der Relaminarisierung in Rohr- und Kanalströmungen wurden unter anderem von Laufer [12] und Badri Narayanan [2] durchgeführt.

Die allgemein übliche Versuchsanordnung dieser Experimente (siehe Abbildung 4.1) beinhaltet eine allmähliche Querschnittserweiterung in einer Rohr- oder Kanalleitung. Der Divergenzwinkel der Querschnittserweiterung wird dabei ausreichend klein ausgeführt um sicherzustellen, dass es zu keiner Ablösung der Strömung kommt. Für die gewählte Anordnung nimmt die Reynoldszahl, welche mit dem Rohrradius bzw. der halben Kanalhöhe a und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{U} gebildet wird, von einem Wert Re_1 stromaufwärts auf einen Wert Re_2 stromabwärts der Querschnittserweiterung ab.

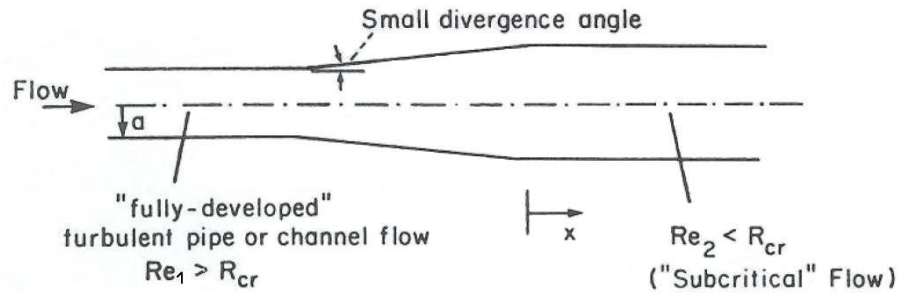


Abbildung 4.1: Versuchsanordnung für Relaminarisierung in Rohr- und Kanalströmungen [31]

Sinkt der Wert von Re_2 unter eine kritische Reynoldszahl ab, ist zu erwarten, dass eine vollausgebildete turbulente Strömung vor der Querschnittsvergrößerung in den laminaren Strömungszustand nach der Querschnittserweiterung umschlagen wird. Die Transition von turbulent zu laminar konnte in den Versuchen tatsächlich nachgewiesen werden. Die Turbulenz der Strömung nimmt beim Durchfließen der Querschnittserweiterung stetig ab, wobei sich die mittlere Strömungsgeschwindigkeit mit zunehmender Lauflänge asymptotisch der klassischen laminaren Lösung von Poiseuille annähert.

Die Relaminarisierung in Rohr- und Kanalströmungen bringt jedoch einige interessante Besonderheiten mit sich. So zeigen beispielsweise Versuchsergebnisse auf der Basis von experimentellen Daten von Badri Narayanan (siehe Abbildung 4.2), dass der Reibungswiderstand c_f an der Wand ebenso kontinuierlich auf die laminare Lösung zusteuert wie die in der Mittelachse des Kanals gemessene Strömungsgeschwindigkeit U_0 . Allerdings erfolgt der Übergang des Reibungswiderstandes vom turbulenten auf den laminaren Wert deutlich schneller als jener der Geschwindigkeitsverteilung vom gleichmäßigen turbulenten Profil hin zum bekannten parabolischen Profil der laminaren Strömung.

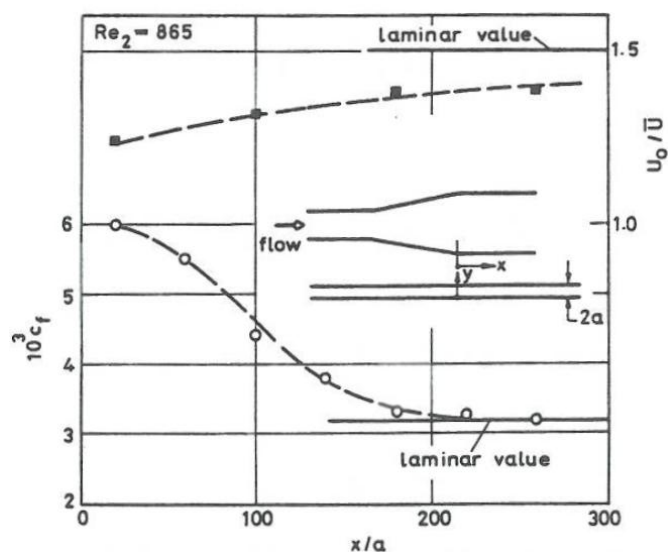


Abbildung 4.2: Verlauf des Reibungswiderstandes und der Strömungsgeschwindigkeit nach der Querschnittserweiterung in einer Kanalströmung [20]

Ein weiteres bemerkenswertes Merkmal der Relaminarisierung in Rohr- und Kanalströmungen ist die Ausbildung einer an der Wand anliegenden, inneren viskosen Schicht stromabwärts der Querschnittserweiterung, was sowohl bei Strömungsmessungen in einem Rohr (Laufer [12]) als auch in einem Kanal (Badri Narayanan [2]) nachgewiesen werden konnte. Die mit y_0 bezeichnete Dicke dieser inneren viskosen Schicht, festgelegt durch die Lage des Maximums des quadratischen Mittelwerts der in Längsrichtung schwankenden Geschwindigkeitskomponente, wächst proportional zur Wurzel der Lauflänge x an, wie Abbildung 4.3 zeigt. Wie bereits im Kapitel 2.3.1 über laminare Grenzschichtströmungen angeführt, nimmt die Grenzschichtdicke einer laminaren Strömung ebenfalls mit der Wurzel der Lauflänge zu. Die Dicke der sich ausbildenden, inneren viskosen Schicht während der Relaminarisierung in einer Rohr- bzw. Kanalströmung wächst also mit zunehmender Lauflänge nach dem selben Gesetz an wie jene einer laminaren Grenzschicht.

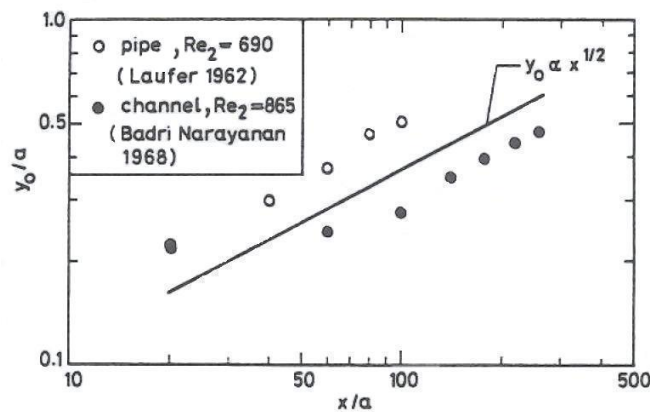


Abbildung 4.3: Wachstum der Dicke der inneren viskosen Schicht nach der Querschnittserweiterung in einer Rohr- bzw. Kanalströmung [20]

Die innere viskose Schicht wächst stromabwärts der Querschnittserweiterung stetig an, bis sich schließlich ein vollständig laminares Geschwindigkeitsprofil über dem gesamten Strömungsquerschnitt einstellt. Außerhalb dieser inneren viskosen Schicht dominiert hingegen lange die anfängliche Turbulenz, die nur sehr langsam durch Dissipation unterdrückt wird. Das Geschwindigkeitsprofil in diesen äußeren Strömungsschichten kann mit Hilfe der folgenden Potenzreihe beschrieben werden:

$$u(x, y) = u_0(y) + \gamma u_1(x, y) + O(\gamma^2) \quad (4.1)$$

In diesem Ansatz für die Strömungsgeschwindigkeit nach der Querschnittserweiterung stellt $u_0(y)$ das asymptotische laminares Geschwindigkeitsprofil von Poiseuille dar. Der Parameter γ ist dabei die Inverse der mit der Dicke δ der inneren viskosen Schicht und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{U} gebildeten Reynoldszahl. Abbildung 4.4 zeigt, dass die Abweichungen $u_1(x, y)$ vom laminaren Geschwindigkeitsprofil sowohl bei der Rohr- als auch bei der Kanalströmung mit steigender Lauflänge stetig aber langsam abnehmen.

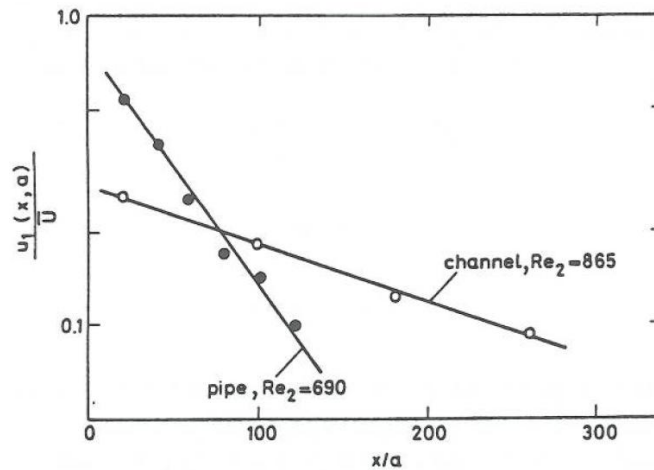


Abbildung 4.4: Abweichung der mittleren Geschwindigkeit vom laminaren Wert nach der Querschnittserweiterung in einer Rohr- bzw. Kanalströmung [20]

Während die Strömungsform in Wandnähe relativ rasch von turbulent zu laminar umschlägt, stellt die Relaminarisierung in den äußeren Strömungsschichten demnach einen deutlich langsameren Prozess dar. Charakteristisches Merkmal der dissipativen Strömungsumkehrung ist also die Langsamkeit dieses Mechanismus, welche auch durch das langsame Abklingen der Turbulenz unterstrichen wird. So benötigt beispielsweise die Schwankung u' der Strömungsgeschwindigkeit bei Messungen von [2] eine Strecke von $200a$ stromabwärts der Querschnittserweiterung, um auf ein Drittel ihres ursprünglichen Wertes zu fallen.

Abschließend sei noch der Versuch der Charakterisierung dieser Transitionsart durch eine kritische Reynoldszahl angeführt. Abbildung 4.5, welche auf Messdaten in Rohr- und Kanalströmungen basiert, stellt die Abklingrate k der Turbulenz in Abhängigkeit der Reynoldszahl nach der Querschnittserweiterung dar und deutet auf einen kritischen Wert von etwa 1500 hin. Dieser durch Extrapolation gewonnene Wert entspricht einer kritischen Reynoldszahl $Re_{krit} = 3000$ in einer Rohrströmung, wenn man die Reynoldszahl anstelle des Rohrradius mit dem Rohrdurchmesser bildet.

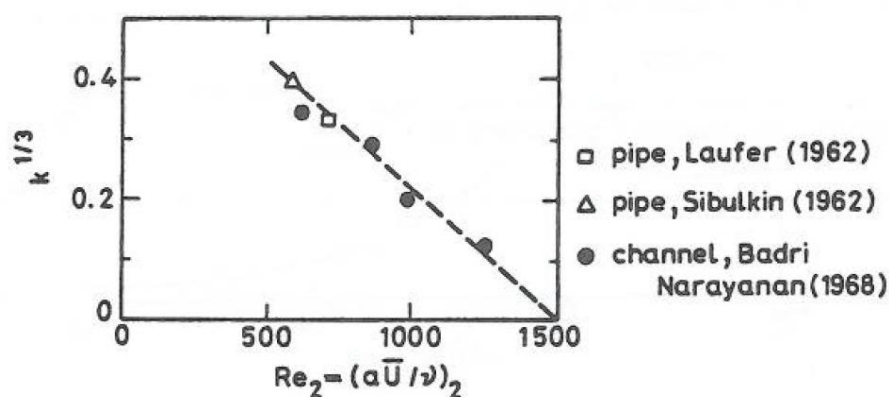


Abbildung 4.5: Abklingrate der Turbulenz in Abhängigkeit der Reynoldszahl nach der Querschnittserweiterung in einer Rohr- bzw. Kanalströmung [20]

Ein weiteres Beispiel für die Relaminarisierung in einer Rohrströmung ist die bereits erwähnte Strömung durch eine scharfkantige Messblende. In einem bestimmten Bereich der Reynoldszahl entsteht unmittelbar nach der Blende Turbulenz, selbst wenn die Anströmung laminar ist. Weiter stromabwärts der Messblende wird diese Turbulenz jedoch unterdrückt und die Strömung nimmt wieder ihre ursprüngliche laminare Form an. Messdaten von Alvi [1] zeigen (siehe Abbildung 4.6), dass die sogenannte Setzlänge als Maß für die Wiederherstellung einer vollausgebildeten Strömung benötigte Strecke stromabwärts der Messblende im relaminarisierenden Bereich auf Werte bis zum 20-fachen Durchmesser ansteigt. Dies folgt aus der Langsamkeit des dissipativen Prozesses, die wir ja schon als charakteristisches Merkmal der Relaminarisierung durch Dissipation ausgemacht haben.

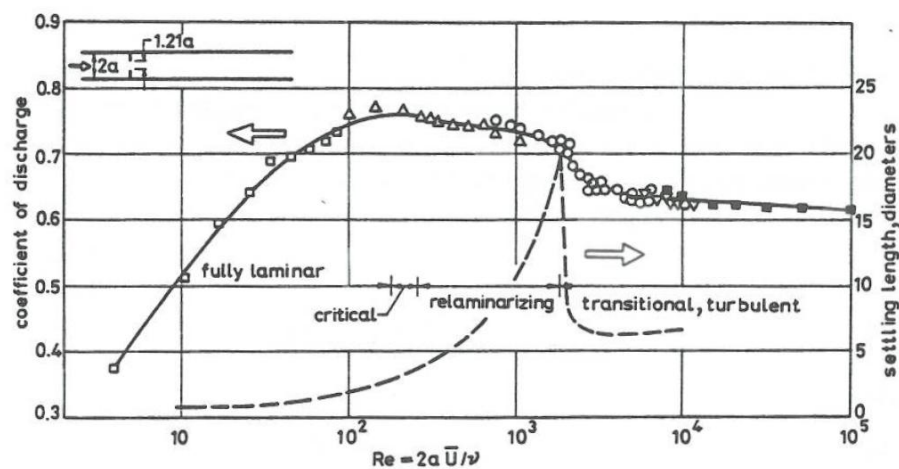


Abbildung 4.6: Relaminarisierung nach einer scharfkantigen Blende in einer Rohrströmung [20]

4.4 Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen

4.4.1 Versuche und technische Bedeutung

Erste Beobachtungen über das Auftreten eines Übergangs von turbulenter zu laminarer Grenzschichtströmung aufgrund hoher Beschleunigungen wurden in den 1950er-Jahren von Sternberg [32] gemacht. Interessanterweise stieß man dabei auf den Effekt der Relaminarisierung während Untersuchungen einer Prandtl-Meyer-Expansion in einer Überschallströmung. Weitere Experimente, bei denen eine Relaminarisierung in turbulenten Grenzschichten von beschleunigten Überschallströmungen nachgewiesen werden konnte, stammen von Sergienko und Gretsov [30] in einer axialsymmetrischen Überschalldüse sowie von Narasimha und Viswanath [21] bei der Umströmung einer konvexen Ecke mit Überschallgeschwindigkeit.

Im letztgenannten Versuch wurde das Verhalten einer anfänglich turbulenten Grenzschicht einer Überschallströmung mit einer Machzahl $Ma = 1,5$ untersucht, die um eine konvexe Ecke umgelenkt wird (siehe Abbildung 4.7). Die Umströmung dieser konvexen Ecke wurde mit Hilfe der Schlierenfotografie sichtbar gemacht. Das Schlierenfoto zeigt deutlich die Ausbildung eines sogenannten Prandtl-Meyer-Fächers, in dem die Strömung kontinuierlich und verlustfrei expandiert und somit beschleunigt. Der Expansionsfächer besteht aus einer unendlichen Anzahl von Machwellen, die alle von der konvexen Ecke beginnend auseinanderlaufen. Zusätzlich zu diesem bereits bekannten Prandtl-Meyer-Fächer stellte man fest, dass sich stromabwärts der konvexen Ecke eine dünne laminare Unterschicht bildet und diese neue Schicht unterhalb der dickeren Restschicht der ursprünglich turbulenten Grenzschicht stetig anwächst.

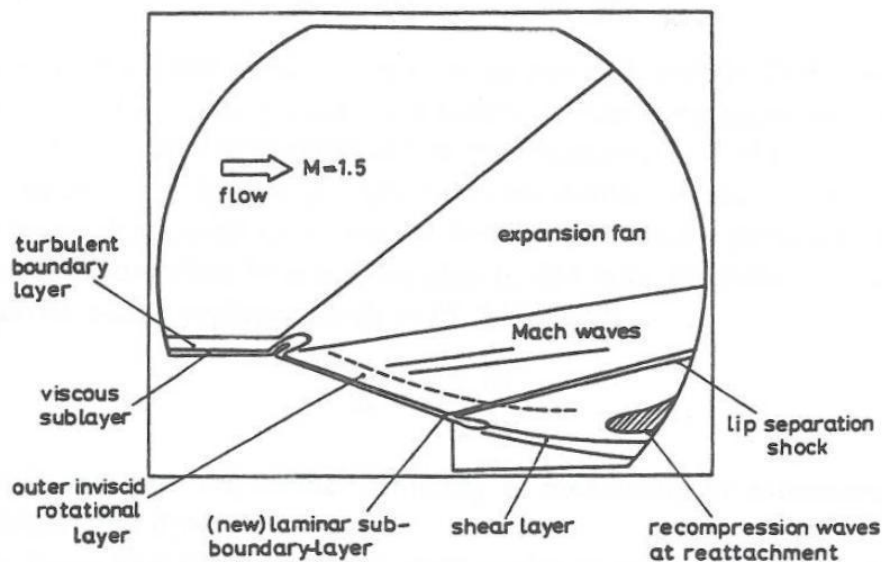


Abbildung 4.7: Umströmung einer konvexen Ecke mit Überschallgeschwindigkeit [20]

Während also die ersten Beweise über die Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichten in kompressiblen Überschallströmungen gesammelt wurden, gibt es heutzutage viel mehr Berichte und weitaus detailliertere Studien über die Relaminarisierung in turbulenten Grenzschichten von inkompressiblen Unterschallströmungen, die einem großen negativen Druckgradienten bzw. einer starken Beschleunigung ausgesetzt sind.

Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen typische Versuchsanordnungen zur Untersuchung der Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen. Zuerst entwickelt sich bei konstantem Druck eine turbulente Grenzschicht in einer inkompressiblen Unterschallströmung. Diese turbulente Grenzschichtströmung wird üblicherweise an einer Wand bzw. an einer längsangeströmten ebenen Platte in einem Windkanal aufgebaut, wie dies unter anderem bei experimentellen Messungen von Badri Narayanan und Ramjee [3] bzw. von Ichimiya et al. [9] realisiert wurde. Nach einer parallelen Einlaufstrecke wird die

turbulente Grenzschichtströmung ab einer bestimmten Lauflänge x_0 einem großen negativen Druckgradienten und damit einer anhaltend starken Beschleunigung unterworfen. Diese Beschleunigung wird durch eine graduelle Querschnittsverengung des Windkanals hervorgerufen, die mittels einer keilförmigen Wandauskleidung bzw. einer Justierplatte gewünschter Form bewerkstelligt werden kann. Wie die Ergebnisse von derartig durchgeführten Experimenten zeigen, kann die turbulente Grenzschicht der Anströmung bei bestimmten Bedingungen asymptotisch in den laminaren Strömungszustand während der Beschleunigungsphase umschlagen, wobei dieser Übergang im Vergleich zur klassischen Transition einen langsameren Prozess darstellt. Stromabwärts der Querschnittsverengung schließt eine parallele Auslaufstrecke bis zum Ende des Windkanals an.

