

Numerische Untersuchung der instationären Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion in Turbinen- und Verdichter- schaufelgittern und Vergleich mit Messungen

der
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
der Universität der Bundeswehr München

Zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
vorgelegte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Markus Kampitsch

- 1. Berichterstatter: Prof. Dr.-rer. nat. M. Pfitzner
- 2. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. H.P. Kau

Tag der Einreichung: 9. April 2002

Tag der Annahme: 10. April 2002

Tag der Promotion: 19. November 2002

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlantriebe (ISA) der Universität der Bundeswehr München.

Meine tief empfundene Dankbarkeit gilt unserem leider viel zu früh verstorbenen Institutsleiter Herrn Prof. Dr.-Ing. Leonhard Fottner, der es mir ermöglichte, diese Themenstellung erfolgreich zu bearbeiten. Seine Tür stand immer und für jeden offen. Die Gewißheit seiner Unterstützung in allen Belangen und seine stete Bereitschaft, sich mit den an ihn herangetragenen Themen auseinanderzusetzen, haben maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Ich gedenke seiner mit großem Respekt.

Ich bedanke mich bei Prof. Dr. Michael Pfitzner für seine Stellvertretung als Erstprüfer, bei Herrn Prof. Dr.-Ing. H.P. Kau für die Übernahme des Koreferats und bei Prof. Dr. Emmerling für die des Vorsitzenden des Prüfungsausschusses.

Ebenso bedanke ich mich bei der TRACE-U Berechnungsgruppe des DLR in Köln und Prof. Dr. H.P. Hodson, University of Cambridge, UK für die zur Verfügung gestellten Programme und die geleistete Unterstützung.

Teamgeist wurde immer am ISA großgeschrieben und so kam auch ich in den Vorzug der sehr fruchtbaren Zusammenarbeit mit den Kollegen. Besonders erwähnen möchte ich hierbei Stefan Brunner, Reinhold Teusch und Peter Stadtmüller für die Bereitstellung ihrer hervorragenden Meßergebnisse. Die interessanten Diskussionen mit meinem Zimmerkollegen Holger Brandt, der es verstand, so manche Literaturstelle auf Zuruf zu parieren, waren stets eine große Hilfe, ebenso wie die tatkräftige Unterstützung von Pasquale Cardamone bei der Durchführung von Rechnungen. Besonders bedanken möchte ich mich bei meinem ehemaligen Zimmernachbarn Carsten Schwarz, der wohl wie kaum ein anderer immer zur Stelle war, wenn man ihn brauchte.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern. Sie ermöglichten mir durch Ihre bedingungslose Unterstützung stets meinen Weg zu gehen und natürlich meiner Familie, die mich immer wieder zu motivieren verstand. Die Zeit am Institut wird mir stets in Erinnerung bleiben: ich heiratete meine liebe Frau Claudia und unsere beiden Töchter Selina und Julia wurden geboren. Ihnen widme ich diese Arbeit.

Und nicht zuletzt sage ich *Gott* sei Dank, es ist geschafft.

Numerische Untersuchung der instationären Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion in Turbinen- und Verdichterschaufelgittern und Vergleich mit Messungen

Übersicht:

Das Strömungsfeld in einer Turbomaschine ist maßgeblich von instationären Strömungsvorgängen geprägt. Innerhalb der Turbokomponenten Verdichter und Turbine findet aufgrund der sich wiederholenden Anordnung von Rotor- und Statorschaufelgittern ein ständiger Wechsel zwischen rotierendem und ruhendem Bezugssystem statt. Die für Turbomaschinen typischen hohen spezifischen Energieumsätze sind mit starken Strömungsumlenkungen bei sehr hohen Umfangsgeschwindigkeiten der rotierenden Schaufelgitter verbunden, was eine starke Wechselwirkung zwischen den sich drehenden Rotoren und ruhenden Statoren verursacht. Neben den hierdurch aufgeprägten Druckschwankungen ist die Interaktion der Nachläufe stromaufliegender Schaufelreihen mit den Grenzschichten stromab liegender Schaufeln ein Phänomen, das maßgeblich das Profilverlustverhalten einer Turbomaschinenstufe beeinflusst. Die periodisch instationäre Beaufschlagung der Profilgrenzschicht mit Nachlaufdellen beeinflusst deren Transitionsverhalten und kann sowohl eine die Profilverluste einer Schaufel fördernde als auch verringernde Wirkung haben. Eine besonders große Rolle spielt diese Erscheinung in Niederdruckturbinen mit typischerweise großen Schaufelhöhenverhältnissen. Bei niedrigen Reynoldszahlen und/oder bei hoher Belastung neigen diese zur Bildung laminarer Ablöseblasen, welche durch die auftreffenden Nachläufe periodisch unterdrückt werden können und daher in ganz besonderer Weise durch Nachlaufdellen beeinflusst werden. Eine experimentelle Untersuchung dieser als *Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion* bezeichneten Phänomene ist nur in aufwendigen Untersuchungen an bereits ausgeführten Beschaukelungen möglich. Um positive Effekte dieser Wechselwirkung jedoch bereits in sehr frühen Entwicklungsstadien neuer Turbomaschinen einbeziehen zu können, ist deren zuverlässige Vorhersage mittels geeigneter numerischer Verfahren unbedingt erforderlich.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist es, die Phänomene der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion mit unterschiedlichen Verfahren zur Berechnung der Strömung in ebenen Verdichter- und Turbinenschaufelgittern bei turbomaschinentypischen Mach- und Reynoldszahlen und unter spezieller Berücksichtigung des laminar/turbulenten Umschlags der Grenzschicht eingehend zu untersuchen und die Ergebnisse untereinander und mit den Ergebnissen von Messungen zu vergleichen. Hierfür werden zwei Turbinen- und ein Verdichterschaufelgitter untersucht, die sich im jeweiligen Auslegungspunkt durch eine saugseitige laminare Ablösung auszeichnen:

- T115: ein hoch belastetes Niederdruckturbinengitter, das bereits hinsichtlich der Auswirkungen der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion ausgelegt und detailliert experimentell untersucht wurde.