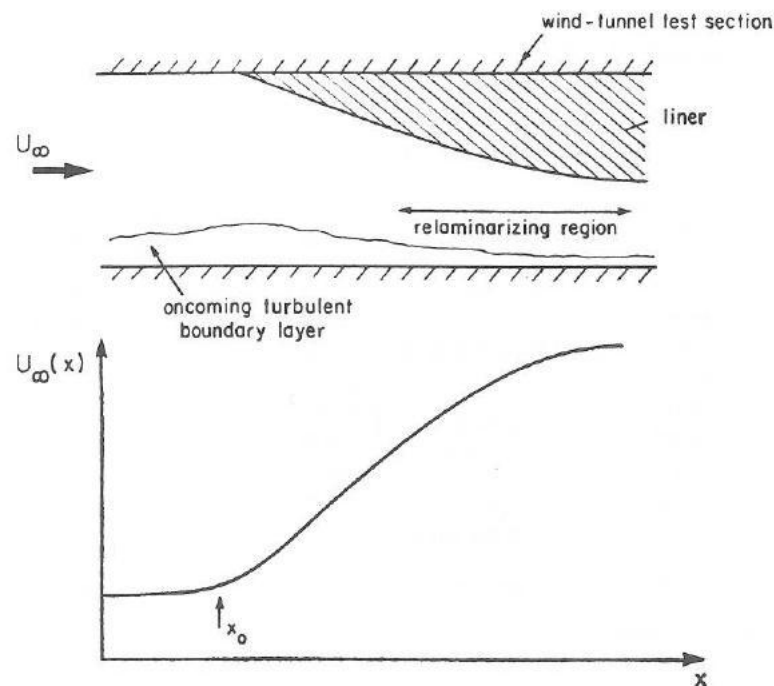


Abbildung 4.8: Versuchsanordnung '1' für Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen [31]

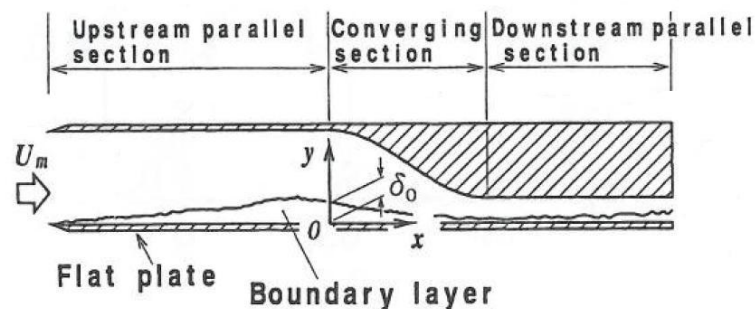


Abbildung 4.9: Versuchsanordnung '2' für Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen [9]

Die wichtigste technische Anwendung der Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen ist sicherlich jene in den Grenzschichten an den Verdichter- bzw. Turbinenschaufeln von thermischen Turbomaschinen. Obwohl in den vergangenen Jahrzehnten die Erforschung der Strömungszustände während einer solchen Relaminarisierung vorangetrieben wurde und daher der Übergang von turbulenter zu laminarer Grenzschichtströmung immer wieder Gegenstand experimenteller sowie theoretischer Untersuchungen war, gestaltet sich die Einbindung der Relaminarisierung in die Turbulenzmodellierung bis heute als schwierig. Den Turbulenzmodellen kommt bei der Anwendung von numerischen Strömungsberechnungsverfahren (CFD) ein besonders hoher Stellenwert zu, um beispielsweise die Verluste oder den äußeren Wärmeübergang einer Grenzschichtströmung richtig vorherzusagen und in weiterer Folge bei der Auslegung von thermischen Turbomaschinen entscheidende Parameter wie den Wirkungsgrad exakt bestimmen zu können.

Wie wir im noch folgenden Kapitel über Kriterien für den Beginn einer allfälligen Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen sehen werden, ist eine genaue Vorhersage über das Einsetzen dieses Übergangs von turbulenter zu laminarer Grenzschicht problematisch. Während demnach die Einbindung der Relaminarisierung in die Berechnung einiges an Kopfzerbrechen bereitet, existieren andererseits Überlegungen über eine Ausnutzung des Effekts der Relaminarisierung, um eine mögliche unerwünschte Turbulenz durch eine geförderte Umkehrung der Strömungsform unterdrücken zu können.

So regte Thompson [34] mit einem Vorschlag bereits Anfang der 1970er-Jahre an, dass es bei Tragflügeln von großen Flugzeugen durch eine konstruierte Relaminarisierung der Grenzschichtströmung in der Nähe der Vorderkante möglich sein müsste, einige Prozent des Profilwiderstands einzusparen. Der Übergang einer turbulenten in eine laminare Grenzschicht kann aber auch als Folge einer Querschnittsverengung in einer Raketendüse oder in einem Windkanal auftreten. Speziell in Hochgeschwindigkeitswindkanälen, welche aufgrund der ausgestrahlten Geräusche von turbulenten Grenzschichten oft sehr laut sind, könnte eine durch richtiges Design des Windkanals herbeigeführte Relaminarisierung den Lärmpegel deutlich senken. Dennoch wird eine „Kontrolle der Turbulenz“ wohl für immer eine Traumvorstellung bleiben und nie vollständig realisiert werden können.

4.4.2 Charakteristische Merkmale

Die Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen ist ein gradueller Prozess, welcher aber von drastischen Änderungen in der Struktur der Grenzschicht begleitet wird. Als dritter prinzipieller Mechanismus der Relaminarisierung teilt er einige charakteristische Merkmale mit den beiden anderen grundlegenden Erscheinungsformen der Relaminarisierung, weist aber offensichtlich auch unterschiedliche Besonderheiten im Vergleich zum dissipativen und absorbierenden Grundtyp auf.

So kommt es beispielsweise bei der Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen zur Ausbildung einer neuen laminaren Schicht, welche unweigerlich mit einer Dissipation der turbulenten Energie verbunden ist. Die Generation einer inneren viskosen Schicht haben wir bei der Relaminarisierung in Rohr- und Kanalströmungen, welche dem dissipativen Grundtyp zuzuordnen ist, ebenfalls als ein charakteristisches Merkmal ausgemacht. Auf der anderen Seite werden die Reynoldsspannungen im Vergleich zu den beiden anderen prinzipiellen Mechanismen nicht wirklich zerstört, sondern vielmehr durch die der Strömung überlagerten Beschleunigung verzerrt, was man auch als „Einfrieren“ der Reynoldsspannungen bezeichnet.

Untersucht man den Übergang einer turbulenten in eine laminare Grenzschichtströmung mittels der beschriebenen typischen Versuchsanordnungen in einem Windkanal, kann man stromabwärts der Lauflänge x_0 , bei welcher die Aufbringung eines großen negativen Druckgradienten und damit einer starken Beschleunigung einsetzt, folgende Veränderungen in der turbulenten Grenzschichtströmung beobachten:

- die Dicke δ der Grenzschicht nimmt mit steigender Lauflänge x ab
- die Geschwindigkeitsverteilung beginnt vom bekannten Geschwindigkeitsprofil einer turbulenten Grenzschichtströmung abzuweichen und nähert sich kontinuierlich dem Geschwindigkeitsprofil einer laminaren Grenzschichtströmung an
- der Formparameter H der Grenzschicht, welcher das Verhältnis der Verdrängungsdicke δ_1 zur Impulsverlustdicke δ_2 darstellt, nimmt zuerst ab und später zu

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy \quad (4.2)$$

$$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy \quad (4.3)$$

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (4.4)$$

- der Reibungswiderstand c_f fällt ab
- der Wärmeübergangskoeffizient fällt ebenso ab
- die relative Intensität der Turbulenz geht zurück
- eine rasche Abnahme der Reynoldsspannungen in unmittelbarer Wandnähe, welche im Einklang mit der Ausbildung und dem Anwachsen einer neuen laminaren Schicht steht
- in einiger Entfernung von der Wand nehmen die Reynoldsspannungen hingegen in ihrem absoluten Wert nicht ab, sondern werden wie bereits erwähnt durch die erhöhte Strömungsgeschwindigkeit eingefroren

Abbildung 4.10, welche auf gemessenen Versuchsdaten von Ramjee [26] basiert, zeigt die Geschwindigkeitsprofile innerhalb der Grenzschicht unmittelbar vor bzw. nach der Beschleunigungsphase. Man erkennt anhand der Geschwindigkeitsverteilungen, dass die Strömungsform in der Grenzschicht tatsächlich von turbulent zu laminar übergeht.

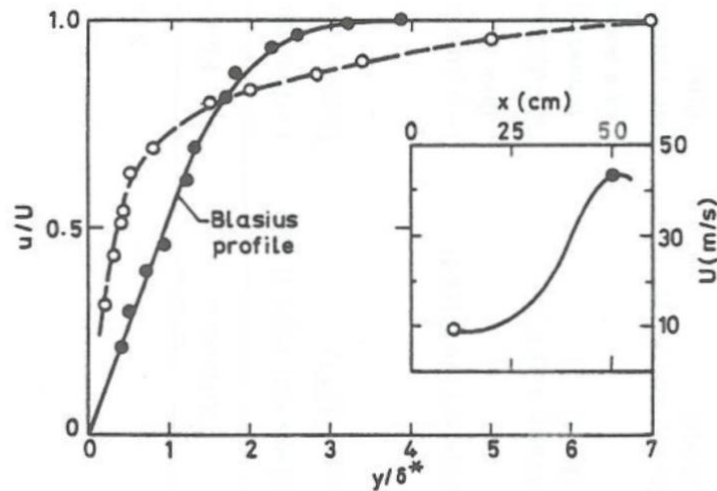


Abbildung 4.10: Geschwindigkeitsverteilungen in der Grenzschicht unmittelbar vor bzw. nach der Beschleunigungsphase [20]

4.4.3 Kriterien für das Auftreten der Relaminarisierung

In den letzten Jahrzehnten wurden viele detaillierte Studien über den Übergang einer turbulenten in eine laminare Grenzschichtströmung angefertigt. Dabei wurden unterschiedliche Methoden für das Erkennen des Beginns der Relaminarisierung verwendet, folglich wurden auch verschiedene Kriterien für das Auftreten der Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen vorgeschlagen. Da der Umschlag der Strömungsform in der Grenzschicht von turbulent zu laminar ein gradueller Prozess ist und somit die Relaminarisierung kein schlagartiges Ereignis darstellt, gestaltet sich die Definition des Beginns bzw. des Endes der Relaminarisierung schwierig und ist eigentlich ein zum Scheitern verurteiltes Konzept. Trotzdem wurden in der Vergangenheit viele verschiedene Kriterien vorgeschlagen, die man grob in zwei Kategorien einteilen kann, nämlich in ein physikalisches Kriterium und in ein parametrisches Kriterium.

Das physikalische Kriterium gibt Aufschluss darüber, wie man das Auftreten der Relaminarisierung anhand von Veränderungen der physikalischen Strömungseigenschaften erkennen kann, wie z.B. die Abnahme der Reynoldsspannungen in Wandnähe. Das parametrische Kriterium stellt den Versuch dar, präzise Parameter als geeignete Indikatoren für das Auftreten der Relaminarisierung angeben zu können. Die folgende Auflistung soll eine kurze Übersicht über die wichtigsten vorgeschlagenen Kriterien geben sowie deren Vor- bzw. Nachteile beleuchten.

Das am weitesten verbreitete Kriterium für den Beginn der Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen ist die schon mehrmals erwähnte Charakterisierung der Strömung durch den sogenannten Beschleunigungsparameter K . Erstmals vorgeschlagen wurde dieses parametrische Kriterium von Moretti und Kays [18], die das Auftreten der Relaminarisierung mit dem Abfall des Wärmeübergangskoeffizienten unter einen vorhergesagten turbulenten Wert in Verbindung setzten und dies mit dem Erreichen eines kritischen Wertes für den Beschleunigungsparameter von $K = 3,5 \cdot 10^{-6}$ kennzeichneten. In der Folge wurden ähnliche Vorschläge unterbreitet, die den Beginn der Relaminarisierung mit dem Überschreiten eines kritischen Wertes des Beschleunigungsparameters festlegten. Als allgemein anerkanntes, parametrisches Kriterium gilt heute:

$$K = \frac{\nu}{U^2} \frac{dU}{dx} > 3 \cdot 10^{-6} \quad (4.5)$$

Die Definition des Beschleunigungsparameters enthält ebenso wie einige weitere parametrische Kriterien die kinematische Viskosität ν des Fluids und kann deshalb als eine Art Reynoldszahl interpretiert werden. Der Hauptkritikpunkt an diesem Kriterium ist, dass der Beschleunigungsparameter mit der Geschwindigkeit der Außenströmung U gebildet wird und somit keinerlei Information über die Grenzschicht enthält, deren Umkehrung der Strömungsform es zu charakterisieren gilt. Es existieren sehr ähnliche Kriterien der Form $K c_f^{-n}$, die den Beschleunigungsparameter K mit dem Reibungswiderstand c_f kombinieren, wobei der Exponent n zwischen $1/2$ und $3/2$ variiert. Dieses unter anderem von Launder und Stinchcombe [13] unterbreitete Kriterium beinhaltet demnach den Abfall des Reibungswiderstands und kann in den generellen Denkansatz eingeordnet werden, nach einer kritischen Reynoldszahl zu suchen.

Eine empirische Herangehensweise stammt von Patel [24]. Er schlug vor, den Beginn der Relaminarisierung durch folgenden Parameter für den Druckgradienten dp/dx zu kennzeichnen, da die Abweichung der Geschwindigkeitsverteilung vom logarithmischen Wandgesetz für turbulente Grenzschichtströmungen vom Druckgradienten abhängig ist:

$$-\Delta_p = -\frac{\nu}{U_*^3} \frac{dp}{dx} > 0,005 \quad (4.6)$$

Die als U_* bezeichnete Reibungsgeschwindigkeit entspricht dabei definitionsgemäß der Wurzel der Wandschubspannung τ_w . Der Vorschlag von Patel, den Beginn einer auftretenden Relaminarisierung mit der Abweichung vom bekannten Geschwindigkeitsprofil für turbulente Grenzschichten in Zusammenhang zu bringen, erscheint sinnvoll. Wie aber Narasimha und Sreenivasan [19] zeigten, erreicht dieser Parameter sein Minimum bereits stromaufwärts von jener Stelle, an der Patel den Beginn der Relaminarisierung folgerte. Der von ihm vorgeschlagene, kritische Wert für $-\Delta_p$ wird also überschritten, bevor die Umkehrung der Strömungsform in der Grenzschicht einsetzt.

Mit der selben Begründung wird die Gültigkeit eines später vorgeschlagenen Kriteriums von Patel und Head [25] angezweifelt, bei welchem der Druckgradient dp/dx durch den Gradienten der Reynoldsspannungen $\partial\tau/\partial y$ ersetzt wurde:

$$-\Delta_\tau = -\frac{\nu}{U_*^3} \frac{\partial\tau}{\partial y} > 0,009 \quad (4.7)$$

Bei diesem Kriterium besteht zusätzlich die Schwierigkeit, den Gradienten der Reynoldsspannungen $\partial\tau/\partial y$ in der relaminarisierenden Strömung zu messen oder abzuschätzen.

Ein mögliches Zeichen für das Ende einer vollturbulenten Grenzschichtströmung ist die Ausbreitung des intermittierenden Charakters einer transitionalen Strömung bis hin zur Wand. Fiedler und Head [8] haben im Zuge ihrer Messungen des Intermittenzfaktors in einer turbulenten Grenzschicht in der Tat beobachtet, dass die Strömung in unmittelbarer Wandnähe intermittierenden Charakter bereits in den frühen Stadien der Relaminarisierung zeigt. Zu diesem physikalischen Kriterium suchten Fiedler und Head nach einem einhergehenden parametrischen Kriterium und sahen hierfür das gleichzeitige Auftreten eines Minimums im Verlauf des Formparameters H als geeignet an. Das gleiche Kriterium wurde übrigens auch von Patel und Head [25] vorgeschlagen. Allerdings ist auch dieses parametrische Kriterium umstritten, da der negative Druckgradient nicht nur das Geschwindigkeitsprofil anfangs völliger macht und demzufolge ein Absinken des Formparameters bewirkt, sondern auch zu einer Abnahme der mit der Grenzschichtdicke gebildeten Reynoldszahl führt, was wiederum ein Ansteigen des Formparameters mit sich bringt. Es ist daher denkbar, dass der Formparameter ein Minimum durchschreitet, ohne dass es dabei einen direkten Zusammenhang mit dem Beginn der Relaminarisierung gibt.

Natürlich gibt es neben den eben beschriebenen Kriterien noch einige weitere Ansätze, um den Beginn der Relaminarisierung kennzeichnen zu können. Eine umfassende Darstellung sowie eine kritische Diskussion der Kriterien für das Auftreten der Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen finden sich in [19]. Im Gegensatz zum Beginn des Übergangs von turbulent zu laminar in einer Grenzschicht lässt sich das Ende der Relaminarisierung einigermaßen eindeutig angeben. Die Relaminarisierung kann demnach als abgeschlossen angesehen werden, wenn die Einwirkung der Reynoldsspannungen auf die Entwicklung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit vernachlässigbar klein ist.

4.4.4 Unterteilung des Strömungsfeldes in verschiedene Teilgebiete

Es scheint klar, dass ausgehend von den grundlegenden Grenzschichtgleichungen eine vollständige Vorhersage der Strömung während des gesamten Vorgangs der Relaminarisierung nicht möglich ist. Jedoch gibt der Fakt, dass die Strömung in der Grenzschicht asymptotisch von einem vollturbulenten in einen laminaren Zustand übergeht, berechtigte Hoffnung, dass man Teilbereiche des Übergangs mittels Näherungslösungen beschreiben kann.

Zu diesem Zweck ist es sinnvoll, das Strömungsfeld während des graduellen Prozesses der Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen in verschiedene Teilbereiche zu unterteilen (siehe Abbildung 4.11).

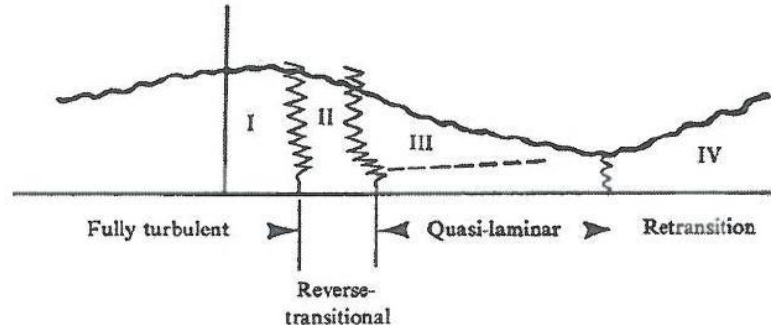


Abbildung 4.11: Unterteilung des Strömungsfeldes in verschiedene Teilgebiete [19]

Da sich der Druckgradient in einer inkompressiblen Strömung nicht abrupt ändern kann, bleibt die vollturbulente Strömung zu Beginn - also in einem Bereich unmittelbar nach dem Aufbringen eines großen negativen Druckgradienten bzw. einer starken Beschleunigung bei der Lauflänge x_0 - weiterhin aufrecht. In dieser kleinen Region ist das universelle Wandgesetz für turbulente Grenzschichten nach wie vor gültig.

Mit zunehmender Lauflänge wird die Einwirkung der Beschleunigung auf die Strömung immer stärker, bis in einem begrenzten Bereich die eigentliche Transition von turbulenter zu laminarer Strömung in der Grenzschicht einsetzt. Mit dem Beginn der Relaminarisierung treten die schon bekannten Änderungen der Strömungseigenschaften ein, wie z.B. der Abfall des Reibungswiderstandes oder die Abweichung der Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht vom turbulenten Verhalten.

In ausreichender Entfernung stromabwärts von x_0 stellt sich eine sogenannte quasi-laminare Strömung ein, in der das im Kapitel 4.2.3 beschriebene Zweischichtenmodell Gültigkeit besitzt. Während demnach in der äußeren Schicht das Abklingen der Turbulenz nicht signifikant ist, entwickelt sich im Inneren eine viskose Schicht, welche durch die kontinuierliche Beschleunigung stabil gehalten wird.

Schließlich beobachtet man bei Versuchen übereinstimmend einen letzten Teilbereich, in dem ein als Retransition bezeichneter Übergang zur ursprünglich vollturbulenten Grenzschichtströmung stattfindet. Dies ist die Folge einer nachlassenden Beschleunigung, die in technischen Anwendungen unvermeidlich auftritt und in den Versuchsanordnungen durch eine parallele Auslaufstrecke realisiert wird.

Mathematische Näherungslösungen für die verschiedenen Teilgebiete sowie eine umfangreiche Beschreibung der Strömungseigenschaften während der Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen finden sich unter anderem in [19] und [31].

5 Heißfilmanemometrie

5.1 Auswahl einer geeigneten Messmethode

5.1.1 Anwendungsgebiete

Die Hitzdraht- bzw. Heißfilmanemometrie, manchmal auch als thermische Anemometrie bezeichnet, stellt ein wichtiges Instrument zur Messung von turbulenten Strömungen dar. Hitzdraht- bzw. Heißfilmsonden bieten die Möglichkeit, die Strömungsgeschwindigkeit zeitlich hochauflösend zu bestimmen. In der Strömungsmechanik ist dies beispielsweise für folgende Untersuchungen notwendig:

- Messung turbulenter Strömungen
- Erfassung instationärer Strömungseffekte (z.B. Ablösung)
- Untersuchung von Grenzschichtströmungen und Transitionsvorgängen
- Erforschung aeroakustischer Phänomene

Für diese Art von Strömungsmessungen gibt es als Alternative zur Hitzdrahtanemometrie im Wesentlichen nur zwei weitere Verfahren, nämlich die Laser-Doppler-Anemometrie als optische Messmethode sowie die Druckmesssonden als mechanische Messmethode.

5.1.2 Vor- und Nachteile

In diesem Abschnitt werden zuerst die Laser-Doppler-Anemometrie sowie die Druckmesssonden als alternative Verfahren zur Hitzdraht- bzw. Heißfilmanemometrie kurz beschrieben. Anschließend erfolgt ein Vergleich der Hitzdrahtanemometrie mit diesen beiden Messverfahren, welcher die Vorteile der Hitzdrahtanemometrie aufzeigt, aber gleichzeitig auch auf die Nachteile dieser Messmethode hinweist.

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ist ein berührungsloses optisches Messverfahren zur Bestimmung von Geschwindigkeitskomponenten in Strömungen. Der große Vorteil der LDA liegt darin, dass die Strömung nicht durch eine Sonde gestört wird. Allerdings sind die Kosten für eine Messeinrichtung sehr hoch. Bei Anwendung der LDA müssen dem strömenden Fluid Partikel beigemischt werden, es muss eine optische Zugänglichkeit bestehen und es sind Schutzmaßnahmen aufgrund der starken Laserstrahlen zu treffen.

Druckmesssonden stellen eine kostengünstige und robuste Lösung zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten dar. Mit Mehrlochsonden kann zusätzlich zum Betrag der Geschwindigkeit auch die Strömungsrichtung bestimmt werden. Da der Druck direkt proportional zur Dichte des Fluids sowie zum Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit ist, sind Messungen in Luft mit Strömungsgeschwindigkeiten unter 10 m/s nicht mehr sehr genau. Eine Frequenzauflösung über 1 kHz hinaus ist typischerweise kaum zu realisieren.

Für Messungen in Strömungen mit kleinen bis mittleren Turbulenzgraden ($Tu \leq 25\%$) weist die Hitzdrahtanemometrie folgende Vorteile auf:

- Im Vergleich zur Laser-Doppler-Anemometrie fallen bei der Hitzdrahtanemometrie deutlich geringere Anschaffungskosten für die Messeinrichtung an und es sind keine besonderen Schutzmaßnahmen erforderlich.
- Die Hitzdrahtanemometrie erlaubt zeitlich sehr hochauflösende Messungen der Strömungsgeschwindigkeit. Bei guter Abstimmung der Messkette können Abtastraten von bis zu mehreren hundert kHz erreicht werden. Im Vergleich dazu beträgt die Grenzfrequenz bei der LDA nur etwa 30 kHz.
- Im Gegensatz zur LDA fällt bei der Hitzdrahtanemometrie ein kontinuierliches analoges Signal an, das relativ einfach weiterverarbeitet werden kann. Weiters ist die Hitzdrahtanemometrie für die Messung kleiner Strömungsgeschwindigkeiten sehr gut geeignet, da sie gerade im unteren Geschwindigkeitsbereich die größte Empfindlichkeit aufweist.

Dem gegenüber stehen bei Anwendung der Hitzdrahtanemometrie folgende Nachteile:

- Bei sehr hohen Turbulenzgraden kann es zu verfälschten Messergebnissen kommen. Diese Fehlmessungen treten insbesondere dann auf, wenn im zeitlichen Verlauf auch negative Geschwindigkeiten vorkommen. Solche Fälle können mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie meist nicht erfasst werden. Nur bei Einsatz von Mehrdrahtsonden kann auch die Richtung der Strömungsgeschwindigkeit bestimmt werden.
- Obwohl sowohl die Hitzdrähte als auch die Heißfilme ein sehr kleines Volumen aufweisen, kommt es doch zu einer gewissen Störung der Strömung durch die Sonde. Dies ist bei der LDA als störungsfreies Messverfahren nicht der Fall.
- Die dünnen Drähte und Filme der Hitzdraht- bzw. Heißfilmsonden sind äußerst empfindlich gegenüber Zerstörung. Diese Zerstörungen können durch mechanische Beschädigung oder durch den Aufprall von in der Strömung vorhandenen Schmutzpartikeln herrühren. Derartige Schmutzpartikel können sich auch auf den heißen Sonden anlagern. Durch die Verschmutzung der Sonden kommt es zu einer Veränderung der Wärmeübergangseigenschaften und damit zu falschen Messergebnissen.

5.2 Heißfilmsonde

5.2.1 Messprinzip

Bei der Hitzdraht- bzw. Heißfilmanemometrie wird ein als Hitzdraht oder Heißfilm ausgeführtes Sensorelement verwendet, welches elektrisch beheizt wird und dessen elektrischer Widerstand von der Temperatur abhängt. Das Sensorelement ist dem strömenden Fluid ausgesetzt und wird je nach Betriebsart von einem konstanten Strom durchflossen oder auf konstanter Temperatur und somit auf konstantem elektrischen Widerstand gehalten. Durch die Umströmung des Sensorelementes findet ein Wärmetransport vom Hitzdraht bzw. vom Heißfilm in das Strömungsmedium statt, welcher mit der Strömungsgeschwindigkeit des Fluids korreliert. Durch Messung der elektrischen Größen kann so auf die Strömungsgeschwindigkeit geschlossen werden. Für den Betrieb der elektrisch beheizten Sensorelemente ist eine spezielle Elektronik notwendig, die den Heizstrom regelt und das Messsignal verstärkt.

Das Messprinzip der Heißfilmanemometrie ist jenem der Hitzdrahtanemometrie sehr ähnlich. Es beruht laut [7] auf der Analogie zwischen der Wandschubspannung und dem örtlichen Wärmeübergang auf die Grenzschichtströmung. Der dünne Draht der Heißfilmsonde wird durch elektrischen Strom auf ein gewisses Temperaturniveau erhitzt und gleichzeitig durch das vorbeiströmende Fluid der Grenzschichtströmung abgekühlt. Die zur Erhitzung notwendige elektrische Spannung ist aufgrund der sich ändernden Strömungsbedingungen (laminar, turbulent oder transitional) ein Maß für den übertragenen Wärmestrom in die Grenzschichtströmung bzw. für die auftretende Wandschubspannung zwischen Grenzschichtströmung und Wandoberfläche.

Die physikalischen Grundlagen und die technische Realisierung der Hitzdrahtanemometrie sind ebenso wie die Vorgehensweise bei Messungen ausführlich in [5] dargestellt, welches als das Standardwerk der Hitzdrahtanemometrie angesehen werden kann. Brauchbare deutsche Kurzfassungen finden sich in [7] und [36]. In der vorliegenden Arbeit soll der technische Hintergrund der Hitzdrahtanemometrie kurz gehalten werden und nur die von King [10] im Jahre 1914 angegebene, grundlegende Beziehung für den Wärmeübergang am unendlichen langen Hitzdraht angeführt werden:

$$Nu = A + B Re^{1/2} \quad (5.1)$$

Diese bekannte empirische Gleichung, die auch als Kingsches Gesetz bezeichnet wird, stellt den Zusammenhang zwischen der den Wärmeübergang charakterisierenden Nußeltzahl $Nu = \alpha d/\lambda$ und der Reynoldszahl $Re = w d/\nu$ dar, welche mit der Strömungsgeschwindigkeit w und dem Durchmesser d des Hitzdrahtes gebildet wird. Dabei sind die Wärmeübergangszahl α , die Wärmeleitfähigkeit λ sowie die kinematische Viskosität ν Stoffwerte des Fluids. Die empirischen Konstanten A und B sind ebenfalls vom Fluid abhängig.

5.2.2 Bauform

Als Sensorelemente werden dünne Hitzdrähte oder Heißfilme verwendet, welche sehr unterschiedlich ausgeführt sein können. Sie weisen ein sehr kleines Volumen auf und besitzen eine geringe thermische Trägheit. Aus diesem Grund ist die Hitzdrahtanemometrie in der Lage, den hochfrequenten turbulenten Schwankungen der Geschwindigkeit zu folgen.

Eine umfassende Darstellung und Beschreibung der vielen verschiedenen Bauformen von Hitzdraht- bzw. Heißfilmsonden findet man zum Beispiel in [6]. Bei der Hitzdrahtanemometrie wird ein sehr dünner Draht verwendet, typische Abmessungen sind $5\ \mu\text{m}$ Durchmesser und 1 mm Länge. Übliche Hitzdrahtwerkstoffe sind Wolfram, Platin, Nickel sowie weitere unterschiedliche Legierungen, die je nach Anforderung an die physikalischen Eigenschaften eingesetzt werden. Die unterschiedlichen Bauformen der Hitzdrahtsonden richten sich hauptsächlich nach der Anzahl der zu messenden Geschwindigkeitskomponenten. Für ein-, zwei- und dreidimensionale Strömungsmessungen unterscheidet man daher zwischen Single-Sonden, Dual-Sonden und Triple-Sonden.

Bei der Heißfilmanemometrie werden hingegen dünne Heißfilme ($\approx 0,1\ \mu\text{m}$) aus Nickel oder Platin als Sensoren eingesetzt, die auf thermisch isolierenden Substraten aufgebracht sind. Dieses Substrat ist meist aus Siliziumdioxid in Form eines Zylinders, Keils oder Kegels ausgeführt. Für Messungen in Wandnähe bzw. direkt an der Wand werden die Heißfilme als bündig mit der Oberfläche abschließende Proben montiert oder auf dünnen Kunststofffolien angebracht, welche an die Wand aufgeklebt werden können. Die Heißfilme werden durch Kathodenzerstäubung aufgedampft, um eine gleichmäßige Dicke mit hohem Reinheitsgrad und eine gute Haftung zum Substrat zu gewährleisten.

Die Messungen an der Turbinenschaufel wurden mit Hilfe von zwölf Heißfilmsonden der Bauart DANTEC 55R47 (siehe Abbildung 5.1) durchgeführt. Die Sonde besteht aus einem dünnen Heißfilm aus Nickel ($0,9\ \text{mm} \times 0,1\ \text{mm}$), welcher auf einer $0,05\ \text{mm}$ dicken Polyamidfolie ($16\ \text{mm} \times 8\ \text{mm}$) aufgebracht ist. Der Heißfilm ist mit zwei goldplattierten Anschlussplättchen aus Nickel verbunden. Auf beide Anschlussplättchen ist jeweils ein Verbindungsdraht aus Kupfer ($\varnothing 0,1\ \text{mm} \times 55\ \text{mm}$) aufgelötet. Die Heißfilmsonde ist durch eine $0,5\ \mu\text{m}$ dünne Beschichtung aus Siliziumdioxid gegen Verschleiß geschützt. Die Strömungsrichtung ist parallel zur längeren Seite der rechteckigen Trägerfolie und steht somit im rechten Winkel zu dem als Heißfilm ausgeführten Sensor.

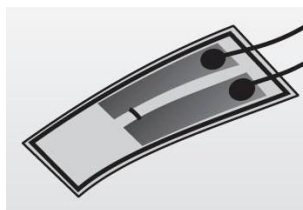


Abbildung 5.1: Heißfilmsonde DANTEC 55R47 [6]

5.3 Betriebsarten

Für den praktischen Betrieb der Hitzdrahtanemometrie ist eine spezielle elektronische Regelung und Verstärkung erforderlich. Man unterscheidet grundsätzlich zwischen den beiden Betriebsarten Konstant-Strom-Anemometrie (Constant-Current Anemometry CCA) und Konstant-Temperatur-Anemometrie (Constant-Temperature Anemometry CTA). Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Gerät DANTEC STREAMLINE 90N10/C10 verwendet, welches nach dem Prinzip der Konstant-Temperatur-Anemometrie arbeitet. Aus diesem Grund wird im Folgenden für das Konstant-Strom-Verfahren nur das grundlegende Prinzip erklärt, während das Konstant-Temperatur-Verfahren ausführlich beschrieben wird.

5.3.1 Konstant-Strom-Anemometrie

Die Konstant-Strom-Anemometrie stellt das einfachste Prinzip dar, da es auf eine aufwendige Regelung verzichten kann. Der Sensor wird mit einem konstanten Strom beheizt. Durch die Umströmung ändern sich der Widerstand und damit die am Sensor abfallende Spannung, die das Messsignal darstellt. Die Nachteile dieses einfachen Systems bestehen in der fehlenden Temperaturkompensation und in einer schlechten Frequenzauflösung. Außerdem ist das Prinzip für Langzeitmessungen ungeeignet, da der Draht durch die Temperaturschwankungen schnell altert.

5.3.2 Konstant-Temperatur-Anemometrie

Bei der Konstant-Temperatur-Anemometrie wird der Hitzdraht bzw. der Heißfilm trotz der sich ändernden Strömungsgeschwindigkeit auf konstanter Temperatur und damit auf konstantem elektrischen Widerstand gehalten. Abbildung 5.2 stellt das prinzipielle Schaltbild des Konstant-Temperatur-Verfahrens dar.

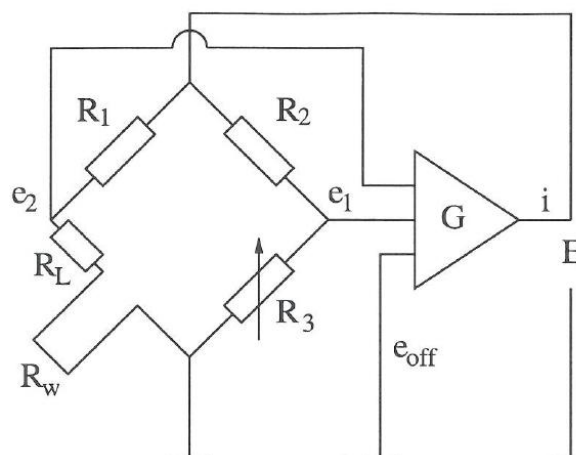


Abbildung 5.2: Prinzipschaltbild der Konstant-Temperatur-Anemometrie [36]

R_W bedeutet dabei den Sondenwiderstand, R_L den Kabelwiderstand. Die Sonde ist gemeinsam mit dem Kabel als ein Zweig einer Wheatstoneschen Brücke geschaltet und ist so als aktiver Sensor in das Hitzdrahtanemometriesystem integriert. Die Wheatstonesche Brücke ist abgeglichen, wenn gilt:

$$\frac{R_W + R_L}{R_1} = \frac{R_3}{R_2} \quad (5.2)$$

Der abgeglichene Zustand der Wheatstoneschen Brücke wird durch Verstellung des Widerstands R_3 erreicht. Der tatsächliche elektrische Widerstand der Sonde R_W wird aus einem gewählten Überheizungsverhältnis R_W/R_a berechnet, wobei R_a den Sondenwiderstand bei der Umgebungstemperatur t_u darstellt. Ändern sich während der Messungen die Strömungsbedingungen und somit der übertragene Wärmestrom, ist die auftretende Fehlerspannung $e_2 - e_1$ ein Maß für die Änderung des Sondenwiderstands R_W . Diese Spannungsdifferenz wird an den Eingang des Operationsverstärkers (G) weitergeleitet. Der Ausgangsstrom i des Operationsverstärkers ist umgekehrt proportional zur Widerstandsänderung des Hitzdrahtes bzw. der Heißfilmsonde. Durch Rückspeisung des Stromes in die Wheatstonesche Brücke wird der ursprüngliche Widerstand der Sonde wiederhergestellt.

Bei der Konstant-Temperatur-Anemometrie wird also versucht, die Sonde durch sehr schnelle Regelkreise auf einer im Mittel konstanten Temperatur zu halten. Die elektronische Umsetzung ist deshalb entsprechend aufwendig und muss jeweils auf den einzelnen Sensor inklusive seiner Verkabelung angepasst werden. Da die Sensortemperatur bestimmt werden kann, ist eine theoretische Korrektur des Temperatureinflusses möglich. Die Konstant-Temperatur-Anemometrie weist einen weiten Frequenzbereich auf. Moderne CTA-Geräte sind in der Lage, den Hitzdraht bzw. den Heißfilm bis zu hohen Frequenzen von mehreren hundert kHz auf konstanter Temperatur zu halten.

Ausgehend vom Kingschen Gesetz (5.1) kann man mit Hilfe von Gleichungen für das Widerstandsverhalten des Hitzdrahtes, für den Wärmeübergang sowie für die Wheatstonesche Brücke einen Zusammenhang zwischen der Anemometerspannung E und der Strömungsgeschwindigkeit w gewinnen (Herleitung siehe [36]):

$$E^2 = A + B w^n \quad (5.3)$$

A und B stellen dabei wieder Konstanten dar, die sich aber von jenen des Kingschen Gesetzes unterscheiden. Der Exponent n berücksichtigt Abweichungen von der Wurzel im Kingschen Gesetz. Die Koeffizienten A , B und n werden durch eine Kalibrierung der Sonde aufgefunden. Ist die Kalibrierkurve bekannt, kann mittels Gleichung (5.3) aus der gemessenen Brückenspannung E die Strömungsgeschwindigkeit w berechnet werden. Diese grundlegende Beziehung wurde für die Hitzdrahtanemometrie hergeleitet. Verwendet man als Sonde anstelle eines Hitzdrahtes einen Heißfilm, erhält man einen ähnlichen Zusammenhang zwischen der Messspannung und der Wandschubspannung.

5.4 Messung der Wandschubspannung

5.4.1 Zusammenhang zwischen Wandschubspannung und Anemometerspannung

Mit Hilfe der Heißfilmanemometrie kann über die Bestimmung des Wärmestroms bzw. des Wärmeübergangs zwischen Grenzschichtströmung und angrenzender Wand der Verlauf der Wandschubspannung entlang der Oberfläche einer Platte oder Turbinenschaufel gemessen werden. Grundlage dafür ist die Analogie zwischen dem durch den Wärmeeintrag der Heißfilmsonde erzeugten Temperaturprofil und dem auftretenden Geschwindigkeitsprofil in Wandnähe, welches in weiterer Folge für die Größe der Wandschubspannung verantwortlich ist.

Die Zusammenhänge zwischen der erzeugten elektrischen Leistung des Sondenwiderstands, der übertragenen Wärmeströme in die Grenzschichtströmung und in die Wand, der Messspannung und der auftretenden Wandschubspannung wurden bereits vor über vierzig Jahren (1966) von Bellhouse und Schultz [4] hergeleitet. In dieser Arbeit soll nur das Ergebnis dieser Herleitung angegeben werden. Der endgültige Zusammenhang zwischen der sogenannten Quasi-Wandschubspannung $q\tau_w$ und der Messspannung (Anemometerspannung E) lautet:

$$q\tau_w = \left(\frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} \right)^3 \quad (5.4)$$

Dabei stellen $q\tau_w$ bzw. E die Momentanwerte der Quasi-Wandschubspannung bzw. der Anemometerspannung bei strömendem Fluid dar, während E_0 für den Wert der Anemometerspannung bei ruhendem Fluid (Strömungsgeschwindigkeit Null) steht. Der Begriff der Quasi-Wandschubspannung rührt daher, dass diese Größe keinen Absolutwert der Wandschubspannung darstellt. Gleichung (5.4) liefert also aus den absoluten Werten der Anemometerspannung keine tatsächlich auftretende Größen der Wandschubspannung, vielmehr erhält man anstelle einer Verteilung mit Absolutwerten einen qualitativen Verlauf der Wandschubspannung in Form der oben definierten Quasi-Wandschubspannung. Unter Miteinbeziehung von Kenntnissen über die Charakteristik des Messsignals sowie unter Zuhilfenahme von statistischen Kenngrößen können aber aus diesen qualitativen Verläufen der Quasi-Wandschubspannung Aussagen über die Strömungsform und somit über die Transitionsvorgänge entlang des Schaufelprofils gewonnen werden.

5.4.2 Geschwindigkeitsverteilung einer Grenzschichtströmung

Um die qualitativen Verläufe der Quasi-Wandschubspannung entlang der Schaufeloberfläche richtig interpretieren zu können, sind zuerst Kenntnisse über die Geschwindigkeitsverteilung einer Grenzschichtströmung erforderlich. Im Abschnitt über die Grenzschichtströmungen (siehe Kapitel 2.3) wurden die beiden grundlegenden Strömungsformen in

einer Grenzschicht bereits beschrieben. Nun sollen die Geschwindigkeitsverteilungen von laminarer und turbulenter Grenzschichtströmung noch einmal näher beleuchtet werden, da das Geschwindigkeitsprofil in Wandnähe ausschlaggebend für den Verlauf der Wandschubspannung ist. Ruft man sich das Newtonsche Reibungsgesetz (Gleichung 2.2) in Erinnerung und wertet dieses an der Wand (Index w) aus, erhält man die Definition der Wandschubspannung τ_w :

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w \quad (5.5)$$

Anhand dieser Gleichung erkennt man, dass die Wandschubspannung τ_w bei konstant angenommenem Stoffwert μ nur vom Geschwindigkeitsgradienten $\partial u/\partial y$ an der Wand abhängig ist. Der Geschwindigkeitsgradient an der Wand hat demnach einen maßgeblichen Einfluss auf die Wandschubspannung, welcher in der Folge im Hinblick auf die unterschiedlichen Strömungsbedingungen in einer Grenzschicht untersucht wird.

Geschwindigkeitsverteilung einer laminaren Strömung

Die Abbildungen 2.3 und 2.4 im Kapitel 2.3.1 zeigen eine laminare Grenzschicht an der ebenen Wand sowie die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb einer laminaren Grenzschicht. Abbildung 5.3 stellt die Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung der laminaren Grenzschicht an einer längsangeströmten ebenen Platte ohne Druckgefälle ($dp/dx = 0$) dar, wobei die Abmessungen in Querrichtung stark überhöht sind.

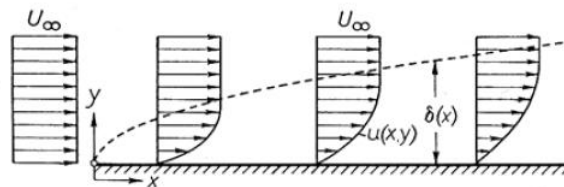


Abbildung 5.3: Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung bei der Plattengrenzschicht [29]

An der Plattenvorderkante ist senkrecht zur Platte eine konstante Geschwindigkeitsverteilung mit der reibungslosen Außenströmung U_∞ vorhanden. Mit wachsendem Abstand von der Plattenvorderkante nimmt die Grenzschichtdicke stetig zu, da immer mehr Fluidteilchen von der Abbremsung erfasst werden. Wie wir bereits festgestellt haben, ist die Grenzschichtdicke δ proportional zur Wurzel der Lauflänge x . Innerhalb der Grenzschicht wird das strömende Fluid durch die Reibungskräfte abgebremst. Die Geschwindigkeit an der Wand weist aufgrund der Haftbedingung den Wert Null auf. Der Übergang von der Grenzschichtströmung in die Außenströmung vollzieht sich kontinuierlich.