- T106: ein mit herkömmlichen stationären Methoden und ohne die Berücksichtigung instationärer Effekte ausgelegtes Niederdruckturbinen-Schaufelgitter. In der hier untersuchten Version (T106-D) wurde die Teilung des Profils ohne weitere Anpassungen vergrößert. Aufgrund der so erreichten höheren Belastung tritt die saugseitige Ablösung verstärkt in Erscheinung, wodurch deren Interaktion mit der instationären Nachlaufströmung im Detail besser beobachtet werden kann.
- V111: das Verdichtergitter repräsentiert einen Stator eines Hochdruckverdichters und weist ebenfalls eine saugseitige laminare Ablösung auf, die unter dem Einfluß von Nachlaufdellen periodisch unterdrückt wird.

Zur Validierung der vorliegenden numerischen Ergebnisse dienen Druckverteilungs- und Dünnschichtmessungen sowie Grenzschichttraversierungen bei instationärer Zuströmung, die durch zylindrische Stäbe eines Dellengenerators stromauf der Gittereintrittsebene erzeugt wurde. Die Messungen wurden am Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal (HGK) der Universität der Bundeswehr im Rahmen eigener Forschungsvorhaben durchgeführt.

Mit den beiden Strömungslösern TRACE-U (Engel, 1997, Eulitz, 2000) und UNSFLO (Giles, 1991) mit dem Prescribed Unsteady Intermittency Module (PUIM) (Hodson, 1990, Schulte und Hodson, 1996) zur Berechnung zweidimensionaler, kompressibler und instationärer Strömung in Schaufelgittern, wurden drei grundsätzlich verschiedene Vorgehensweisen realisiert, um den periodisch instationären Einfluß von Nachläufen auf die Grenzschichtentwicklung zu simulieren:

- Berechnung der Gitterströmung einschließlich der stromauf des Gittereintritts translatorisch bewegten zylindrischen Stäbe (TRACE-U, UNSFLO),
- Vorgabe einer instationären Randbedingung mit einem stabnachlaufartigen Geschwindigkeitsdefizit (UNSFLO),
- Vorgabe einer Intermittenzverteilung entlang der Schaufeloberfläche, die anhand verschiedener Korrelationen zur Bestimmung der Transitionslage, der Produktionsrate turbulenter Flecken und beruhigter Bereiche unter Berücksichtigung eines vorgegebenen Zuströmerturbulenzgradprofils erzeugt wurde (UNSFLO/PUIM).

Es wird gezeigt, daß mit den in den beiden Programmen implementierten Verfahren zum Teil sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Messung erreicht werden kann. Vorbehaltlich einer sehr sorgfältigen Bestimmung der Randbedingungen erlauben daher beide Programme eine verlässliche und detaillierte Untersuchung der instationären Grenzschichtentwicklung unter Nachlaufeinfluß für eine Mittelschnittsbetrachtung.

Inhalt

1 Einleitung und Aufgabenstellung	1
2 Instationäre Strömung und Transition im Schaufelkanal	4
2.1 Transitionsformen in Turbomaschinen	5
2.2 Integrale Grenzschichtgrößen	9
2.3 Schaufelgrenzschichten unter dem Einfluß der Rotor/Stator-Interaktion	10
3 Verfahren zur Berechnung der instationären Strömung in Schaufelgittern	12
3.1 Grundgleichungen zur Berechnung instationärer Strömungen	16
3.2 Reynoldsmittelung und Separationsproblem	18
3.3 Turbulenzmodellierung	20
3.3.1 Null-Gleichungsmodelle	21
3.3.2 Ein-und Zweigleichungsmodelle.....	23
3.4 Modellierung des laminar/turbulenten Umschlags	25
3.4.1 Transitionskriterien	27
3.4.2 Intermittenzverfahren	29
3.5 Beschreibung der eingesetzten Rechenverfahren.....	31
3.5.1 TRACE-U.....	31
3.5.1.1 Diskretisierungsverfahren	32
3.5.1.2 Turbulenz- und Transitionsmodellierung.....	32
3.5.2 UNSFLO / PUIM	34
3.5.2.1 Diskretisierungsverfahren	35
3.5.2.2 Turbulenzmodellierung	36
3.5.2.3 Simulation der Nachlaufwirkung und Transitionsmodellierung mit PUIM.....	36
3.5.2.4 Modellierung beruhigter Bereiche	38
4 Berechnung der zweidimensionalen Gitterströmung unter dem Einfluß von Nachlaufzellen und Vergleich mit Meßergebnissen	40
4.1 Experimenteller Aufbau	40
4.2 Modellierung der Anordnung HGK/EIZ.....	42
4.3 Bestimmung der Randbedingungen bei eingebautem EIZ.....	44
4.4 Ergebnisse der numerischen Untersuchungen für das Turbinengitter T115	46

4.4.1	TRACE-U.....	46
4.4.1.1	Stationäre Rechnungen.....	48
4.4.1.2	Instationäre Rechnungen.....	49
4.4.2	UNSFLO.....	54
4.4.2.1	Stator/Rotor-Rechnungen (STAROT).....	54
4.4.2.2	Wake-Rotor-Rechnungen (WAKROT).....	55
4.4.2.3	UNSFLO/PUIM.....	56
4.4.3	Vergleich UNSFLO – TRACE-U.....	58
4.5	Ergebnisse der numerischen Untersuchungen für das Turbinengitter T106-D.....	59
4.5.1	Instationäre Rechnungen mit TRACE-U.....	60
4.5.2	Instationäre Rechnungen mit UNSFLO/PUIM.....	61
4.5.3	Vergleich UNSFLO – TRACE-U.....	62
4.6	Ergebnisse der numerischen Untersuchungen für das Verdichtergitter V111.....	64
4.6.1	Instationäre Rechnungen mit TRACE-U.....	64
4.6.2	Instationäre Rechnungen mit UNSFLO/PUIM.....	67
4.6.3	Verlustbetrachtung.....	69
4.7	Konsequenzen für den Einsatz der Programme in der Praxis.....	70
5	Zusammenfassung und Empfehlung für weitere Arbeiten.....	72
6	Literatur.....	75
7	Tabellen und Abbildungen.....	84