Aufgrund der Affinität der Geschwindigkeitsverteilungen innerhalb der Grenzschicht wird das Geschwindigkeitsprofil mit zunehmender Lauflänge und gleichzeitig anwachsender Grenzschichtdicke flacher. Daraus folgt die wichtige Aussage, dass der Geschwindigkeitsgradient $\partial u/\partial y$ an der Wand mit zunehmender Lauflänge geringer wird.

Geschwindigkeitsverteilung einer turbulenten Strömung

Die unregelmäßigen, zufallsbedingten Schwankungsbewegungen in einer turbulenten Strömung bewirken einen kinetischen Energieaustausch zwischen den einzelnen Strömungsschichten. Als Folge dieser Durchmischung der Strömung ergibt sich für die turbulente Strömung eine gleichmäßigere Geschwindigkeitsverteilung (auch als „bauchigeres“ oder „völligeres“ Geschwindigkeitsprofil bezeichnet) als für die laminare Strömung.

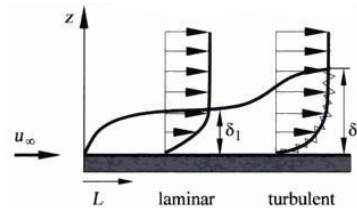


Abbildung 5.4: Geschwindigkeitsverteilung von laminarer und turbulenter Grenzschicht [22]

Der Abbildung 5.4 ist zu entnehmen, dass die turbulente Grenzschicht im Vergleich zur laminaren Grenzschicht ein steileres Geschwindigkeitsprofil in Wandnähe aufweist. Man kann daher aus diesem Vergleich der Geschwindigkeitsprofile die wichtige Schlussfolgerung ziehen, dass der Geschwindigkeitsgradient $\partial u / \partial y$ an der Wand bei einer turbulenten Grenzschicht größer ist als bei einer laminaren Grenzschicht.

Analog zur Entwicklung einer laminaren Grenzschichtströmung (siehe Abbildung 5.3) nimmt bei einer turbulenten Grenzschichtströmung der Geschwindigkeitsgradient an der Wand mit zunehmender Lauflänge ab, während die Grenzschichtdicke anwächst. Dabei ist aber unbedingt festzuhalten, dass sich bei einer turbulenten Grenzschicht sowohl die Grenzschichtdicke als auch der Geschwindigkeitsgradient an der Wand sowie die entsprechende Wandschubspannung auf einem deutlich höheren Niveau befinden als bei einer laminaren Grenzschicht.

Geschwindigkeitsverteilung einer beschleunigten bzw. verzögerten Strömung

Nun wollen wir noch einen Blick auf den Geschwindigkeitsgradienten an der Wand bei einer Grenzschichtströmung mit Druckgefälle werfen. Wie wir im Kapitel 3.1.6 bereits festgestellt haben, entspricht ein Druckabfall (negativer Druckgradient $dp/dx < 0$) einer beschleunigten Strömung, während ein Druckanstieg (positiver Druckgradient $dp/dx > 0$) eine verzögerte Strömung darstellt.

Abbildung 5.5 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Grenzschicht für eine verzögerte Strömung mit einer Ablösung der Grenzschicht und einer anschließenden Rückströmung in Wandnähe. Man erkennt, dass die Grenzschichtdicke δ mit zunehmender Lauflänge x anwächst. Der Geschwindigkeitsgradient $\partial u / \partial y$ an der Wand nimmt hingegen stetig ab, bis er im Ablösepunkt A den Wert Null annimmt und somit die Wandschubspannung an dieser Stelle verschwindet.

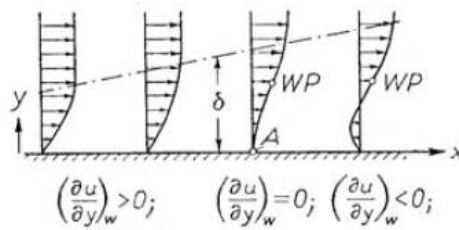


Abbildung 5.5: Geschwindigkeitsverteilung einer Grenzschichtströmung mit Druckgefälle [29]

Im Umkehrschluss folgt daraus, dass bei einer beschleunigten Strömung die Grenzschichtdicke δ mit zunehmender Lauflänge x abnimmt, während der Geschwindigkeitsgradient $\partial u/\partial y$ an der Wand immer größere Werte annimmt. Somit erhält man die Aussage, dass der Geschwindigkeitsgradient $\partial u/\partial y$ an der Wand bei einer beschleunigten Strömung größer ist als bei einer verzögerten Strömung.

5.4.3 Wandschubspannungsverlauf einer Grenzschichtströmung

In diesem Abschnitt soll auf den Wandschubspannungsverlauf einer Grenzschichtströmung eingegangen werden. Wie wir anhand der Gleichung (5.5) bereits festgestellt haben, ist die Wandschubspannung τ_w eng mit dem Geschwindigkeitsgradienten $\partial u/\partial y$ an der Wand verknüpft. Für den Spezialfall der längsangeströmten ebenen Platte ohne Druckgefälle soll nun die Wandschubspannung τ_w in Abhängigkeit der Lauflänge x abgeschätzt werden. Mit der Abschätzung $\partial u/\partial y \approx U_\infty/\delta$ erhält man:

$$\tau_w(x) = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w \approx \mu \frac{U_\infty}{\delta(x)} \quad (5.6)$$

Gleichung (5.6) liefert die wichtige Erkenntnis, dass die Wandschubspannung umgekehrt proportional zur Grenzschichtdicke ist, d.h. je dünner die Grenzschicht ist, desto höher ist die Wandschubspannung.

Die Grenzschichtdicke $\delta(x)$ lässt sich für die laminare Plattengrenzschicht leicht abschätzen. In der Grenzschicht stehen die Trägheitskräfte und Reibungskräfte im Gleichgewicht. Durch Gleichsetzen der im Kapitel 2.1.3 angeführten Ausdrücke (2.4) und (2.5) für die Trägheits- und Reibungskräfte ergibt sich die folgende Beziehung:

$$F_T = \rho u \frac{\partial u}{\partial x} dV \equiv \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} dV = F_R \quad (5.7)$$

Für eine Platte mit der Lauflänge x , der Geschwindigkeit U_∞ der Außenströmung und einer sich bildenden Grenzschicht der Dicke δ gilt, dass die Geschwindigkeit u proportional zu U_∞ sowie der Geschwindigkeitsgradient $\partial u/\partial x$ proportional zu U_∞/x ist. Der Ausdruck $\partial^2 u/\partial y^2$ ist von der Größenordnung U_∞/δ^2 . Somit erhält man:

$$\rho U_\infty \frac{U_\infty}{x} \approx \mu \frac{U_\infty}{\delta^2} \quad (5.8)$$

Aufgelöst nach der Grenzschichtdicke δ ergibt sich die bereits gewonnene Erkenntnis, dass die Grenzschichtdicke bei einer laminaren Grenzschicht proportional zur Wurzel der Lauflänge ist:

$$\delta(x) \approx \sqrt{\frac{\mu x}{\rho U_\infty}} = \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}} \quad (5.9)$$

Setzt man diese Beziehung in die Gleichung (5.6) ein, erhält man schließlich den Verlauf der Wandschubspannung τ_w in Abhängigkeit von der Lauflänge x für die laminare Grenzschicht an einer längsangeströmten ebenen Platte:

$$\tau_w(x) \approx \mu U_\infty \sqrt{\frac{\rho U_\infty}{\mu x}} = \sqrt{\frac{\mu \rho U_\infty^3}{x}} \quad (5.10)$$

Die Wandschubspannung ist bemerkenswerterweise proportional zu $1/\sqrt{x}$ und demnach eine mit der Lauflänge monoton fallende Funktion. Dies deckt sich mit den Aussagen über die Geschwindigkeitsverteilungen von Grenzschichtströmungen aus dem vorherigen Kapitel 5.4.2, wonach der zur Wandschubspannung direkt proportionale Geschwindigkeitsgradient an der Wand mit zunehmender Lauflänge geringer wird. Diese Abnahme der Wandschubspannung mit wachsendem Abstand von der Plattenvorderkante ist sowohl für eine laminare als auch für eine turbulente Grenzschichtströmung gültig.

Unterstrichen wird diese Aussage durch die Abbildung 5.6, welche den Verlauf der Wandschubspannung einer durch eine natürliche Transition umschlagenden Grenzschichtströmung darstellt. Sie verdeutlicht zudem die Erkenntnis, dass die Wandschubspannung der turbulenten Grenzschicht im Vergleich zur laminaren Grenzschicht höhere Werte aufweist.

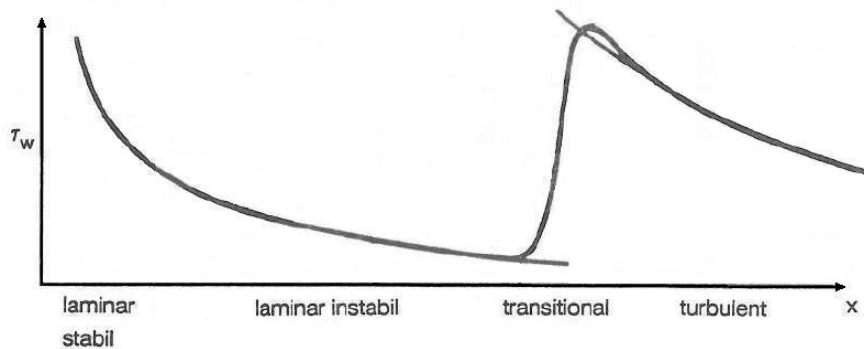


Abbildung 5.6: Wandschubspannungsverlauf von laminarer und turbulenter Grenzschicht [28]

Abschließend ist noch zu bemerken, dass der obige Verlauf für eine längsangeströmte ebene Platte ohne Druckgefälle ($dp/dx = 0$) gültig ist. Bei der Betrachtung der Strömung an einem Schaufelprofil ($dp/dx \neq 0$) ist zu beachten, dass eine Erhöhung der Wandschubspannung sowohl durch einen Übergang laminar - turbulent als auch durch eine Beschleunigung der Grenzschichtströmung hervorgerufen werden kann.

6 Versuchsaufbau

6.1 Schaufelgitterwindkanal

Die Versuche der vorliegenden Arbeit wurden im thermischen Labor des Instituts durchgeführt. Als Versuchsstand diente ein linearer Schaufelgitterwindkanal (siehe Abbildung 6.1). Dabei handelt es sich um einen im Druckbetrieb arbeitenden Niedergeschwindigkeitskanal, d.h. dass die maximalen Machzahlen Werte von etwa $Ma \approx 0,2$ nicht übersteigen.



Abbildung 6.1: Schaufelgitterwindkanal im thermischen Labor des Instituts

In Schaufelgitterwindkanälen erfolgt die experimentelle Untersuchung der Strömung in einem sogenannten ebenen Schaufelgitter. Das ebene Schaufelgitter erhält man durch Abwickeln eines coaxialen Zylinderschnittes durch das Lauf- und das Leitrad und steht bei den Strömungsmaschinen axialer Bauart im Mittelpunkt der Strömungsprobleme.

Bezugnehmend auf die schematische Darstellung des Schaufelgitterwindkanals (siehe Abbildung 6.2) soll dessen Aufbau sowie dessen Funktionsweise kurz beschrieben werden.

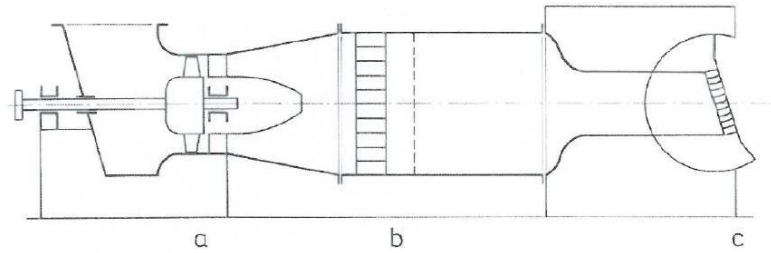


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des Schaufelgitterwindkanals [36]

- (a) **Axialgebläse und Diffusor:** Die Luft wird über eine Filterkammer außerhalb des Gebäudes angesaugt und anschließend in einen geschlossenen Zuströmkanal gedrückt. Zur Luftversorgung dient ein Axialgebläse mit verstellbarer Vorleitreihe (Volumenstrom $Q = 9720 \text{ m}^3/\text{h}$). Das Axialgebläse wird über einen Drehstrommotor angetrieben (Motorleistung $P = 30 \text{ kW}$, Motordrehzahl $n = 3000 \text{ min}^{-1}$). In der Folge strömt die angesaugte Luft durch einen Diffusor.
- (b) **Gleichrichter, Beruhigungsstrecke und Übergangsstück:** Nach dem Diffusor wird die Luft durch einen Strömungsgleichrichter und durch ein Turbulenzsieb geleitet, bevor eine Beruhigungsstrecke mit einem Durchmesser von 1200 mm anschließt. Es folgt ein Übergangsstück von rundem auf rechteckigen Querschnitt, wobei die Fläche des rechteckigen Querschnitts 150 mm mal 640 mm beträgt. Mit diesem Übergang (Querschnittsverhältnis ca. 12:1) ist eine starke Beschleunigung der Strömung verbunden, wodurch eine gleichmäßige Anströmung des Schaufelgitters mit dünnen Zuströmungsgrenzschichten erzielt werden soll. Gleichzeitig wird durch die Beschleunigung der Turbulenzgrad der Zuströmung verringert.
- (c) **Wiege mit Schaufelgitter:** Das Schaufelgitter ist in eine schwenkbare Wiege aus Plexiglas eingebaut. Die Wiege ist auf Rollen gelagert, die eine Variation des Zuströmwinkels β_1 zum Schaufelgitter erlauben, wobei Werte für β_1 zwischen 70° und 120° möglich sind. Zur Anpassung der unteren und oberen Begrenzungen des Kanals an die schwenkbare Wiege sind verstellbare Zungen aus Plexiglas angeordnet. Eine Grenzschichtausblasung ist nicht vorgesehen, womit die Dicke der Seitenwandgrenzschichten der Zuströmung durch die Lauflänge der Zuströmung bis zum Gittereintritt bedingt ist.

6.2 Schaufelgitter

Das verwendete Schaufelgitter besteht aus neun Turbinenschaufeln, wobei eine Schaufel mit Heißfilmsonden bestückt ist und somit für die Messungen eingesetzt wird. Im ebenen Schaufelgitter ist diese instrumentierte Turbinenschaufel mit den aufgeklebten Heißfilmsonden als außermittige Schaufel platziert (siehe Abbildungen 6.3 und 6.4).



Abbildung 6.3: Ebenes Schaufelgitter mit neun Turbinenschaufeln

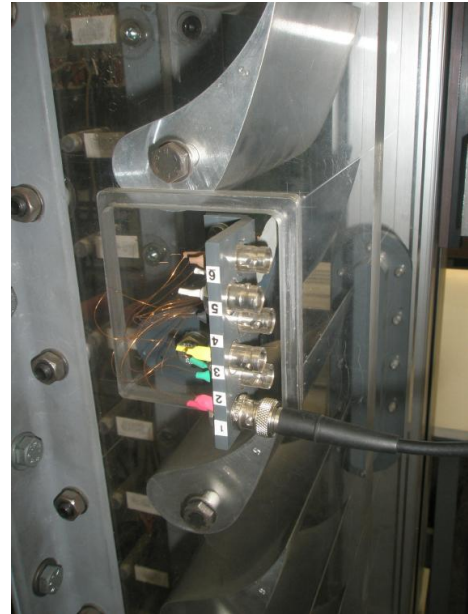


Abbildung 6.4: Ebenes Schaufelgitter mit instrumentierter Schaufel

6.2.1 Geometrie des Schaufelprofils

Die Schaufelprofile des verwendeten Turbinengitters sind vom Typ T100. Die wichtigsten geometrischen Daten des Turbinengitters sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die Verwendung einer vergrößerten Geometrie der Modellschaufel (große Sehnenlänge s) führt zu einer höheren Profil-Reynoldszahl und in weiterer Folge zu einer besseren geometrischen Auflösung sowie zu einer erhöhten Messgenauigkeit des Transitionsbereiches im Vergleich zur kleineren Originalschaufel in thermischen Turbomaschinen.

Sehnenlänge	$s = 100 \text{ mm}$
Schaufelhöhe	$h = 150 \text{ mm}$
Schaufelteilung	$t = 80 \text{ mm}$
Schaufelseitenverhältnis	$h/s = 1,5$
Teilungsverhältnis	$s/t = 1,25$
Staffelungswinkel	$\gamma = 51,5^\circ$

Tabelle 6.1: Gittergeometrie

6.2.2 Positionierung der Heißfilmsonden

Für die Messungen sind zwölf Heißfilmsonden DANTEC 55R47 entlang der Druckseite der Turbinenschaufel angebracht. Abbildung 6.5 zeigt die Geometrie des Schaufelprofils T100 sowie die Positionen (1 - 12) der zwölf aufgeklebten Heißfilmsonden.

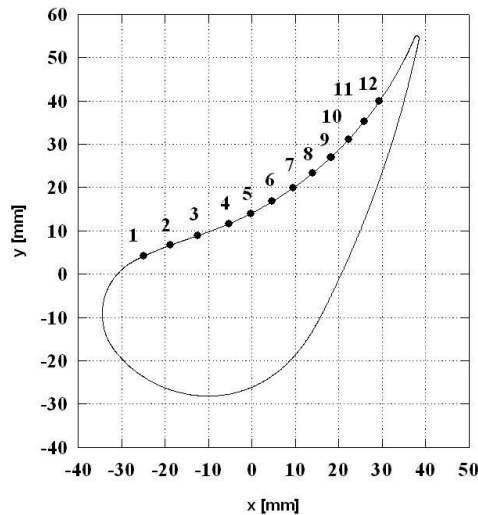


Abbildung 6.5: Schaufelprofil T100 mit Positionierung der zwölf Heißfilmsonden

Die Positionierung der Heißfilmsonden darf die Grenzschichtströmung an der Oberfläche der Turbinenschaufel nicht beeinflussen. Um keine verfälschten Messergebnisse zu erhalten, gelten hierfür folgende Anforderungen:

- Auf der Profilloberfläche der Turbinenschaufel soll keine Stolperkante entstehen. Da jedoch die aufgeklebten Heißfilmsonden eine Dicke von 0,05 mm aufweisen, ist die Ausbildung einer Stolperkante unvermeidbar. Die Zuleitungsdrähte zu den Heißfilmsonden müssen möglichst weit außerhalb des interessierenden Strömungsbereiches liegen. Zudem müssen die einzelnen Heißfilmsonden sowie ihre Zuleitungsdrähte so platziert werden, dass es zu keiner gegenseitigen Beeinflussung kommt.
- Die Heißfilmsonden müssen thermisch gut isoliert sein, damit der größte Teil des erzeugten Wärmestroms direkt an die Strömung abgegeben wird. Bei schlechter Isolierung wird Energie durch Wärmeleitung an die Schaufel abgegeben. Diese Energie beeinflusst die benachbarten Heißfilmsonden und wird über die nicht mit Sonden bedeckte Schaufeloberfläche an die Strömung weitergegeben.
- Der elektrische Widerstand R_W der Heißfilmsonde soll im Vergleich zum Kabelwiderstand R_L sehr hoch sein. Mit einem großen Verhältnis R_W/R_L soll sichergestellt werden, dass der überwiegende Teil der aufgebrachten Energie an der Heißfilmsonde und nicht in der Zuleitung umgesetzt wird.

Um eine Störung der Grenzschichtströmung an der Schaufeloberfläche durch stromaufwärts liegende Heißfilmsonden zu vermeiden, sind diese seitlich versetzt angeordnet. Aufgrund der begrenzten Schaufelhöhe sind die Sonden auf zwei Turbinenschaufeln mit je sechs Positionen verteilt, wobei sich im Schaufelgitter immer nur eine instrumentierte

Schaufel befindet. Die Heißfilmsonden sind auf der druckseitigen Oberfläche der Turbinenschaufel mit Silikon aufgeklebt, um eine Wiederverwendung der kostspieligen Sonden zu ermöglichen. Die Zuleitungsdrähte sind durch Bohrungen parallel zur Schauffellängsachse nach außen geführt. Das Material der Turbinenschaufel besteht aus PVC, wodurch die Wärmeleitung von den Heißfilmsonden in die Schaufel möglichst gering gehalten wird. Die Positionierung von sechs Heißfilmsonden sowie die Anordnung der Zuleitungsdrähte an einer der beiden instrumentierten Turbinenschaufeln ist in Abbildung 6.6 dargestellt.