Formelzeichen

a	[m/s]	lokale Schallgeschwindigkeit
AVDR	[%]	Stromröhrenkontraktion (Axial Velocity Density Ratio)
c	[m/s]	Absolutgeschwindigkeit
c_F	[-]	Reibungsbeiwert
d	[m]	Durchmesser, Wandabstand
e	[J/kg]	spez. Energie
E	[V]	elektrische Spannung
F	[-]	Intermittenzfaktor
f	[Hz]	Frequenz
f	[-]	Dämpfungsfunktion
g	[1/m ² s]	Produktionsrate turbulenter Bereiche
H_{12}	[-]	Formfaktor
K	[-]	Von Karman Konstante
k	[m ² /s ²]	turbulente kinetische Energie
l	[m]	Profilsehnenlänge
l_t	[m]	turbulentes Längenmaß
L	[m]	Bezugslänge
Ma	[-]	Machzahl
p	[Pa]	Druck
q	[Pa]	Staudruck
q	[W/m ²]	spez. Wärmestrom
R	[J/kgK]	spez. Gaskonstante
Re	[-]	Reynoldszahl
Sr	[-]	Strouhalzahl
T	[s]	Periode
T	[K]	Temperatur
t	[s]	Zeit
t	[m]	Teilung
Tu	[%]	Turbulenzgrad
u	[m/s]	x-Komponente der Geschwindigkeit, Umfangsgeschwindigkeit
U	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit
u_t	[m/s]	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit
u_τ	[m/s]	Schubspannungsgeschwindigkeit
V	[m ³]	Volumen
x	[m]	Koordinate
y	[m]	Koordinate, senkrechter Wandabstand
y^+	[-]	dimensionsloser Wandabstand
z	[m]	Koordinate

α	[°]	Öffnungswinkel beruhigter Bereiche
α	[-]	Korrekturparameter, Konstante
β	[-]	Konstante
β_1	[°]	Zuströmwinkel
β_2	[°]	Abströmwinkel
β_s	[°]	Staffelungswinkel
δ	[m]	Grenzschichtdicke
δ_1	[m]	Verdrängungsdicke
δ_2	[m]	Impulsverlustdicke
δ_3	[m]	Energieverlustdicke
δ_{ij}	[-]	Kronecker Symbol
ε	[m ² /s ³]	Dissipationsrate
Γ	[1/s]	Wirbelstärke
γ	[-]	Intermittenz
η_K	[-]	Kolmogorovsches Längenmaß
φ	[-]	Lieferzahl ($\varphi=c_{ax}/u$)
Φ	[-]	Strömungsgröße
κ	[-]	Isentropenexponent
λ	[W/mK]	Wärmeleitfähigkeit
λ	[-]	Druckparameter
∇	[-]	Nabla-Operator
μ	[kg/ms]	dynamische Viskosität
μ_3	[-]	Schiefe
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
ρ	[kg/m ³]	Dichte
σ	[1/m]	Spot area dependence factor
σ_K	[1/m]	Konstante
τ	[N/m ²]	Schubspannung
τ	[s]	Zeitmaß
ω	[-]	integraler Verlustbeiwert
ω	[1/s]	Drehgeschwindigkeit, Wirbelfrequenz

Indices:

∞	Freistrom, Unendlich
0	Initial-, Total-
1	Eintrittsebene
2	Austrittsebene

ax	axial
calm	beruhigt
FSTI	Free Stream Turbulence Intensity (Freistromturbulenzgrad)
geo	geometrisch
is	isentrop
K	Kolmogorov
k	Kammer
l	lokal
LE	Vorderkante
M	Mittel
num	numerisch
red	reduziert
ref	Referenz
s	statisch
sep	abgelöst
stat	stationär
t	total, turbulent
TE	Hinterkante
th	theoretisch (isentrop)
tr	transitional
Vk	Vorkammer

1 Einleitung und Aufgabenstellung

Seit der Einführung des ersten zivilen strahlgetriebenen Verkehrsflugzeugs, der De Havilland DH 106 Comet im Jahre 1952, wurden die damaligen Einkreis-Einwellen Turbojets zu modernen Zweikreis-Mehrwellen Triebwerken hohen Bypass-Verhältnisses mit niedrigem Verbrauch und geringen Emissionen bei ungleich höherer Leistung weiterentwickelt. Ihre hohe spezifische Leistung, die kompakte Bauform und ihr vibrationsarmer Lauf prädestinieren sie für den Einsatz als Flugantrieb. Im Wettbewerb der Fluggesellschaften sind die zu erzielenden Gewinne in hohem Maße abhängig von den Betriebskosten der eingesetzten Flugzeugflotte, von denen nahezu die Hälfte Aufwendungen für den Antrieb sind und ein Drittel davon wiederum für Treibstoff (Wisler, 1998). Der Wirkungsgrad stellt bei der Entwicklung eines neuen Triebwerks daher eine unbedingt zu optimierende Größe dar, da jeder gewonnene Prozentpunkt im Wirkungsgrad eine erhebliche Reduktion der unmittelbaren operationellen Kosten (Direct Operation Costs, DOC) bedeutet. Ebenfalls aus Gründen der Gewichts- und Kostenersparnis wird versucht, die Anzahl der Schaufeln zu verringern und damit weniger, dafür jedoch höher belastete Schaufeln zu verwenden. Die für hoch belastete Profile notwendigen hohen Auftriebsbeiwerte werden im allgemeinen durch signifikante saugseitige Verzögerungsbereiche erzeugt, die, besonders bei niedrigen Reynoldszahlen (z.B. Niederdruckturbine im Reiseflug in großer Höhe), verlustreiche laminare Ablöseblasen verursachen können (Schulte, 1996). Die Aerodynamik solch hoch belasteter Schaufeln ist folglich mit Effekten verbunden, die einer Steigerung des Wirkungsgrads entgegenstehen, und angesichts des sehr hohen Entwicklungsstandes moderner Turbokomponenten erscheint die Forderung an zukünftige hoch belastete Beschaukelungen, unter Verwendung der bisherigen Auslegungswerkzeuge dieses Niveau wenigstens zu halten, nicht oder nur sehr schwer erfüllbar zu sein.

Der Profilverlust eines Schaufelgitters im eingebauten Zustand und unter realen instationären und turbomaschinentypischen Betriebsbedingungen unterscheidet sich mitunter deutlich von dem mit stationären Verfahren vorhergesagte. Unter Umständen ist dieser sogar niedriger als der bei stationärer Zuströmung ermittelte, und eine Reduzierung der Schaufelanzahl um bis zu 20% bei konstantem Wirkungsgrad erscheint heutzutage durchaus erreichbar (Curtis et al., 1996). Der Grund hierfür liegt in der Wechselwirkung der Nachläufe stromaufliegender Schaufelreihen mit den Schaufelgrenzschichten des nachfolgenden Gitters und sein Einfluß auf deren Transitionsverhalten. In Abhängigkeit von Parametern wie z.B. der Dellenfrequenz konnte gerade bei hoch belasteten Niederdruckturbinengittern eine erhebliche Verringerung des Profilverlustes aufgrund der Unterdrückung der laminaren Ablöseblasen durch auftreffende Nachlaufdellen nachgewiesen werden (Brunner, 2000).

Um das Entwicklungsrisiko für neue Technologien zur Nutzung dieser Effekte und die hierfür notwendigen Entwicklungskosten niedrig zu halten, muß verstärkt auf numerische Simulation zurückgegriffen werden. Die hierfür eingesetzten Verfahren müssen verifiziert und validiert werden, um verlässliche Aussagen über das Betriebsverhalten neu zu entwickelnder Schaufel-

profile liefern zu können. Einer der Dreh- und Angelpunkte für den Entwurf hoch belasteter Profile ist die zuverlässige Vorhersage des Grenzschichtverhaltens an den Schaufeloberflächen (Hourmouziadis, 1989). Für Strömungen bei turbomaschinenähnlichen Mach- und Reynoldszahlen ist die Berechnung des Grenzschichtumschlags jedoch bis heute eine große Herausforderung. Die unterschiedlichen Transitionsarten, sowie deren komplizierte Übergangsformen erlauben bislang nicht einmal für eine bestimmte Transitionsform eine einheitliche allgemeingültige Formulierung (Hatmann und Wang, 1999). Es werden daher unterschiedliche Ansätze für die Modellierung des Transitionsvorganges verwendet. Die Bandbreite der eingesetzten Verfahren reicht von dem Ansatz, mit einer *Low-Reynolds*-Variante eines *Zwei-Gleichungs-Turbulenzmodells* die Transition zu erfassen (Thurso et al., 2001), über die Implementierung von *Transitionskriterien* und die Modellierung der Ausbildung von *turbulenten Flecken* (Schulte et al., 1997), bis hin zur expliziten Simulation turbulenter Skalen einer definierten Größe (*Large Eddy Simulation*, LES) oder gar der gesamten Zerfallkaskade turbulenter Strömung (*Direkte Numerische Simulation*, DNS) (Opiela, 2000). So unterschiedlich wie die Verfahren ist auch der Aufwand für deren Durchführung. Die Rechenzeit für eine LES der Strömung in einer Turbinenschaufelpassage bei realitätsnahen Reynoldszahlen bspw. übersteigt die, für eine in der Auslegungsphase heute übliche stationäre Rechnung, um Größenordnungen.

Die zeitgenaue Berechnung instationärer Strömungen stellt ihrerseits ebenfalls hohe Anforderungen an Rechenressourcen und vor allem Rechenzeit. Mittlerweile sind stationäre, hochauflösende dreidimensionale *Navier-Stokes*-Rechnungen im Auslegungsprozeß zum Standard geworden. Zeitgenaue dreidimensionale Rechnungen sind zwar durchaus durchführbar (Eulitz et al., 2000), die Rechenzeiten jedoch liegen, je nach eingesetzter Hardware und derer Verfügbarkeit, noch im Bereich von Tagen und Berechnungen „über Nacht“ können bislang lediglich eine grobe Vorstellung des im allgemeinen sehr komplexen dreidimensionalen Strömungsfelds vermitteln. Der Einsatz von zeitgenauen 3D-Navier-Stokes-Rechenverfahren zur Erfassung der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion ist folglich derzeit mit der Forderung nach praktikablen Antwortzeiten noch nicht vereinbar. Zweidimensionale Verfahren bieten den Vorteil vergleichsweise kurzer Rechenzeiten und somit die Möglichkeit von Parametervariationen, wie sie in der Auslegungspraxis erforderlich sind. Der Vergleich mit Messungen an ebenen Schaufelgittern gewährleistet die Übertragbarkeit der Rechenergebnisse ohne Einflüsse aus Radialkomponenten wie sie sonst bei 2D-Rechnungen auf S1-Flächen berücksichtigt werden müssen. Quasi-3D-Modellierungen, die die Berücksichtigung der Stromröhrenkontraktion ermöglichen, sind daher, bis entsprechend hohe Rechnerleistung wirtschaftlich sinnvoll bereitgestellt werden kann, für die instationäre 2D-Simulation des Strömungsfelds im Mittelschnitt zur Erfassung der Grenzschichtentwicklung und damit des Profilverlustes unverzichtbar.