Abbildung 6.6: Instrumentierte Turbinenschaufel mit sechs aufgeklebten Heißfilmsonden

6.2.3 Zuströmwinkel

Teil- und Überlastzustände der Turbinenstufe äußern sich in einer Variation des Zuströmwinkels zum Laufgitter. So führt ein Teillastzustand zu einem Rückenstoß, ein Überlastzustand dagegen zu einem Bauchstoß an der Laufschaufel der Turbine. Im Rahmen der Versuche soll der Einfluss von unterschiedlichen Zuströmwinkeln untersucht werden. Der sogenannte Inzidenzwinkel i der Zuströmung ergibt sich aus der Differenz zwischen dem Zuströmwinkel im Auslegungszustand ($\beta_1^* = 90^\circ$) und dem aktuellen Zuströmwinkel β_1 :

$$i = \beta_1^* - \beta_1 = 90^\circ - \beta_1 \quad (6.1)$$

Entsprechend dieser Definition kommt es bei Überlast zu positiven Inzidenzwinkeln, während bei Teillast negative Inzidenzwinkel auftreten. Tabelle 6.2 zeigt die bei den Messungen eingestellten Zuströmwinkel mit den dazugehörigen Betriebszuständen.

Zuströmwinkel β_1 [°]	Inzidenzwinkel i [°]	Betriebszustand
60	30	Überlast
90	0	Nennlast
120	-30	Teillast

Tabelle 6.2: Zuströmwinkel

Das Herzstück der pneumatischen Messtechnik bildet das Messdatenerfassungs- und Steuerungssystem HP 3852A. Dieses wandelt die Spannungen der Druckaufnehmer und des Widerstandsthermometers in digitale Signale um und ist durch einen GPIB-Bus mit einem PC verbunden. Dort erfolgt die Steuerung des HP 3852A mit Hilfe der Software LabVIEW (grafisches Programmiersystem von NATIONAL INSTRUMENTS) und die Ausgabe der Druckdifferenzen $p_{t1} - p_1$ und $p_{t1} - p_u$ sowie der Temperatur t_1 direkt am Bildschirm, während die Profildrücke in Datenfiles geschrieben werden.

6.3.2 Heißfilmanemometrieteil

Abbildung 6.8 zeigt den Aufbau des Heißfilmanemometrieteils der Messtechnik. Die zentrale Einheit des Messsystems stellt ein DANTEC 90N10 Frame dar, welcher mit drei CTA-Modulen 90C10 bestückt ist. Das System arbeitet also nach dem Prinzip der Konstant-Temperatur-Anemometrie (CTA). Die auf die Turbinenschaufel aufgeklebten Heißfilme DANTEC 55R47 sind über BNC-Kabel mit einem CTA-Modul verbunden. Das Signal des CTA-Moduls (Anemometerspannung E) wird mittels einer SCB-68 Connector Box von NATIONAL INSTRUMENTS an eine AT-MIO 16E-10 Analog/Digital-Wandlerkarte im PC weitergegeben. Zusätzlich ist der PC durch eine RS232-Schnittstelle mit dem Messsystem verbunden. Die Steuerung erfolgt über die Software DANTEC StreamWare.

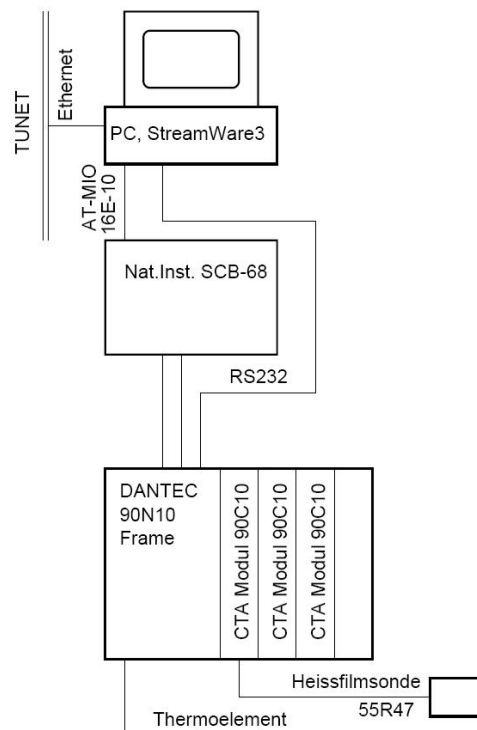


Abbildung 6.8: Aufbau des Heißfilmanemometrieteils der Messtechnik

7 Versuchsdurchführung

Nach Abschluss der vorbereitenden Tätigkeiten wie dem Aufbau des Versuchstandes, der Instrumentierung der Turbinenschaufel mit zwölf Heißfilmsonden sowie der Anordnung der Messtechnik erfolgt die Versuchsdurchführung nach folgenden Schritten:

- Aufnahme des Umgebungsdrucks p_u mittels Barometer
- Messung der Umgebungstemperatur t_u mittels Thermometer
- Überprüfung des Versuchsaufbaus und der Messtechnik
- Einstellung des gewünschten Zuströmwinkels β_1 zum Schaufelgitter mit Hilfe der schwenkbaren Wiege, in der das ebene Schaufelgitter eingebaut ist. Dadurch können die drei gewählten Zuströmwinkel $\beta_1 = 60^\circ, 90^\circ$ und 120° mit den entsprechenden Betriebszuständen Überlast, Nennlast und Teillast realisiert werden.
- Anfahren des Axialgebläses des Schaufelgitterwindkanals
- Warten, bis sich ein stationärer Zustand im Gitterwindkanal eingestellt hat. Die Temperatur t_1 der Zuströmung zum Schaufelgitter soll sich nicht mehr verändern.
- Starten des Messprogramms der Heißfilmanemometrie (DANTEC StreamWare)
- Abstellen des Axialgebläses und Messung der Anemometerspannung E_0 bei ruhender Strömung für alle zwölf positionierten Heißfilmsonden bzw. Messstellen
- Einschalten des Axialgebläses und Durchführung des Square-Wave-Tests zur Bestimmung der Grenzfrequenz f_g sämtlicher Heißfilmsonden
- Messung des zeitlichen Verlaufs der Anemometerspannung $E(t)$ für alle zwölf Messstellen. Bei einer Anzahl von $N = 140000$ Messpunkten bzw. Momentanwerten der Anemometerspannung und einer eingestellten Abtastrate von $SR = 50$ kHz ergibt sich eine Zeitdauer von $T = 2800$ ms pro Messsignal.
- Die aufgenommenen Anemometerspannungen E_0 bei ruhender Strömung sowie die gemessenen Momentanwerte der Anemometerspannungen $E(t)$ werden auf einem Datenfile gespeichert und der Versuchsauswertung zugeführt.

8 Versuchsauswertung

8.1 Statischer Druckkoeffizient und Beschleunigungsparameter

8.1.1 Profildruckverteilung

Unter dem Begriff der Profildruckverteilung versteht man den Verlauf des sogenannten statischen Druckkoeffizienten C_p entlang der Oberfläche des Schaufelprofils. Der statische Druckkoeffizient ist wie folgt definiert:

$$C_p = \frac{p(x) - p_\infty}{\rho U_\infty^2 / 2} \quad (8.1)$$

Dabei bedeuten p_∞ und U_∞ den Druck bzw. die Geschwindigkeit der Außenströmung, während $p(x)$ den herrschenden Druck in der Grenzschicht darstellt, welcher von der Außenströmung aufgeprägt wird.

Die Abbildungen 8.1, 8.3 und 8.5 zeigen die druck- und saugseitigen Profildruckverteilungen für die drei Zuströmwinkel $\beta_1 = 60^\circ$, 90° und 120° mit den entsprechenden Betriebszuständen Überlast, Nennlast und Teillast. Die Verläufe stellen zum einen die aus Messungen mit Hilfe der Druckmessschaufel gewonnenen Profildruckverteilungen dar, zum anderen werden diese Messergebnisse mit Resultaten von bereits durchgeführten numerischen Strömungsberechnungen (CFD) verglichen. Aus den Diagrammen ist nicht nur der Einfluss des Zuströmwinkels β_1 auf die Belastungsverteilung der Turbinenschaufel erkennbar, die Profildruckverteilungen dienen in der Folge auch als Grundlage für die Ermittlung der Verteilung des Beschleunigungsparameters entlang des Schaufelprofils.

8.1.2 Verteilung des Beschleunigungsparameters

Der Beschleunigungsparameter K sowie dessen Bedeutung für die Transition wurde im Kapitel 3.1.7 bereits beschrieben. Nun soll der Zusammenhang zwischen dem statischen Druckkoeffizienten und dem Beschleunigungsparameter hergeleitet werden. Mit dieser Beziehung können dann unter Verwendung der soeben erhaltenen Profildruckverteilungen die druck- und saugseitigen Verteilungen des Beschleunigungsparameters ermittelt werden, welche die lokalen Beschleunigungen entlang des Schaufelprofils darstellen.

Hierzu erinnern wir uns zuerst an die Definition des Beschleunigungsparameters:

$$K = \frac{\nu}{U(x)^2} \frac{dU}{dx} \quad (8.2)$$

$U(x)$ stellt dabei die mit der Lauflänge x veränderliche Außenströmung längs des Schaufelprofils dar. Unter der Voraussetzung kleiner Machzahlen ($Ma \leq 0,2$) ist die Näherung einer inkompressiblen Strömung (Dichte $\rho = konst$) zulässig und wir können die bekannte Bernoulli-Gleichung anschreiben:

$$p(x) + \rho \frac{U(x)^2}{2} = p_\infty + \rho \frac{U_\infty^2}{2} = konst \quad (8.3)$$

Durch geschicktes Erweitern der Gleichung (8.2) erhält man folgenden Ausdruck:

$$K = \frac{\nu}{U(x)^2} \frac{dU}{dx} = \frac{\nu}{U(x)^2} \frac{dU}{dp} \frac{dp}{dC_p} \frac{dC_p}{dx} \quad (8.4)$$

Aus der Bernoulli-Gleichung (8.3) lässt sich durch einfaches Umformen ein Ausdruck für $U(x)^2$ sowie durch Ableiten der Gradient dU/dp angeben. Die Ableitung dp/dC_p kann man aus der Definition (8.1) des statischen Druckkoeffizienten gewinnen:

$$U(x)^2 = U_\infty^2 + \frac{2}{\rho} (p_\infty - p(x)) \quad (8.5)$$

$$\frac{dU}{dp} = - \frac{1}{\rho \sqrt{U_\infty^2 + \frac{2}{\rho} (p_\infty - p(x))}} \quad (8.6)$$

$$\frac{dp}{dC_p} = \rho \frac{U_\infty^2}{2} \quad (8.7)$$

Definiert man noch die Profil-Reynoldszahl Re_∞ mit s als Sehnenlänge des Schaufelprofils

$$Re_\infty = \frac{U_\infty s}{\nu} \quad (8.8)$$

und setzt diese gemeinsam mit den Ausdrücken (8.5) bis (8.7) in die Gleichung (8.4) ein, erhält man schließlich nach kurzer Rechnung den endgültigen Zusammenhang zwischen dem Beschleunigungsparameter K und dem statischen Druckkoeffizienten C_p :

$$K = - \frac{s}{2 Re_\infty (1 - C_p)^{3/2}} \frac{dC_p}{dx} \quad (8.9)$$

Man kann anhand dieser wichtigen Beziehung ablesen, dass sich der Beschleunigungsparameter indirekt proportional zur Profil-Reynoldszahl verhält, d.h. kleine Werte für die Profil-Reynoldszahl bewirken starke Beschleunigungen und umgekehrt. Weiters erhält man die interessante Erkenntnis, dass unter der Voraussetzung einer inkompressiblen Strömung das Produkt aus Beschleunigungsparameter und Profil-Reynoldszahl nur von der Profildruckverteilung abhängig ist.

Wie bereits erwähnt, wurden die Verteilungen des Beschleunigungsparameters (siehe Abbildungen 8.2, 8.4 und 8.6) auf Basis der Profildruckverteilungen und des Zusammenhangs (8.9) erstellt. Dabei wurden allerdings nicht die gemessenen Verläufe herangezogen, sondern die aus den CFD-Rechnungen gewonnenen Verteilungen. Grund dafür sind die zur Bestimmung des Beschleunigungsparameters erforderlichen Ableitungen dC_p/dx , da sich bei Anwendung der gemessenen Verläufe aufgrund der relativ geringen Anzahl von Druckmessstellen große Fehler bei der Bildung der Differenzenquotienten ergeben würden.

8.1.3 Diskussion der Druck- und Beschleunigungsverteilungen

Die Verteilungen des statischen Druckkoeffizienten sowie des Beschleunigungsparameters entlang der Oberfläche des Schaufelprofils seien im Folgenden für die verschiedenen Zuströmwinkel bzw. Betriebszustände diskutiert. Von besonderem Interesse sind dabei die Verläufe auf der Druckseite der Schaufeloberfläche, da es aufgrund der dort vorherrschenden hohen Beschleunigungen zur Relaminarisierung kommen kann. Die bereits bekannte, notwendige Bedingung hierfür ist, dass der Wert des Beschleunigungsparameters größer als $3 \cdot 10^{-6}$ ist. Anders formuliert erhält man daraus aber auch die wichtige Feststellung, dass es zu keinem Übergang laminar - turbulent in der Grenzschicht kommen kann, solange $K > 3 \cdot 10^{-6}$ gilt. Um dieses Kriterium hervorzuheben, sind in den Verläufen des Beschleunigungsparameters horizontale Linien bei $K = 3 \cdot 10^{-6}$ eingezeichnet.

Zur Beurteilung der Verteilungen sei in Erinnerung gerufen, dass positive K -Werte eine beschleunigte Strömung und negative K -Werte eine verzögerte Strömung darstellen. Betrachtet man die Verteilungen des Beschleunigungsparameters auf der Saugseite, so ähneln sich diese Verläufe vor allem im hinteren Profilmittelbereich sehr stark. Bei allen drei Lastfällen folgt auf eine anfänglich stark beschleunigte Strömung eine verzögerte Strömung, welche im Bereich des Druckminimums einsetzt und sich bis zur Profilhinterkante erstreckt.

Auf der Druckseite ist hingegen eine stärkere Abhängigkeit der Verteilungen vom Zuströmwinkel bzw. von den Betriebszuständen erkennbar. Für $\beta_1 = 120^\circ$ (Teillast) erhält man an der Profilverkante eine sehr stark beschleunigte Strömung, welche von einer stark verzögerten Strömung gefolgt wird. Anschließend beschleunigt die Strömung im Bereich des Druckmaximums wieder und weist ab $x/l \approx 0,55$ K -Werte größer als $3 \cdot 10^{-6}$ auf, welche bis zur Profilhinterkante anhalten. Der Verlauf für $\beta_1 = 90^\circ$ (Nennlast) ist ähnlich, allerdings fällt die zwischenzeitliche Verzögerung schwächer aus und folglich setzt die Beschleunigung auch wieder früher ein mit K -Werten größer als $3 \cdot 10^{-6}$ ab $x/l \approx 0,45$. Die Verteilung des Beschleunigungsparameters für $\beta_1 = 60^\circ$ (Überlast) unterscheidet sich deutlich, es stellt sich eine durchgehend stark beschleunigte Strömung mit $K > 3 \cdot 10^{-6}$ über dem gesamten Schaufelprofil ein. Zusammenfassend kann man festhalten, dass eine Relaminarisierung der druckseitigen Grenzschicht bei allen drei Lastfällen möglich ist.

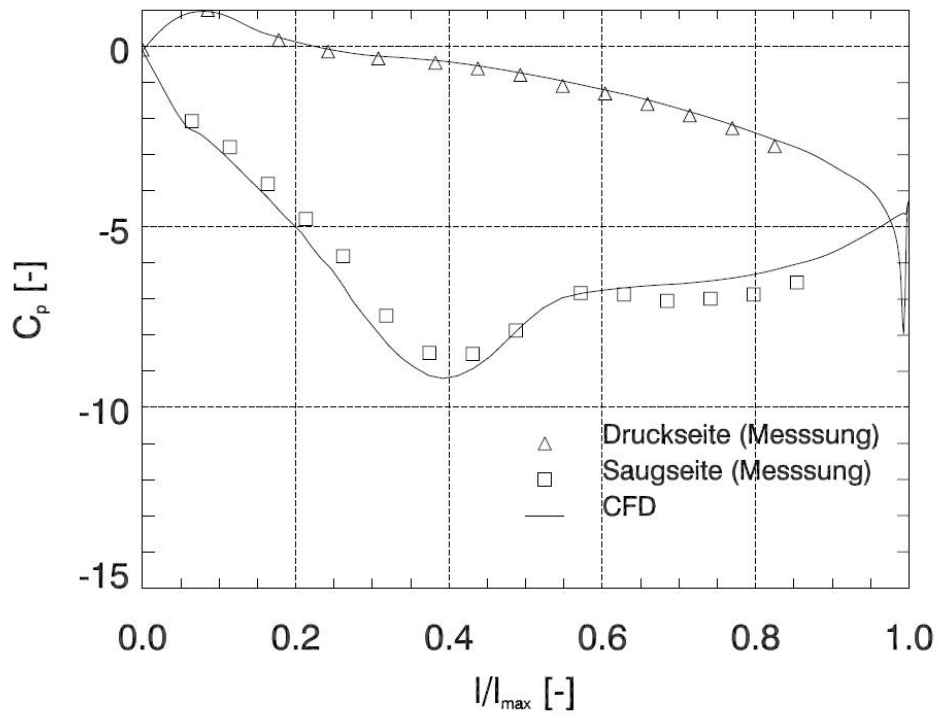


Abbildung 8.1: Verteilung des statischen Druckkoeffizienten C_p , $\beta_1 = 60^\circ$, Überlast

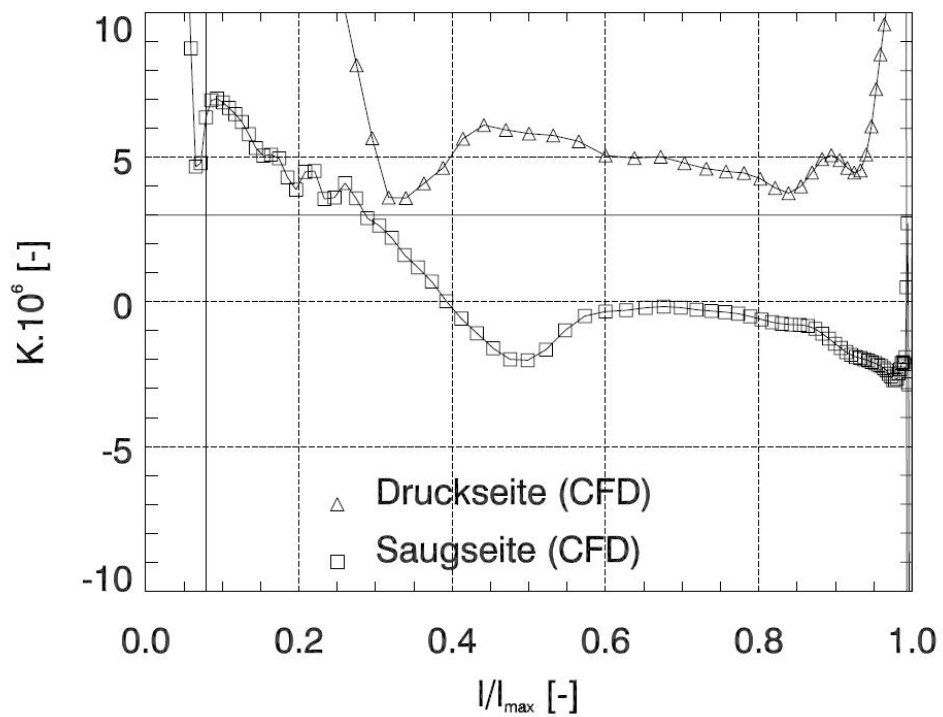


Abbildung 8.2: Verteilung des Beschleunigungsparameters K , $\beta_1 = 60^\circ$, Überlast

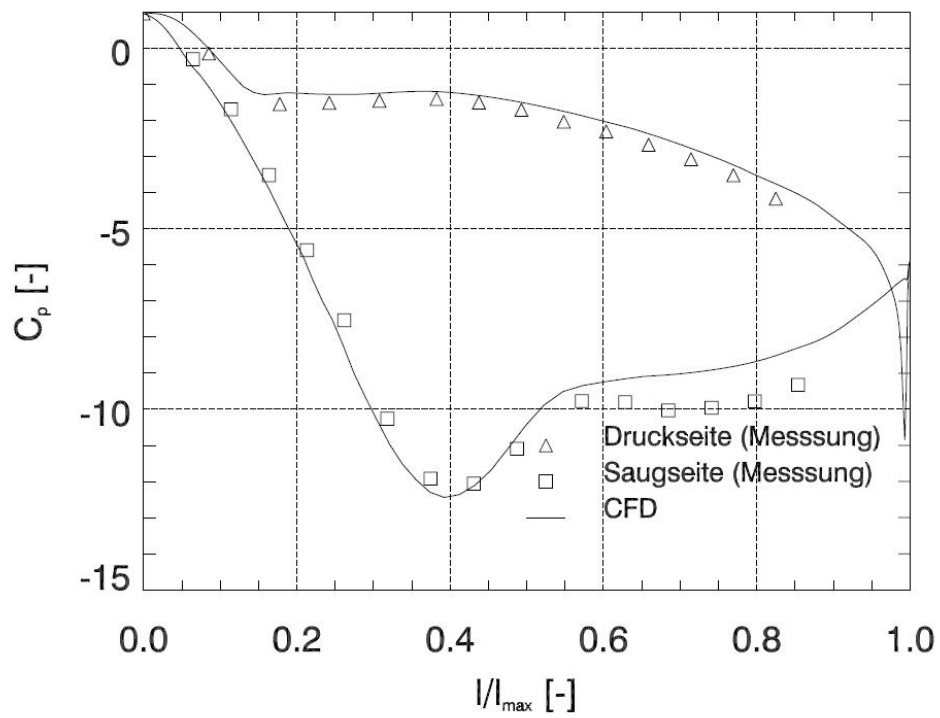


Abbildung 8.3: Verteilung des statischen Druckkoeffizienten C_p , $\beta_1 = 90^\circ$, Nennlast