In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse der beiden 2D-Strömungsrechenprogramme TRACE-U und UNSFLO vorgestellt, die sich sowohl bezüglich der benötigten Rechenleistung und der Modellierung der transitionalen Grenzschichtströmung, als auch der Berücksichtigung der instationären Nachlaufströmung stark unterscheiden. Sie werden untereinander und mit den Ergebnissen von instationären Messungen verglichen. Die Auswertung der Ergebnisse konzentriert sich auf den Vergleich des laminar/turbulenten Grenzschichtumschlags entlang der Saugseite und dessen Einfluß auf die Unterdrückung einer laminaren Ablöseblase und den Profilverlust. Es wird gezeigt, daß mit geeigneten Kombinationen aus Turbulenz- und Transitionsmodell bei sehr unterschiedlichem Rechenaufwand zum Teil sehr gute Übereinstimmung mit der Messung erreicht werden kann.

2 Instationäre Strömung und Transition im Schaufelkanal

Das aerodynamische Strömungsfeld in Verdichter- und Turbinenschaufelgittern ist äußerst komplex und wird von vielerlei Randbedingungen beeinflusst (Abb. 2.1). Die Strömung ist stark dreidimensional, reibungsbehaftet und aufgrund der Interaktion sich abwechselnder Rotor- und Statorreihen periodisch instationär (Abb. 2.2). Druckgradienten zwischen Saug- und Druckseite, Viskositätseinflüsse und aufgeprägte Zentrifugal- und Corioliskräfte im rotierenden System des Rotors erzeugen ein komplexes Wirbelsystem, das Fluidbewegungen verursacht, die stark von der Hauptstromrichtung abweichen und den gesamten Schaufelkanal einnehmen. An den Oberflächen von Schaufeln und Gehäusen bilden sich in Abhängigkeit von Zuströmturbulenzgrad, Reynoldszahl sowie Temperatur- und Druckgradienten Grenzschichten aus, die von den Oberflächen ablösen und Rezirkulationsgebiete ausbilden können. Spaltströmungen im Schaufelspitzenbereich und Leckageströmungen an Dichtungen der Rotornabe verursachen einen Massentransport über die einzelnen Passagen hinweg und beeinflussen in Abhängigkeit von der dortigen Grenzschichtentwicklung maßgeblich das Betriebsverhalten (Hübner, 1996, Hildebrandt, 1998). Bei entsprechenden Zuström-Machzahlen entstehen Verdichtungsstöße, die eine starke Diskontinuität im Druckverlauf darstellen und ihrerseits mit den Grenzschichten interagieren. In Turbinen kann durch Kühlbohrungen ein zusätzlicher Luftmassenstrom in die Strömung eingebracht werden, der in einem komplexen Wirbelsystem mit der Grenzschicht und der Hauptströmung interagiert. An der Schaufelhinterkante bildet sich zwischen der langsameren Saugseiten- und der beschleunigten Druckseitenströmung eine freie Scherschicht, die bei entsprechender Reynoldszahl wechselseitig ablösende Hinterkantenwirbel in Form einer *Von Karmanschen Wirbelstraße* verursacht. Der Nachlauf, der durch ein Totaldruck- und Geschwindigkeitsdefizit sowie ein deutlich erhöhtes Turbulenzgradniveau gekennzeichnet ist, trifft auf die nachfolgende Schaufelreihe und beeinflusst die Strömung in den dortigen Schaufelkanälen. Das Geschwindigkeits- und Totaldruckdefizit der Nachlaufdelle verursacht aufgrund der aufgeprägten Druckschwankungen periodisch instationäre Lastwechsel, die die nachfolgende Schaufelreihe mit der Frequenz der Drehzahl belasten und diese zu Schwingungen anregen oder gar zum Flattern bringen können. Durch die vorhandene Stromaufwirkung des Potentialfelds kann es so zu einer hohen mechanischen Beanspruchung durch wechselseitige Beeinflussung von Rotor und Stator und einer Rückwirkung auf die Strömung kommen.

Grenzschichten entlang der Schaufeloberflächen werden maßgeblich von den viskosen Wirkungen der auftreffenden Nachlaufdellen beeinflusst: der zeitlich intermittierend auftretende hohe lokale Turbulenzgrad bewirkt in Abhängigkeit von der Reynoldszahl eine Verschiebung des laminar/turbulenten Umschlagbereiches und hat somit großen Einfluß auf den zeitlich gemittelten Profilverlust. Da die Nachlaufdellenströmung zudem stark rotationsbehaftet ist, verursacht sie außerdem Mischungsvorgänge im Nachlauf, die zusätzlich zu den integralen Verlusten beitragen.

Die Mechanismen, die den Einzelphänomenen zugrunde liegen, sind heute weitestgehend verstanden. Das Zusammenspiel aller Einfluß nehmenden Faktoren auf das Strömungsverhalten im Schaufelkanal ist jedoch derart komplex, daß es unumgänglich ist, sich auf die Untersuchung einiger weniger Zusammenhänge zu beschränken. Ebene Schaufelgitter bieten aufgrund der zweidimensionalen Strömung im Mittelschnitt die Möglichkeit, ohne den Einfluß von Sekundärströmungen und der Auswirkungen bspw. in Form radialer Stromlinienkrümmung die Eigenschaften einer Profilkontur hinsichtlich ihres Grenzschichtverhaltens unter dem Einfluß von Nachlaufdübeln isoliert zu betrachten. Gelingt es, diese Effekte zuverlässig zu prognostizieren, können zukünftig bereits in sehr frühen Entwicklungsstadien einer Turbomaschine im eingebauten Zustand auftretende instationäre Auswirkungen der Rotor/Stator-Wechselwirkung auf das Umschlagverhalten der Grenzschicht hoch belasteter Schaufeln berücksichtigt werden.

2.1 Transitionsformen in Turbomaschinen

Der als *Transition* bezeichnete Übergang von laminarer, gleichgerichteter in turbulente, ungeordnete Strömung findet in Grenzschichten entlang fester Oberflächen meist nicht schlagartig an einem Ort statt, sondern vollzieht sich in mehreren Phasen über einen unter Umständen ausgedehnten Bereich. Mit dem turbulenten Umschlag geht ein sprunghafter Anstieg der Wandschubspannung und damit des aerodynamischen Widerstands der Schaufel einher, weshalb man stets bemüht ist, den Transitionsbereich möglichst weit stromab zu verlagern. Andererseits können durch einen kontrolliert herbeigeführten laminar/turbulenten Umschlag unerwünschte laminare Ablösungen der Grenzschicht verhindert werden.

Da der Übergang von laminarer in chaotische turbulente Strömung ein nicht-deterministischer Vorgang ist, tritt Transition mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit auf. Diese wird, ebenso wie Ort, Länge und Art des Umschlags, von folgenden Parametern beeinflusst:

- Zuströmturbulenzgrad,
- Druckgradient,
- Reynoldszahl,
- Machzahl,
- Oberflächenrauigkeit,
- Oberflächentemperatur,
- Oberflächenkrümmung,
- akustische Störungen,
- Vorgeschichte obiger Größen.

Transition in Grenzschichten tritt sowohl in stationärer, als auch instationärer Turbomaschinenströmung auf. Die drei grundlegenden Arten sind:

- natürliche oder Tollmien-Schlichting-Transition,
- Bypass-Transition,
- Transition über eine laminare Ablöseblase.

Natürliche Transition tritt bei niedrigen Zuströmturbulenzgraden Tu_1 von bis zu einem Prozent auf. Entlang der Oberfläche einer angeströmten Schaufel bildet sich, ausgehend vom Staupunkt der Vorderkante, eine zunächst laminare Grenzschicht aus. Mit dem Erreichen einer bestimmten, auf die Oberflächenlauflänge bezogenen kritischen Reynoldszahl, bilden sich zunächst zweidimensionale und niederfrequente *Tollmien-Schlichting-Instabilitäten* aus (Abb. 2.3). Mit zunehmender Lauflänge brechen diese bei wachsenden Amplituden dreidimensional auf und bilden eine Zone nichtlinearer, ungeordneter Störungen. Es entsteht ein Bereich mit einzelnen turbulenten Flecken (engl. *turbulent spots*), innerhalb dessen sich die Grenzschicht in teils laminarem, teils turbulentem Zustand befindet. Die Anzahl der Turbulenzflecken nimmt in Strömungsrichtung immer mehr zu, bis diese schließlich zusammenwachsen und einen geschlossenen vollturbulenten Bereich bilden. Zur statistischen Beschreibung dieses Zustands dient die Intermittenz γ (Emmons, 1951). Ihr Wert beträgt 0 für laminare und 1 für vollturbulente Strömung und hat im beschriebenen Bereich der turbulenten Flecken einen Wert von ca. 0,5. Abb. 2.4 zeigt die Vergrößerung eines Turbulenzfleckens im Wasserkanal. Die stromab gelegene Seite wird gemäß seiner Bewegungsrichtung als Vorderkante (Leading Edge, LE) bezeichnet und analog der stromauf befindliche als Hinterkante (Trailing Edge, TE). Diese lokal turbulenten Bereiche schwimmen in Strömungsrichtung mit unterschiedlichen LE- und TE-Geschwindigkeiten ab. Sie sind abhängig von der Geschwindigkeit der Freiströmung U_∞ und betragen typischerweise $0,5 \cdot U_\infty$ für die Hinter- und $0,9 \cdot U_\infty$ für die Vorderkante (Teusch, 2000).

Ab einem Zuströmturbulenzgrad von ca. $Tu_1=3,5\%$ oder aber aufgrund von Vibrationen oder Oberflächenrauigkeiten werden die ersten drei o.g. Phasen der natürlichen Transition übersprungen und es findet Bypass-Transition (engl. *to bypass* = umgehen) statt. Hierbei entstehen Turbulenzflecken ohne das vorherige Auftreten von Tollmien-Schlichting-Wellen. Da das Turbulenzniveau der Strömung in Turbomaschinen im allgemeinen ausreichend hoch ist, stellt hier die Bypass-Transition die dominierende Form des laminar/turbulenten Umschlages dar (Mayle, 1991).

Bei hinreichend niedriger Reynoldszahl, einem hohen positiven Druckgradienten entlang der Schaufeloberfläche oder der Kombination aus beidem löst die Grenzschicht nahe der Stelle mit der höchsten Geschwindigkeit und damit des niedrigsten Druckes laminar ab und es findet Transition über eine laminare Ablöseblase statt (Abb. 2.5). Eine Stromlinie, die am Ablösepunkt vom Profil abhebt und am Wiederanlegepunkt wieder auf die Oberfläche trifft, begrenzt

das entstehende Totwassergebiet. Stromab des Ablösepunktes entwickelt sich aufgrund des Geschwindigkeitsprofils in der Grenzschicht eine instabile laminare freie Scherschicht, die turbulent umschlägt und aufgrund des Impulseintrages der Geschwindigkeitsschwankungen in die Grenzschicht deren Wiederanlegen bewirkt. Eine Ablösung zeichnet sich durch ein Gleichdruckgebiet und damit einem Plateau in der Druckverteilung aus und ist in Abb. 2.6 für unterschiedliche Fälle dargestellt. Man unterscheidet allgemein zwischen kurzen und langen Ablöseblasen, wobei die Blasenlänge vom Transitionsprozeß innerhalb der freien Scherschicht abhängt, der wiederum alle Phasen der natürlichen Transition beinhalten kann. Kurze Ablöseblasen beeinflussen im Gegensatz zu den langen aufgrund ihrer sehr begrenzten Ausdehnung weder den Druckverlauf vor der Ablösestelle, noch den Abströmwinkel und werden sogar als geeignetes Mittel zur Transitionskontrolle angesehen (Mayle, 1991). Hatman und Wang (1998, 1999) unterscheiden in einer sehr detaillierten Untersuchung der Transition über eine Ablösung, in Abhängigkeit vom aufgeprägten Druckgradienten an einer ebenen Platte und je nach Grenzschichtzustand an der Ablösestelle, zusätzlich zur laminaren die transitionale Ablösung. Sie leiten drei unterschiedliche Moden der Transition über eine Ablöseblase ab und beobachteten, je nach Grenzschichtzustand am Ablösepunkt, die transitionale Ablösung, laminare Ablösung über eine kurze Blase und laminare Ablösung über eine lange Blase (Abb. 2.7 a-c). Die Begriffe „kurz“ und „lang“ werden nach Kriterien wie Ort der maximalen Blasenhöhe, der maximalen turbulenten Energie u' und der Erscheinungsform der Wirbelstruktur im Totwassergebiet definiert.