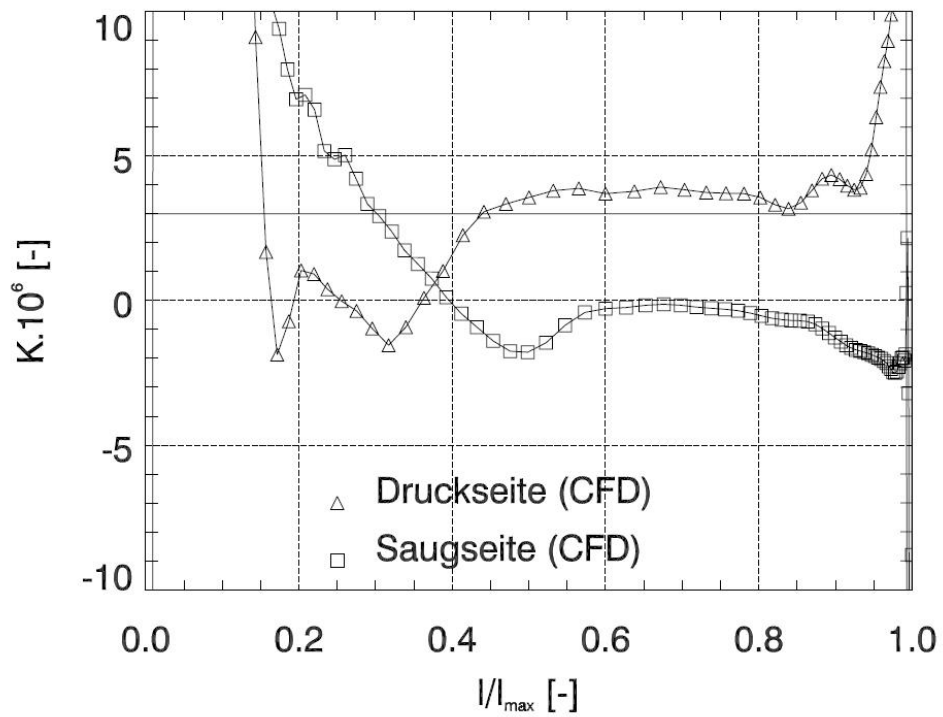


Abbildung 8.4: Verteilung des Beschleunigungsparameters K , $\beta_1 = 90^\circ$, Nennlast

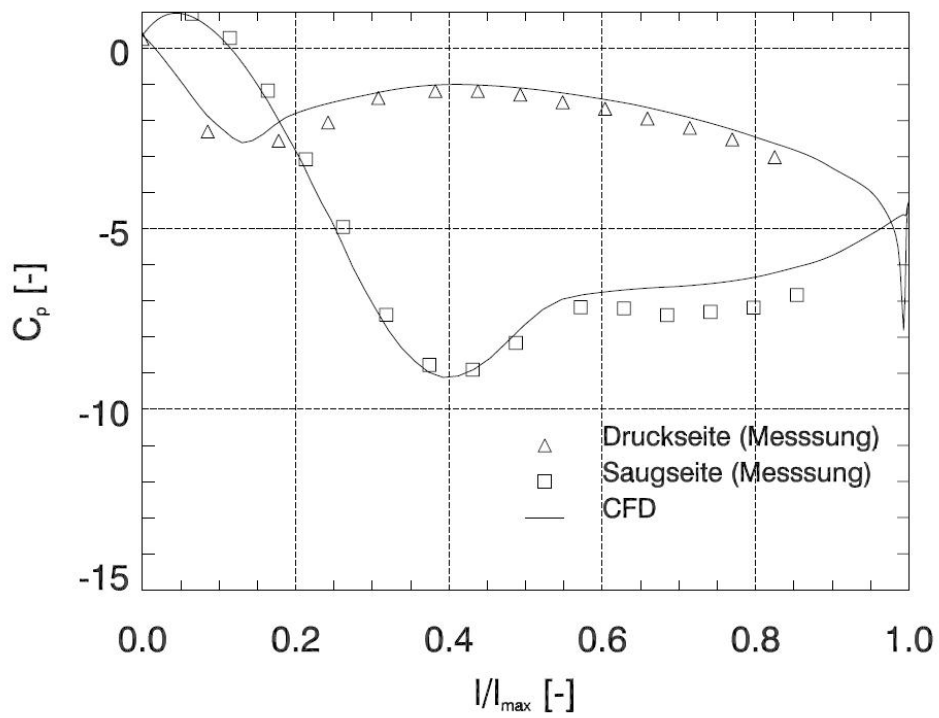


Abbildung 8.5: Verteilung des statischen Druckkoeffizienten C_p , $\beta_1 = 120^\circ$, Teillast

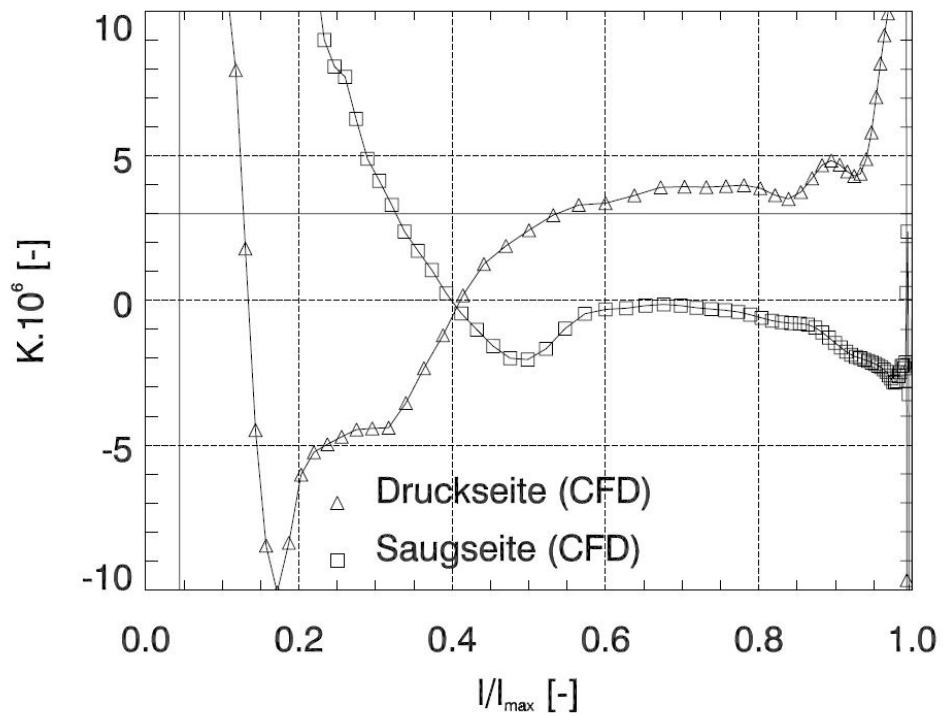


Abbildung 8.6: Verteilung des Beschleunigungsparameters K , $\beta_1 = 120^\circ$, Teillast

8.2 Anemometerspannung

8.2.1 Charakteristik des Messsignals

Die Heißfilmanemometrie liefert den zeitlichen Verlauf der Anemometerspannung $E(t)$ als Ausgangssignal. Wie bereits erwähnt, können aus den Absolutwerten der Anemometerspannung keine tatsächlich auftretenden Größen für die Wandschubspannung ermittelt werden. Mit Hilfe der Signalverläufe ist es jedoch möglich, Aussagen über den Strömungszustand in der Grenzschicht abzuleiten. Somit kann anhand der Charakteristik des Messsignals festgestellt werden, ob eine laminare, turbulente oder transitionale Strömungsform in der Grenzschicht vorliegt. Die Abbildungen 8.7, 8.8 und 8.9 stellen charakteristische Messsignale einer laminaren, turbulenten und transitionalen Grenzschichtströmung dar.

Laminare Strömung

Das charakteristische Messsignal der in Abbildung 8.7 dargestellten, stabilen laminaren Grenzschichtströmung entspricht nahezu einer horizontalen Linie, da die Strömungsvorgänge innerhalb der Grenzschicht stationär sind. Im Gegensatz dazu weist eine instabile laminare Grenzschichtströmung einen instationären Charakter auf, welcher sich im Messsignal durch kleine Schwankungen mit bestimmten Störfrequenzen äußert.

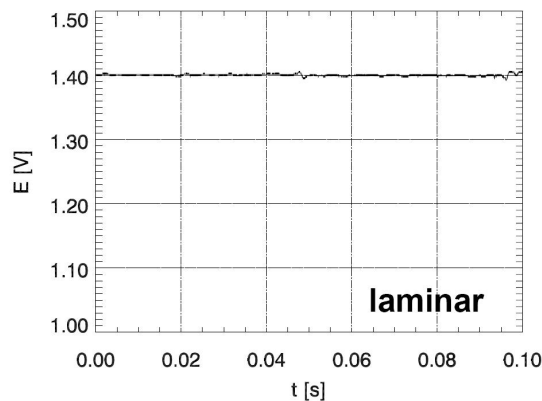


Abbildung 8.7: Charakteristisches Messsignal einer laminaren Grenzschichtströmung

Turbulente Strömung

Das Messsignal einer turbulenten Grenzschichtströmung ist durch Schwankungen mit unterschiedlich großen Signalamplituden gekennzeichnet. Da die Schwankungsbewegungen in der instationären turbulenten Strömung stochastisch auftreten, sind im Signalverlauf keine dominanten Frequenzen zu erkennen. Man beachte, dass eine turbulente Strömung im Mittel höhere Werte für die Anemometerspannung liefert als eine laminare Strömung.

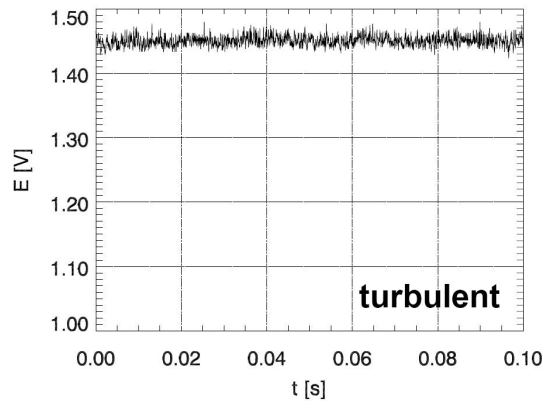


Abbildung 8.8: Charakteristisches Messsignal einer turbulenten Grenzschichtströmung

Transitionale Strömung

Beim charakteristischen Messsignal einer transitionalen Grenzschichtströmung kann man erwartungsgemäß Teilbereiche mit laminarer Strömung und mit turbulenter Strömung erkennen, welche sich unregelmäßig abwechseln. Dabei stellt der turbulente Anteil des Messsignals beim Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung die anwachsenden Turbulenzflecken dar. Für den umgekehrten Übergang der Relaminarisierung sind ähnliche Signalverläufe wie für die klassische Transition zu erwarten. Wie schon im Kapitel 3.1.4 angeführt, kann der physikalische Charakter einer transitionalen Strömung durch den Intermittenzfaktor γ gekennzeichnet werden, wobei der Wert $\gamma = 0$ für eine rein laminare Strömung und $\gamma = 1$ für eine vollturbulente Strömung in der Grenzschicht steht.

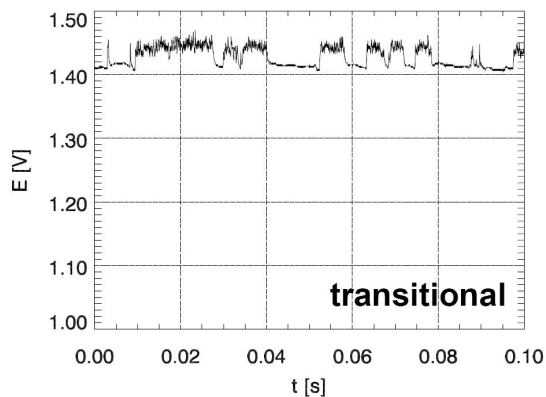


Abbildung 8.9: Charakteristisches Messsignal einer transitionalen Grenzschichtströmung

8.2.2 Gemessene Momentanwerte der Anemometerspannung

Die Abbildungen 8.10, 8.11 und 8.12 am Ende des Kapitels der Versuchsauswertung zeigen die gemessenen Verläufe der Anemometerspannungen $E(t) - E_0$. Die drei Diagramme für die Zuströmwinkel $\beta_1 = 60^\circ$, 90° und 120° enthalten je ein Messsignal für die zwölf an der Turbinenschaufel positionierten Heißfilme mit einer Zeitspanne von einer Zehntelsekunde.

8.3 Quasi-Wandschubspannung

8.3.1 Charakterisierung der Strömung mittels Statistik

Durch Vergleich der einzelnen Signalverläufe der zwölf Heißfilmsonden mit typischen Messsignalen für eine laminare, turbulente oder transitionale Strömung erhält man aus der Darstellung der gemessenen Verläufe der Anemometerspannungen $E(t) - E_0$ grobe Kenntnisse über die Strömungsform in der Grenzschicht. Aufgrund der instationären Eigenschaften der Grenzschichtströmung, welche im Bereich von Transitionen besonders stark ausgeprägt sind, lassen sich jedoch damit keine qualitativen Angaben über den Verlauf der Transition selbst treffen. Mit Hilfe der Statistik ist es aber möglich, genauere Aussagen über die Strömungsvorgänge in der Grenzschicht zu gewinnen. Zu diesem Zweck werden in der Folge statistische Kenngrößen für die Quasi-Wandschubspannung $q\tau_w$ definiert und für jedes Messsignal der Heißfilmsonden ausgewertet.

Zuvor sei noch einmal in Erinnerung gerufen, dass die gemessenen Momentanwerte der Anemometerspannungen ein Maß für die Quasi-Wandschubspannungen darstellen. Den Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen liefert die schon bekannte Formel von Bellhouse und Schultz. Analog zur Gleichung (5.4) berechnet sich somit der Momentanwert der Quasi-Wandschubspannung wie folgt:

$$q\tau_w(j) = \left(\frac{E(j)^2 - \bar{E}_0^2}{\bar{E}_0^2} \right)^3 \quad (8.10)$$

Dabei steht j für die fortlaufende Nummer der $N = 140000$ Messpunkte, die bei einer Abtastrate von $SR = 50$ kHz zu einer Zeitdauer von $T = 2800$ ms pro Messsignal führen. Während $E(j)$ den Momentanwert der Anemometerspannung darstellt, erhält man \bar{E}_0 durch zeitliche Mittelung der Momentanwerte $E_0(j)$ der Anemometerspannung bei ruhender Strömung:

$$\bar{E}_0 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N E_0(j) \quad (8.11)$$

Mit den so erhaltenen Momentanwerten der Quasi-Wandschubspannung können nun die statistischen Kenngrößen zeitlicher Mittelwert, Standardabweichung und Schiefe berechnet werden, die uns bei der Charakterisierung der Strömung helfen werden.

8.3.2 Statistische Kenngrößen der Quasi-Wandschubspannung

Zeitlicher Mittelwert

Der zeitliche Mittelwert der Quasi-Wandschubspannung wird aus deren Momentanwerten folgendermaßen gebildet:

$$\bar{q\tau}_w = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N q\tau_w(j) \quad (8.12)$$

Für eine längsangeströmte ebene Platte ohne Druckgefälle ($dp/dx = 0$) entspricht die Darstellung des zeitlichen Mittelwerts $\overline{q\tau_w}$ der Quasi-Wandschubspannung über der Lauflänge x qualitativ dem Wandschubspannungsverlauf $\tau_w(x)$, wie er in Abbildung 5.6 im Kapitel 5.4.3 zu sehen ist. Es sei daran erinnert, dass die Wandschubspannung bei der Plattengrenzschicht sowohl für eine laminare als auch für eine turbulente Strömung eine mit der Lauflänge monoton fallende Funktion ist. Jedoch weist eine turbulente Grenzschicht grundsätzlich höhere Werte für die Wandschubspannung auf als eine laminare Grenzschicht. Weiters sei wiederholt, dass der Druckgradient bei der Strömung um ein Schaufelprofil ungleich Null ist ($dp/dx \neq 0$). Bei der Umströmung einer Turbinenschaufel kann daher im Gegensatz zur Plattengrenzschicht eine Zunahme der Wandschubspannung und somit eine Erhöhung des zeitlichen Mittelwerts der Quasi-Wandschubspannung auch durch eine Beschleunigung der Grenzschichtströmung hervorgerufen werden.

Standardabweichung

Die Standardabweichung der Quasi-Wandschubspannung ist ein Maß für die Größe der auftretenden Amplituden des Messsignals und ist wie folgt definiert:

$$q\tau_{w,RMS} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N (q\tau_w(j) - \overline{q\tau_w})^2} \quad (8.13)$$

Bei einer stabilen laminaren Grenzschichtströmung nimmt die Standardabweichung der Quasi-Wandschubspannung aufgrund fehlender Schwankungen den Wert $q\tau_{w,RMS} = 0$ an. Hingegen kommt es bei einer instabilen laminaren bzw. einer turbulenten Grenzschicht als Folge der Schwankungsbewegungen in der Strömung zu immer höheren Werten für die Standardabweichung. Die größten Amplituden des Messsignals treten jedoch während einer Transition auf, weshalb es beispielsweise bei einer natürlichen Transition zu einem ausgeprägten Maximum im Verlauf von $q\tau_{w,RMS}(x)$ kommt.

Wie zuvor erwähnt, kann eine Zunahme der Wandschubspannung τ_w bzw. der Quasi-Wandschubspannung $q\tau_w$ sowohl von einem Umschlag von laminarer zu turbulenter Grenzschicht als auch von einer Beschleunigung der Strömung herrühren. Im Gegensatz zur Transition laminar - turbulent wird jedoch bei einer beschleunigten Grenzschichtströmung kein Anstieg im Verlauf der Standardabweichung $q\tau_{w,RMS}$ erkennbar sein, da nach wie vor eine stabile laminare Strömung vorliegt.

Schiefe

Die Schiefe der Quasi-Wandschubspannung berechnet sich folgendermaßen:

$$q\tau_{w,S} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{q\tau_w(j) - \overline{q\tau_w}}{q\tau_{w,RMS}} \right)^3 \quad (8.14)$$

Während bei der Standardabweichung zwischen positiven und negativen Abweichungen nicht unterschieden wird und nur die Absolutwerte der Abweichungen betrachtet werden, wird bei der Berechnung der Schiefe der Quasi-Wandschubspannung neben dem Betrag auch das Vorzeichen der jeweiligen Abweichung vom zeitlichen Mittelwert berücksichtigt. Somit kann die Schiefe als ein Maß für die Unsymmetrie der Schwankungen um den zeitlichen Mittelwert interpretiert werden.

Da die Schwankungsanteile sowohl für eine instabile laminare als auch für eine turbulente Strömung mehr oder weniger symmetrisch sind, ergibt sich für diese Strömungsformen ebenso wie für den trivialen Fall einer stabilen laminaren Strömung der Wert $q\tau_{w,S} = 0$. Wertet man aber ein Messsignal einer transitionalen Grenzschichtströmung aus, so nimmt die Schiefe Werte ungleich Null an. Solange während einer Transition die laminaren Bereiche überwiegen, ist die Schiefe positiv. Nehmen die turbulenten Anteile überhand, nimmt die Schiefe negative Werte an. Im Fall der klassischen Transition erhält man im Transitionspunkt, in welchem sich laminare und turbulente Anteile zu gleichen Anteilen abwechseln, folgerichtig den Wert $q\tau_{w,S} = 0$ und es lässt sich ein Zusammenhang mit dem für eine Transition charakteristischen Intermittenzfaktor ($\gamma = 0,5$) herstellen.

Die Abbildungen 8.13, 8.14 und 8.15 zeigen die Verläufe der statistischen Kenngrößen der Quasi-Wandschubspannung über dem Schaufelprofil und befinden sich ebenso wie die Verläufe der Anemometerspannungen am Ende dieses Kapitels. Die Auswertung der drei Kenngrößen zeitlicher Mittelwert $\overline{q\tau_w}$, Standardabweichung $q\tau_{w,RMS}$ und Schiefe $q\tau_{w,S}$ erfolgt dabei erneut für die drei gewählten Zuströmwinkel $\beta_1 = 60^\circ$, 90° und 120° .

8.4 Messergebnisse

Um Aussagen über die Strömungsform in der Grenzschicht der umströmten Turbinenschaufel ableiten zu können, müssen die Ergebnisse

- der Profildruckverteilungen,
- der Verteilungen des Beschleunigungsparameters,
- der gemessenen Momentanwerte der Anemometerspannung sowie
- der statistischen Kenngrößen der Quasi-Wandschubspannung

für jeden der drei bei den Messungen eingestellten Zuströmwinkel $\beta_1 = 60^\circ$, 90° und 120° bzw. der dazugehörigen Betriebszustände Überlast, Nennlast und Teillast zunächst einzeln betrachtet werden und schließlich zu einem Gesamtbild zusammengefügt werden.