Bei instationärer Zuströmung kommt es zu einer Überlagerung der genannten Transitionsformen: der hohe Turbulenzgrad in Nachläufen stromaufliegender Schaufeln führt zur sogenannten nachlaufinduzierten Transition, einer durch die Auftreffposition des Nachlaufs getriggerten Bypass-Transition auf den stromab befindlichen Schaufeloberflächen (Abb. 2.8). Zusätzlich kann hierdurch eine vorhandene laminare Ablöseblase unterdrückt werden, da bereits stromauf der Ablösung der turbulente Umschlag ausgelöst und somit die Ausbildung der Blase verhindert wird. In der Zeit zwischen zwei Dellen kann sich eine laminare Grenzschicht ausbilden, die bei Erreichen der kritischen Reynoldszahl wiederum eine Ablöseblase bilden kann oder in Form natürlicher Transition umschlägt.

Eine besondere Rolle bei der instationären nachlaufinduzierten Bypass-Transition spielt die Wirkung sogenannter *beruhigter Bereiche*, die sich einem turbulenten Flecken unmittelbar anschließen. Sie bezeichnen einen stabilen Grenzschichtzustand, der weder als laminar noch als turbulent bezeichnet werden kann und sich durch ein, für turbulente Grenzschichten typisches, „völliges“ Geschwindigkeitsprofil auszeichnet. Die Eigenschaften der Grenzschicht dort sind jedoch die einer laminaren und mit entsprechend geringen Verlusten behaftet. Sobald die Wirkung der Nachlaufdelle abgeklungen ist, wandert die, durch den Nachlauf erzeugte und stromauf verlagerte turbulente Front wieder stromab und hinterläßt dabei den erwähnten beruhigten Bereich. Ebenso wie turbulente Flecken haben auch diese eine geringere Fortpflanzungsgeschwindigkeit an der Hinter- als an der Vorderkante, wodurch sich eine Längung

dieser Bereiche beim Abschwimmen in Strömungsrichtung ergibt. Entlang der dabei benetzten Oberfläche kann daher, aufgrund der grenzschichtstabilisierenden Eigenschaften, eine durch den Nachlauf unterdrückte Ablösung auch nach dessen Abklingen nachhaltig unterdrückt werden.

Ein weiterer sehr wichtiger Effekt, der in transitionalen Strömungen auftreten kann, ist die Relaminarisierung turbulenter Grenzschichten (engl. *reverse transition*). In Bereichen sehr hoher Beschleunigung werden die Wirbelstrukturen in der Grenzschicht extrem gestreckt, so daß sie aufgrund viskoser Effekte dissipieren. Die Grenzschicht wird so von einem turbulenten in einen laminaren Zustand zurückgeführt (Mayle 1991). Dieses Phänomen spielt bei der Rotor/Stator-Interaktion eine große Rolle: das Geschwindigkeitsdefizit im Nachlauf bewirkt beim Passieren der Schaufelvorderkante in vielen Fällen eine periodisch wiederkehrende Fehlanströmung. In Folge dieser kurzzeitigen Anströmwinkeländerung können intermittierend laminare Ablöseblasen im saugseitigen Vorderkantenbereich auftreten, die ohne das Auftreten von Relaminarisierung bereits von der Schaufelvorderkante an den turbulenten Umschlag bewirken würden. Durch die starke Beschleunigung der Strömung und die damit einhergehende Streckung der Wirbelelemente wird dies jedoch verhindert.

Insgesamt entsteht so eine komplizierte Abfolge laminarer, turbulenter und transitionaler, anliegender oder abgelöster Bereiche entlang der Schaufeloberfläche und es kann zur selben Zeit an unterschiedlichen Stellen der Oberfläche jede der genannten Transitionsformen auftreten. Man bezeichnet diese Art der Transition daher als multimodale Transition.

Die Kenntnis von der Entstehung, dem Wachstum und der Konvektion turbulenter Flecken ist eine notwendige Voraussetzung für das Verständnis des Transitionsvorgangs, da sie stets am Beginn des turbulenten Umschlags stehen (D'Ovidio et al., 2001a). Turbulenzflecken verursachen einen lokalen Anstieg der Wandschubspannung und weisen naturgemäß hohe Schwankungswerte der Geschwindigkeiten auf (Abb. 2.9), was es relativ einfach macht, sie durch Wärmeübergangsmessungen mittels Dünnschichten zu detektieren. Zur Darstellung des zeitlichen Verlaufs der Grenzschichtentwicklung hat sich das Weg-Zeit-Diagramm nach Abb. 2.10 (Mitte) etabliert, in denen die Entstehung und Konvektion laminarer und turbulenter Bereiche aufgezeigt werden kann.