Betrachtet man die Versuchsergebnisse für den Zuströmwinkel $\beta_1 = 60^\circ$ bzw. den Betriebszustand Überlast, so erkennt man anhand der zwölf Messsignale in Abbildung 8.10, dass zu keinem Zeitpunkt eine transitionale oder turbulente Strömung in der Grenzschicht auftritt. Ab dem zweiten Messsignal kommt es zwar zu tendenziell immer stärker werdenden Schwankungen in den Momentanwerten der Anemometerspannungen, die Verläufe weisen aber nie den typisch transitionalen Charakter mit abwechselnd laminarer und turbulenter Strömung auf. Man kann daraus schließen, dass die zu Beginn herrschende stabile laminare Strömung lediglich in eine instabile laminare Strömung übergeht, jedoch keine Transition stattfindet. Diese Interpretation wird durch die statistischen Kenngrößen der Quasi-Wandschubspannung in Abbildung 8.13 unterstrichen. Ein möglicher Umschlag von laminarer zu turbulenter Grenzschicht wird durch die starken Beschleunigungen mit $K > 3 \cdot 10^{-6}$ verhindert, welche über dem gesamten Schaufelprofil vorherrschen.

Für den Zuströmwinkel $\beta_1 = 90^\circ$, der dem Betriebszustand Nennlast entspricht, ergeben sich sehr ähnliche Verläufe der Momentanwerte der Anemometerspannungen sowie der statistischen Kenngrößen der Quasi-Wandschubspannung (siehe Abbildungen 8.11 und 8.14). Die Amplituden der Messsignale sind im Vergleich zu jenen bei Überlast etwas größer, dementsprechend liegen auch die Werte für den zeitlichen Mittelwert und für die Standardabweichung der Quasi-Wandschubspannung etwas darüber. Zusammen mit der Verteilung des Beschleunigungsparameters, der sich ab etwa der halben Sehnenlänge über dem kritischen Wert $K = 3 \cdot 10^{-6}$ befindet, erhält man aus diesen Verläufen für den Betriebszustand Nennlast die selbe Schlussfolgerung wie für Überlast, wonach die laminare Grenzschicht zwar von einem stabilen in einen instabilen Strömungszustand übergeht, jedoch keine vollständige Transition in die turbulente Strömungsform erfolgt.

Die Interpretation der Messergebnisse für den Zuströmwinkel $\beta_1 = 120^\circ$ mit dem dazugehörigen Betriebszustand Teillast gestaltet sich etwas schwieriger. Die Verläufe der Anemometerspannungen bzw. der statistischen Kenngrößen der Quasi-Wandschubspannung (siehe Abbildungen 8.12 und 8.15) deuten zunächst aufgrund der immer größeren Schwankungen in den Messsignalen der Sonden 1 bis 5 auf eine natürliche Transition hin. Allerdings nimmt ab $x/l \approx 0,35$ (entspricht etwa der Position der Sonde 4) die Beschleunigung sehr stark zu und unterdrückt somit den Transitionsprozess. Bei $x/l \approx 0,55$ erreicht der Beschleunigungsparameter den kritischen Wert $K = 3 \cdot 10^{-6}$, ab dem ein Übergang von laminar zu turbulent definitionsgemäß nicht mehr möglich ist. Übereinstimmend zu dieser Deutung der Messergebnisse liefern die Sonden 7 - 12 keine hochfrequenten Schwankungsbewegungen im Messsignal, welche für eine turbulente Grenzschichtströmung typisch sind. Somit tritt auch beim dritten betrachteten Zuströmwinkel bzw. Lastfall weder eine vollständige klassische Transition noch eine Relaminarisierung auf.

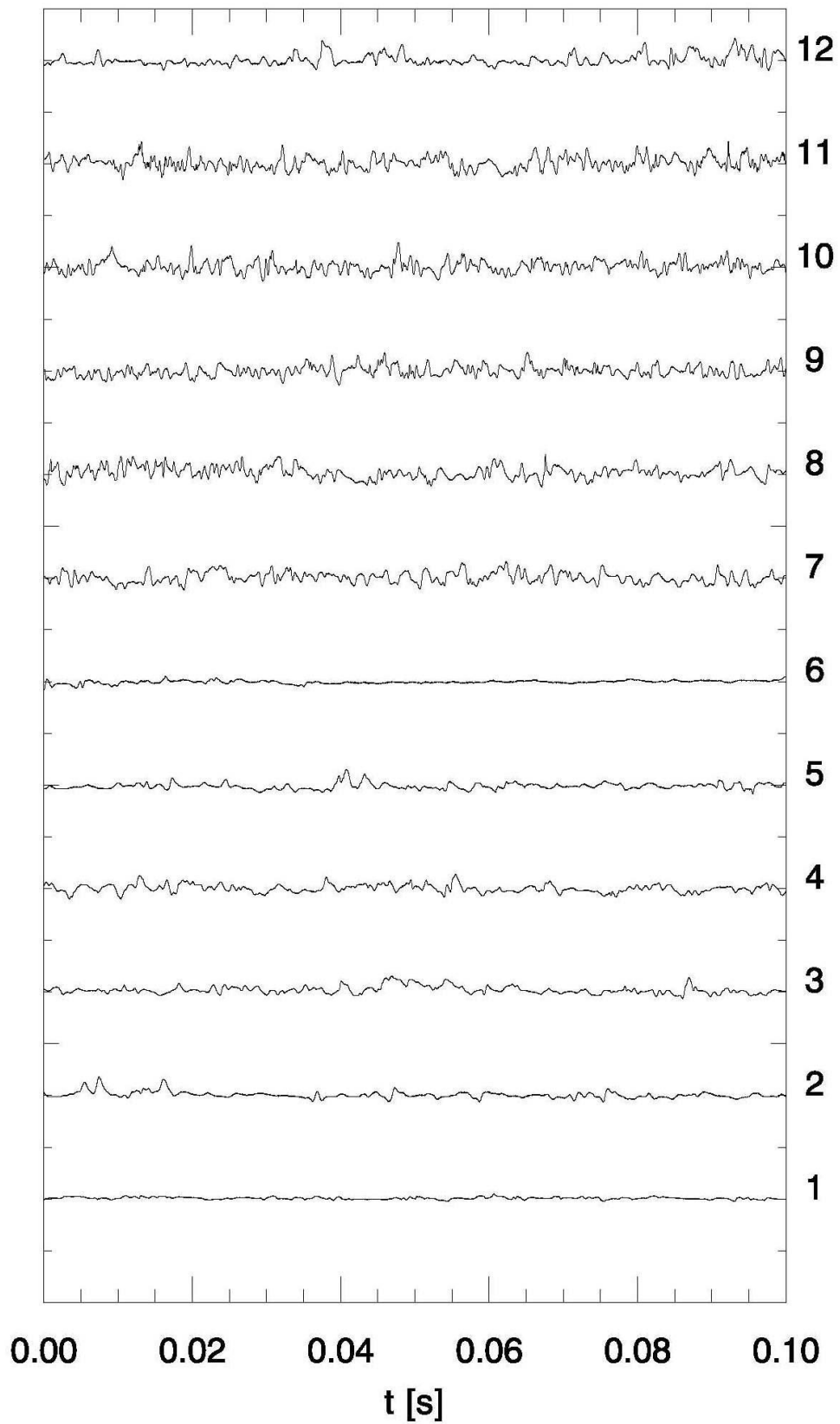


Abbildung 8.10: Momentanwerte der Anemometerspannungen $E(t) - E_0$, $\beta_1 = 60^\circ$, Überlast

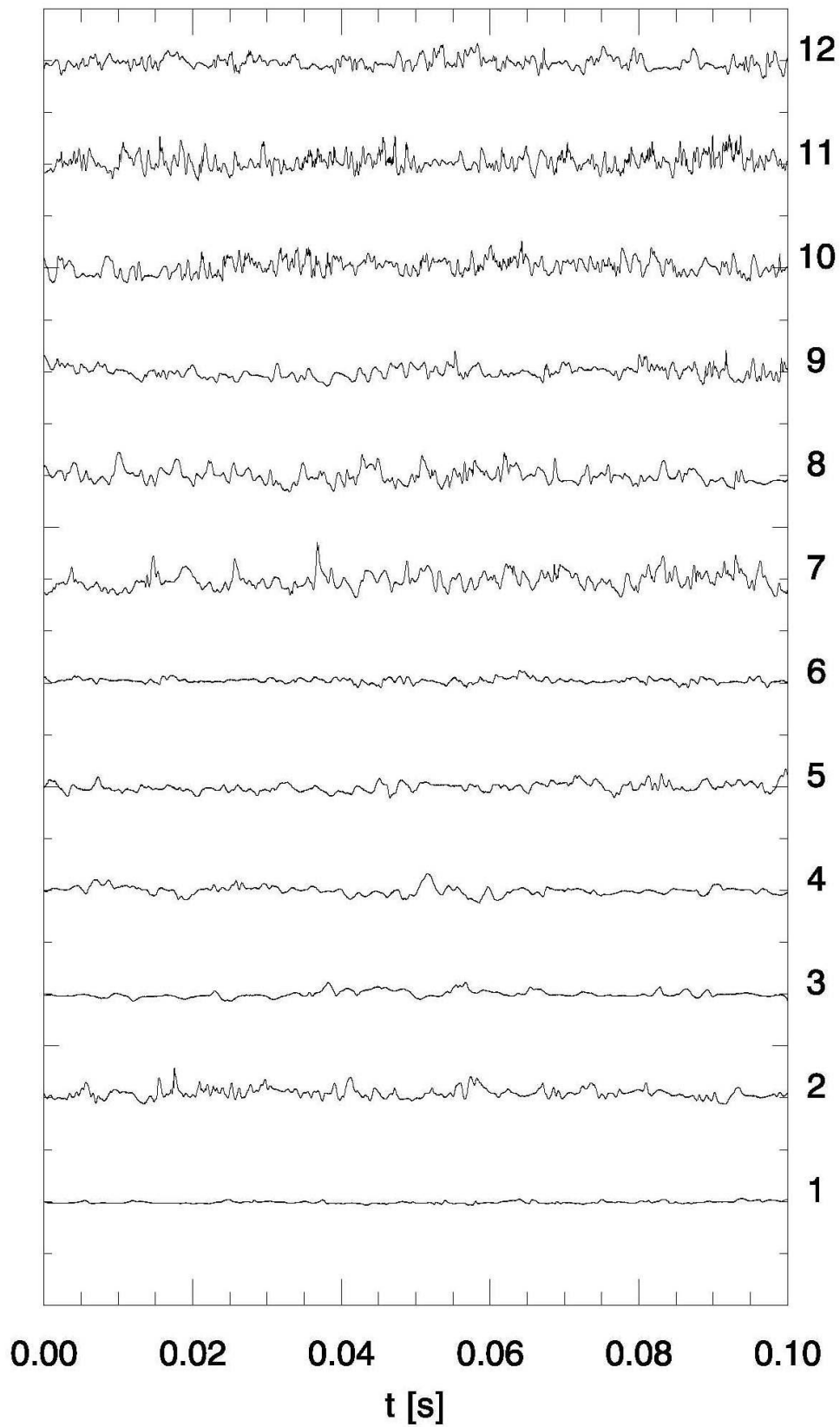


Abbildung 8.11: Momentanwerte der Anemometerspannungen $E(t) - E_0$, $\beta_1 = 90^\circ$, Nennlast

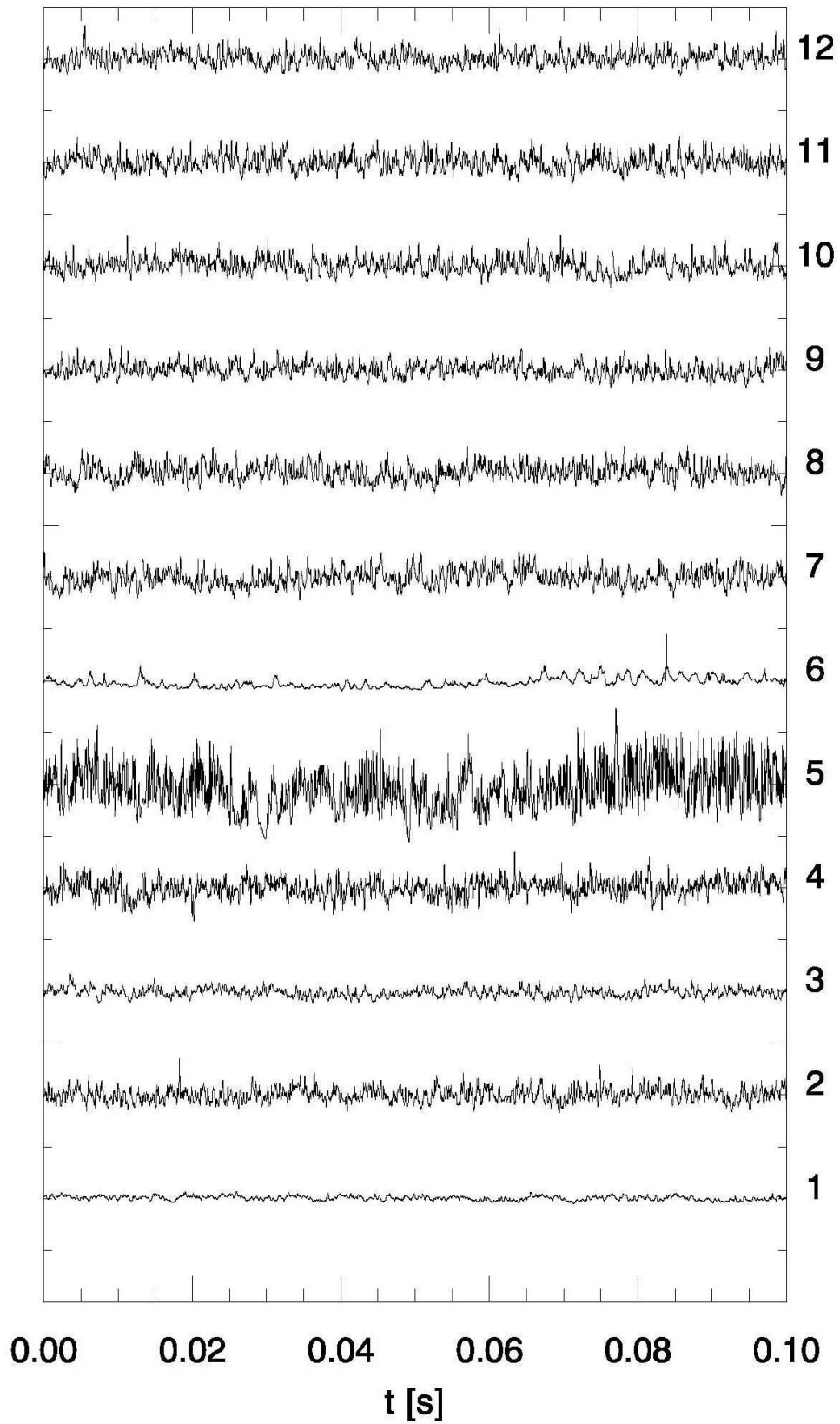


Abbildung 8.12: Momentanwerte der Anemometerspannungen $E(t) - E_0$, $\beta_1 = 120^\circ$, Teillast

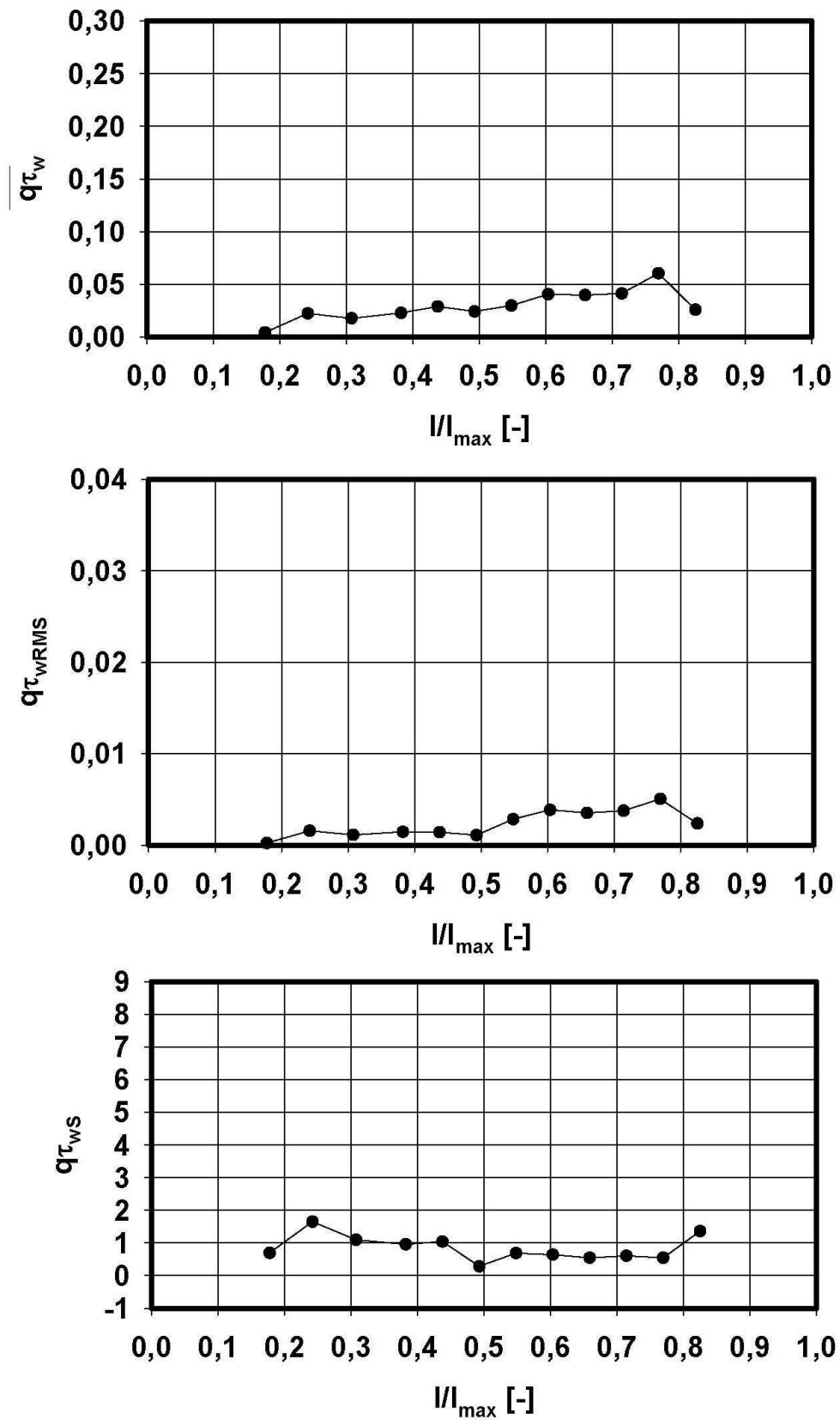


Abbildung 8.13: Zeitlicher Mittelwert $\overline{q\tau_w}$, Standardabweichung $q\tau_{w,RMS}$ und Schiefe $q\tau_{w,S}$ der Quasi-Wandschubspannung, $\beta_1 = 60^\circ$, Überlast

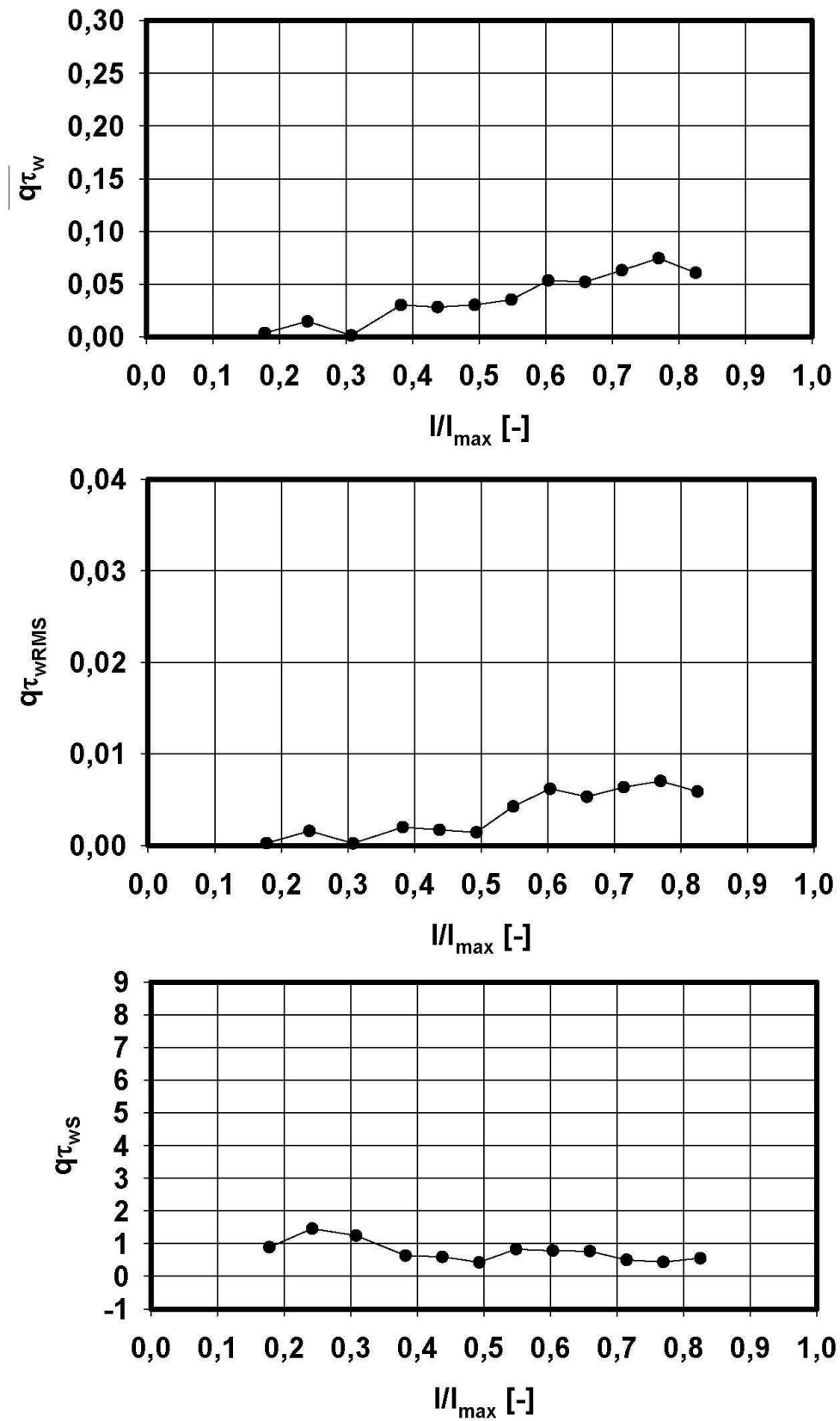


Abbildung 8.14: Zeitlicher Mittelwert $\overline{q\tau_w}$, Standardabweichung $q\tau_{w,RMS}$ und Schiefe $q\tau_{w,S}$ der Quasi-Wandschubspannung, $\beta_1 = 90^\circ$, Nennlast

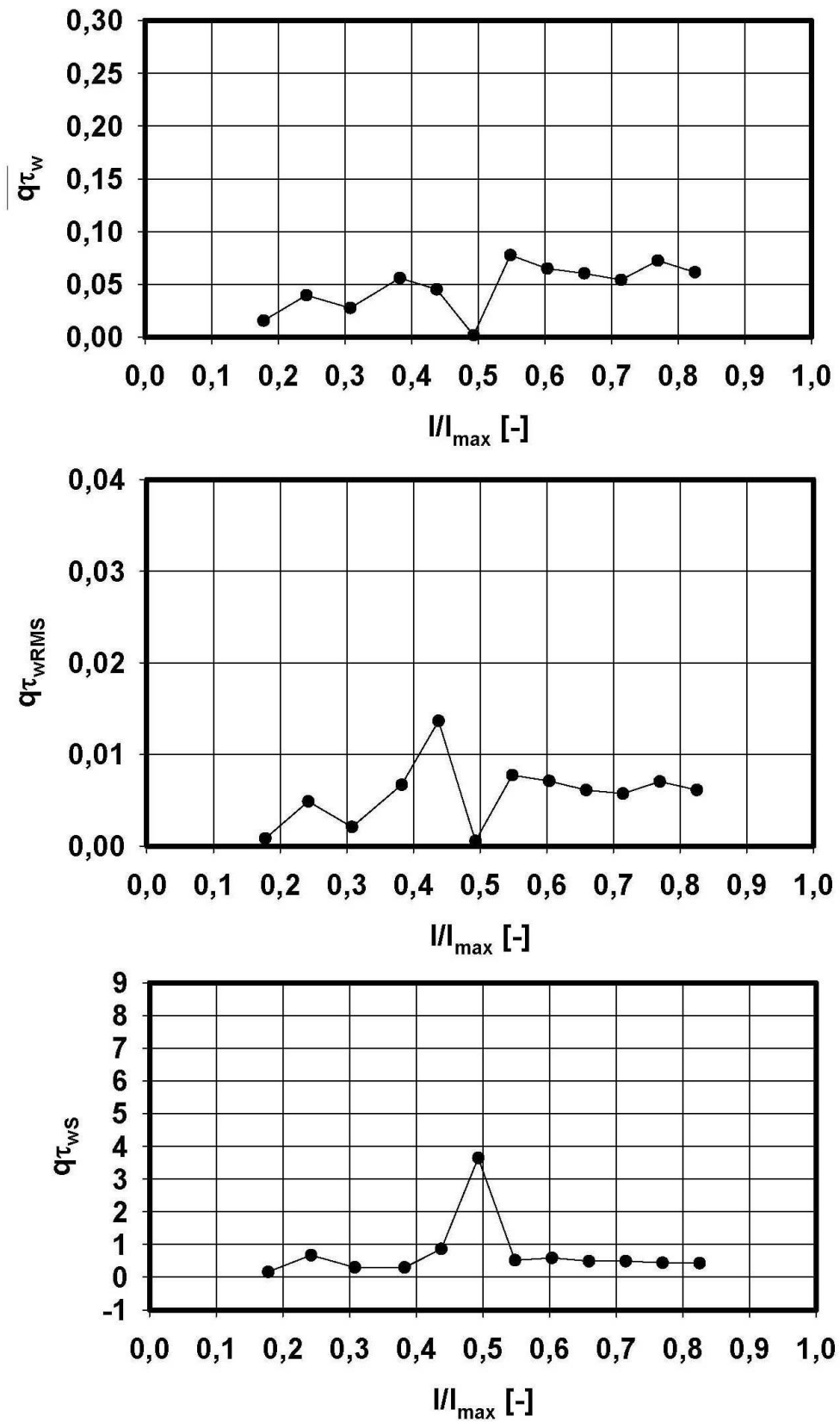


Abbildung 8.15: Zeitlicher Mittelwert $\overline{q\tau_w}$, Standardabweichung $q\tau_{w,RMS}$ und Schiefe $q\tau_{w,S}$ der Quasi-Wandschubspannung, $\beta_1 = 120^\circ$, Teillast

9 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Diplomarbeit ist das Ergebnis einer theoretischen und experimentellen Untersuchung der Relaminarisierung, des Übergangs einer turbulenten in eine laminare Strömung. Nachdem im Zuge der Diplomarbeit von Österreicher [23] die Messtechnik der Heißfilmanemometrie erstmals am Institut zum Einsatz kam, wurden in dieser Arbeit weiterführende Messungen auf der Druckseite einer umströmten Turbinenschaufel durchgeführt, um Aussagen über die Strömungszustände in der druckseitigen Grenzschicht zu erhalten und eine mögliche Relaminarisierung zu beobachten.

Die Messergebnisse zeigen, dass es bei allen drei eingestellten Zuströmwinkeln bzw. Betriebszuständen zu keiner vollständigen Transition der ursprünglich laminaren Grenzschichtströmung kommt. Grund dafür sind die starken Beschleunigungen ($K > 3 \cdot 10^{-6}$), die ab etwa der halben Schaufellänge auf der Druckseite der Turbinenschaufel vorherrschen. Aufgrund der sich nie einstellenden turbulenten Grenzschichtströmung kann auch eine Relaminarisierung nicht eintreten. Zusammenfassend bleibt also festzuhalten, dass der erhoffte Effekt der Relaminarisierung in den Versuchen nicht beobachtet werden konnte.

Die Heißfilmanemometrie hat sich jedoch als Instrument zur zeitlich hochauflösenden Messung von Grenzschichtströmungen bewährt. Eine größere Anzahl von Heißfilmsonden und damit ein geringerer Abstand zwischen den einzelnen Sonden wäre wünschenswert, um große Gradienten in den statistischen Kenngrößen der Quasi-Wandschubspannung zu vermeiden und somit die Auswertung zu erleichtern. Eine mögliche Fehlerquelle stellt die Stolperkante dar, die sich beim Aufkleben der 0,05 mm dicken Heißfilmsonden auf die Oberfläche der Turbinenschaufel unweigerlich ausbildet.

In einer weiterführenden Arbeit könnte zu Vergleichszwecken eine numerische Strömungsberechnung durchgeführt werden, welche die Transition im Turbulenzmodell berücksichtigt. Auch eine Auswertung der Messsignale im Frequenzbereich wäre interessant, um möglicherweise charakteristische Frequenzen erkennen zu können. Die Grenzfrequenz bei der Heißfilmanemometrie könnte ebenso Gegenstand einer eingehenden Untersuchung sein. In der Literatur findet man Berichte, die die Grenzfrequenz bei Verwendung von aufgeklebten Heißfilmsonden auf wenige Hz schätzen, während sie laut Herstellerangaben mehrere hundert kHz beträgt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden bei den Versuchen mit Hilfe des sogenannten Square-Wave-Tests Grenzfrequenzen von etwa 30 kHz festgestellt.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Strömung an einer festen Wand	2
2.2	Geschwindigkeitsverteilung zwischen zwei parallelen Platten	3
2.3	Laminare Grenzschicht an der ebenen Wand	5
2.4	Geschwindigkeitsverteilung in der laminaren Grenzschicht	6
2.5	Turbulente Grenzschicht an der ebenen Wand	7
2.6	Geschwindigkeitsverteilung in der turbulenten Grenzschicht	7
2.7	Ablösung der Grenzschicht	8
2.8	Geschwindigkeitsverteilung bei Ablösung der Grenzschicht	8
3.1	Reibungswiderstand der Grenzschicht einer längsangeströmten ebenen Platte	11
3.2	Intermittierender Charakter einer transitionalen Grenzschichtströmung . .	12
3.3	Zusammenhang zwischen Turbulenzgrad und Impulsverlustdicken-Reynoldszahl bei Transitionsbeginn	13
3.4	Zusammenhang zwischen Beschleunigungsparameter und Impulsverlustdicken- Reynoldszahl in Abhängigkeit vom Turbulenzgrad bei Transitionsbeginn .	15
3.5	Transitionsmechanismen	15
3.6	Natürliche Transition in der Plattengrenzschicht	16
3.7	Turbulenzflecken	16
3.8	Transition über eine Ablöseblase	17
3.9	Nachlaufinduzierte Transition in einer Verdichterstufe	18
3.10	Nachlaufinduzierte Transition in einer Turbinenstufe	18
3.11	Druckverteilung über einer Verdichterschaufel	19
3.12	Druckverteilung über einer Turbinenschaufel	19
3.13	Verteilung des Beschleunigungsparameters über einer Verdichterschaufel . .	19
3.14	Transitionsmechanismen an einer Verdichterschaufel	19
3.15	Verteilung des Beschleunigungsparameters über einer Turbinenschaufel . .	20
3.16	Transitionsmechanismen an einer Turbinenschaufel	20
4.1	Versuchsordnung für Relaminarisierung in Rohr- und Kanalströmungen .	27
4.2	Verlauf des Reibungswiderstandes und der Strömungsgeschwindigkeit nach der Querschnittserweiterung in einer Kanalströmung	27

4.3	Wachstum der Dicke der inneren viskosen Schicht nach der Querschnittserweiterung in einer Rohr- bzw. Kanalströmung	28
4.4	Abweichung der mittleren Geschwindigkeit vom laminaren Wert nach der Querschnittserweiterung in einer Rohr- bzw. Kanalströmung	29
4.5	Abklingrate der Turbulenz in Abhängigkeit der Reynoldszahl nach der Querschnittserweiterung in einer Rohr- bzw. Kanalströmung	29
4.6	Relaminarisierung nach einer scharfkantigen Blende in einer Rohrströmung	30
4.7	Umströmung einer konvexen Ecke mit Überschallgeschwindigkeit	31
4.8	Versuchsanordnung '1' für Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen	32
4.9	Versuchsanordnung '2' für Relaminarisierung in stark beschleunigten Grenzschichtströmungen	32
4.10	Geschwindigkeitsverteilungen in der Grenzschicht unmittelbar vor bzw. nach der Beschleunigungsphase	35
4.11	Unterteilung des Strömungsfeldes in verschiedene Teilgebiete	38
5.1	Heißfilmsonde DANTEC 55R47	42
5.2	Prinzipaltbild der Konstant-Temperatur-Anemometrie	43
5.3	Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung bei der Plattengrenzschicht . .	46
5.4	Geschwindigkeitsverteilung von laminarer und turbulenter Grenzschicht . .	47
5.5	Geschwindigkeitsverteilung einer Grenzschichtströmung mit Druckgefälle .	48
5.6	Wandschubspannungsverlauf von laminarer und turbulenter Grenzschicht .	49
6.1	Schaufelgitterwindkanal im thermischen Labor des Instituts	50
6.2	Schematische Darstellung des Schaufelgitterwindkanals	51
6.3	Ebenes Schaufelgitter mit neun Turbinenschaufeln	52
6.4	Ebenes Schaufelgitter mit instrumentierter Schaufel	52
6.5	Schaufelprofil T100 mit Positionierung der zwölf Heißfilmsonden	53
6.6	Instrumentierte Turbinenschaufel mit sechs aufgeklebten Heißfilmsonden .	54
6.7	Aufbau des pneumatischen Teils der Messtechnik	55
6.8	Aufbau des Heißfilmanemometrieteils der Messtechnik	56
8.1	Verteilung des statischen Druckkoeffizienten C_p , $\beta_1 = 60^\circ$, Überlast	61
8.2	Verteilung des Beschleunigungsparameters K , $\beta_1 = 60^\circ$, Überlast	61
8.3	Verteilung des statischen Druckkoeffizienten C_p , $\beta_1 = 90^\circ$, Nennlast	62
8.4	Verteilung des Beschleunigungsparameters K , $\beta_1 = 90^\circ$, Nennlast	62
8.5	Verteilung des statischen Druckkoeffizienten C_p , $\beta_1 = 120^\circ$, Teillast	63
8.6	Verteilung des Beschleunigungsparameters K , $\beta_1 = 120^\circ$, Teillast	63
8.7	Charakteristisches Messsignal einer laminaren Grenzschichtströmung	64
8.8	Charakteristisches Messsignal einer turbulenten Grenzschichtströmung . . .	65

8.9	Charakteristisches Messsignal einer transitionalen Grenzschichtströmung .	65
8.10	Momentanwerte der Anemometerspannungen $E(t) - E_0$, $\beta_1 = 60^\circ$, Überlast	70
8.11	Momentanwerte der Anemometerspannungen $E(t) - E_0$, $\beta_1 = 90^\circ$, Nennlast	71
8.12	Momentanwerte der Anemometerspannungen $E(t) - E_0$, $\beta_1 = 120^\circ$, Teillast	72
8.13	Zeitlicher Mittelwert $\overline{q\tau_w}$, Standardabweichung $q\tau_{w,RMS}$ und Schiefe $q\tau_{w,S}$ der Quasi-Wandschubspannung, $\beta_1 = 60^\circ$, Überlast	73
8.14	Zeitlicher Mittelwert $\overline{q\tau_w}$, Standardabweichung $q\tau_{w,RMS}$ und Schiefe $q\tau_{w,S}$ der Quasi-Wandschubspannung, $\beta_1 = 90^\circ$, Nennlast	74
8.15	Zeitlicher Mittelwert $\overline{q\tau_w}$, Standardabweichung $q\tau_{w,RMS}$ und Schiefe $q\tau_{w,S}$ der Quasi-Wandschubspannung, $\beta_1 = 120^\circ$, Teillast	75

Tabellenverzeichnis

6.1	Gittergeometrie	52
6.2	Zuströmwinkel	54

Literaturverzeichnis

- [1] *Alvi, S.H.:*
Flow characteristics of sharp-edged orifices, quadrant-edged orifices and nozzles
1975, Indian Institute for Science Bangalore, Ph.D. Thesis

- [2] *Badri Narayanan, M.A.:*
An experimental study of reverse transition in two-dimensional channel flow
1968, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 31, p. 609ff

- [3] *Badri Narayanan, M.A.; Ramjee, V.:*
On the criteria for reverse transition in a two-dimensional boundary layer flow
1969, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 35, p. 225ff

- [4] *Bellhouse, B.J.; Schultz, D.L.:*
Determination of mean and dynamic skin friction, separation and transition in low-speed flow with a thin-film heated element
1966, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 24, pp. 379-400

- [5] *Bruun, H.H.:*
Hot-Wire Anemometry. Principles and Signal Analysis
1995, Oxford University Press

- [6] *DANTEC DYNAMICS:*
Probes for Hot-Wire Anemometry
www.dantecdynamics.com, Publication No.: 238-v2

- [7] *Eckelmann, H.:*
Einführung in die Strömungsmesstechnik
1997, Stuttgart, Teubner Studienbücher

- [8] *Fiedler, H.; Head, M.R.:*
Intermittency measurements in the turbulent boundary layer
1966, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 25, p. 719ff

- [9] *Ichimiya, M.; Nakamura, I.; Yamashita, S.:*
 Properties of a relaminarizing turbulent boundary layer under a favorable pressure gradient
 1998, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 17, pp. 37-48
- [10] *King, L.V.:*
 On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry
 1914, Phil. Trans. Roy. Soc., A214, pp. 373-432
- [11] *Kluwick, A.:*
 Skriptum zur Vorlesung „Strömungslehre“
 1999, Technische Universität Wien
- [12] *Laufer, J.:*
 Decay of non-isotropic turbulent field
 1962, Miszellen der angewandten Mechanik, Festschrift Walter Tollmien, Akademie-Verlag Berlin
- [13] *Launder, B.E.; Stinchcombe, H.S.:*
 Non-normal similar turbulent boundary layers
 1967, Imp. Coll. Note TWF/TN 21
- [14] *Lyons, R.; Panofsky, H.A.; Wollaston, S.:*
 The critical Richardson number and its implications for forecast problems
 1964, Journal of Applied Meteorology, Vol. 3, p. 136ff
- [15] *Mayle, R.E.:*
 The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines
 1991, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 113, pp. 509-537
- [16] *Mayle, R.E.:*
 Boundary Layers in Turbomachines
 1991, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture series 1991-06
- [17] *Miles, J.W.:*
 On the stability of heterogeneous shear flows
 1961, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 10, p. 496ff

- [18] *Moretti, P.H.; Kays, W.M.:*
Heat transfer in turbulent boundary layer with varying free stream velocity and varying surface temperature - an experimental study
1965, International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 8, p. 1187ff
- [19] *Narasimha, R.; Sreenivasan, K.R.:*
Relaminarization in highly accelerated turbulent boundary layers
1973, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 61, Part 3, pp. 417-447
- [20] *Narasimha, R.; Sreenivasan, K.R.:*
Relaminarization of fluid flows
1979, Advances in Applied Mechanics, Vol. 19, pp. 221-309
- [21] *Narasimha, R.; Viswanath, P.R.:*
Reverse transition at an expansion corner in supersonic flows
1975, AIAA Journal, Vol. 13, p. 693ff
- [22] *Oertel jr., H.; Böhle, M.; Dohrmann, U.:*
Strömungsmechanik: Grundlagen, Grundgleichungen, Lösungsmethoden, Softwarebeispiele
2006, Vieweg + Teubner Verlag, 4. Auflage
- [23] *Österreicher, W.:*
Messung des laminar/turbulent-Übergangs an Turbinenschaufeln mittels Heißfilm-anemometrie
2004, Technische Universität Wien, Diplomarbeit
- [24] *Patel, V.C.:*
Calibration of the preston tube and limitations on its use in pressure gradients
1965, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 23, p. 185ff
- [25] *Patel, V.C.; Head, M.R.:*
Reversion of turbulent to laminar flow
1968, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 34, p. 371ff
- [26] *Ramjee, V.:*
Reverse transition in a two-dimensional boundary layer flow
1968, Indian Institute for Science Bangalore, Ph.D. Thesis
- [27] *Richardson, L.F.:*
The supply of energy to and from atmospheric eddies
1920, Proc. Roy. Soc., A97, p. 354ff

- [28] *Römer, N.:*
Theoretische und experimentelle Untersuchungen zum Umschlagverhalten der Profilgrenzschicht an Verdichter- und Turbinengittern
1990, Universität der Bundeswehr München, Dissertation
- [29] *Schlichting, H.; Gersten, K.:*
Grenzschicht-Theorie
2006, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 10. Auflage
- [30] *Sergienko, A.A.; Gretsov, K.V.:*
Transition from turbulent to laminar boundary layer
1959, Dokl. Akad. Nauk. SSSR 125 (RAE Translation No. 827)
- [31] *Sreenivasan, K.R.:*
Laminarescent, relaminarizing and retransitional flows
1982, Acta Mechanica, Vol. 44, pp. 1-48
- [32] *Sternberg, J.:*
The transition from a turbulent to a laminar boundary layer
1954, Ballistic Research Laboratory Aberdeen, Report No. 906
- [33] *Taylor, G.I.:*
The criterion for turbulence in curved pipes
1929, Proc. Roy. Soc., A124, p. 243ff
- [34] *Thompson, B.G.J.:*
The production of boundary layer behaviour and profile drag for infinite yawed wings
1973, RAE Technical Report No. 73091
- [35] *Viswanath, P.R.; Narasimha, R.; Prabhu, A.:*
Visualization of relaminarizing flows
1978, Journal of Indian Institute for Science, Vol. 60, p. 159ff
- [36] *Willinger, R.:*
Unterlagen zur Laborübung „Hitzdrahtanemometrie“
2006, Technische Universität Wien
- [37] *Willinger, R.:*
Folienskriptum zur Vorlesung „Numerische Strömungsberechnung von thermischen Turbomaschinen“
2007, Technische Universität Wien