Kittichaikarn et al. (1999) gelang es, in der von Nachlaufdüsen beaufschlagten Grenzschicht einer ebenen Platte die Konvektionsgeschwindigkeiten, mit denen sich LE und TE von turbulenten Flecken in der Grenzschicht ausbreiten, in genau definierten Fehlergrenzen zu messen und die veröffentlichten Werte aus vorherigen Messungen zu bestätigen. Hierzu wurden Nachlaufdüsen mit Zylinderstäben unterschiedlichen Durchmessers erzeugt und deren Einfluß auf das Grenzschichtverhalten bestimmt. Es konnte bestätigt werden, daß die Geschwindigkeit, mit der sich der Fleck stromab bewegt, direkt abhängig von der Geschwindigkeit der Freiströmung U_∞ ist. Je nach Drehrichtung der Stäbe variierte diese für die Vorderkante in Bereichen von $U_{LE} = 0,83 \dots 1,0U_\infty$ und $U_{TE} = 0,51 \dots 0,59U_\infty$ für die Hinterkante.

Die Feststellung, daß die Drehrichtung der Stäbe keinen Einfluß auf den *Transitionsbeginn* hat, ist insofern bemerkenswert, als zur Darstellung des jeweiligen Geschwindigkeitsdreiecks für die Simulation der Verdichter- oder Turbinen-Nachlaufwechselwirkung die Drehrichtungen der nachlauferzeugenden Zylinderstäbe entsprechend gewählt werden muß. Teusch (2000) konnte in seinen umfangreichen Messungen an einem Verdichtergitter die Geschwindigkeiten mit $U_{LE}=0,9U_\infty$ und $U_{TE}=0,5 U_\infty$ bestimmen und bestätigte somit die in der Literatur innerhalb der o.g. Grenzen schwankenden veröffentlichten Werte (Abb. 2.11).

Eine Vielzahl sehr detaillierter Messungen wurde durchgeführt, in denen die Entstehung, Topologie und das Verhalten turbulenter Flecken und beruhigter Bereiche untersucht wurden. Hier sei exemplarisch auf die Arbeiten von Emmons (1951), Narashima (1957, 1985), Katz et al. (1990), Seifert et al. (1994, 1995), Johnson (1998, 1999) und D'Ovidio et al. (2001a, b) hingewiesen.

2.2 Integrale Grenzschichtgrößen

Unabhängig davon, ob laminar oder turbulent, lassen sich zur zeitabhängigen Beschreibung der Grenzschicht folgende integrale Größen definieren:

$$\text{Verdrängungsdicke} \quad \delta_1(t) = \int_0^{\delta(t)} \left(1 - \frac{U(y,t)}{U_{\delta(t)}} \right) dy \quad (2.1)$$

$$\text{Impulsverlustdicke} \quad \delta_2(t) = \int_0^{\delta(t)} \frac{U(y,t)}{U_{\delta(t)}} \left(1 - \frac{U(y,t)}{U_{\delta(t)}} \right) dy \quad (2.2)$$

$$\text{Energieverlustdicke} \quad \delta_3(t) = \int_0^{\delta(t)} \frac{U(y,t)}{U_{\delta(t)}} \left(1 - \frac{U(y,t)^2}{U_{\delta(t)}^2} \right) dy \quad (2.3)$$

$$\text{mit} \quad U(y = \delta(t)) = 0,99U_\infty(t) \quad (2.4)$$

In der Praxis erweist sich die Bestimmung des Grenzschichtrandes als obere Integrationsgrenze besonders bei instationärer Zuströmung als problematisch. Eine Alternative zu Gl. (2.4) ist die Definition des Grenzschichtrandes als der Wandabstand, an dem, exemplarisch für zweidimensionale Strömung, die Rotation der Geschwindigkeit die Bedingung

$$\nabla \times \vec{U} = 0, \quad \text{mit } \vec{U} = [u, v]^T \quad (2.5)$$

erfüllt. Da diese Bedingung jedoch auch für Wendepunkte im Geschwindigkeitsprofil gilt, ist auch bei der Abfrage dieses Kriteriums besondere Sorgfalt erforderlich. Laminare Grenzschichten zeichnen sich durch ein in Wandnähe fast lineares Geschwindigkeitsprofil aus, welches sich beim Übergang zu turbulenter Grenzschichtströmung deutlich verändert. Ein Maß hierfür ist der Formparameter

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2}. \quad (2.6)$$

Im Fall der ebenen Plattenströmung nimmt sein Wert von ca. $H_{12}=2,6$ für laminare auf $H_{12}=1,4$ für turbulente Strömung ab (Abb. 2.12). Der Formparameter wird u.a. als Indikator für die Tendenz zur Ablösung von Grenzschichten interpretiert: abhängig vom Druckgradienten in der Strömung und der Oberflächenkrümmung wird die Grenzschicht bei Werten von $H_{12} = 3,5 \dots 3,8$ instabil und löst von der Oberfläche ab.

2.3 Schaufelgrenzschichten unter dem Einfluß der Rotor/Stator-Interaktion

Meyer (1958) beschrieb erstmals die potentialtheoretischen Auswirkungen der Rotor/Stator-Interaktion hinsichtlich der Kinematik und Wirkung von Nachlaufströmung und Geschwindigkeitsdefizit. Sein Modell des *negative jet*, welcher im Fall der Turbine Fluid von der Druck- zur Saugseite transportiert, beschreibt die Wirkung des Nachlaufs als eine wellenförmige Druckverteilung entlang der Schaufeloberfläche, die im Fall der Turbine abwechselnd eine Beschleunigung und Verzögerung der Schaufel bewirkt und eine reduzierte Gesamtlast der Schaufel zur Folge hat (Abb. 2.13). Im Gegensatz dazu wird bei der Verdichterströmung Fluid von der Saug- zur Druckseite transportiert und so erfährt eine Verdichterschaukel insgesamt gesehen eine erhöhte resultierende Last. Kerrebrock und Mikolajczak (1970) bestätigten experimentell das Auftreten des negative jets. In ihren Untersuchungen machten sie beim Verdichter den Unterschied im Geschwindigkeitsdreieck von Nachlauf- und Freiströmung, die sog. *slip velocity*, als Ursache für den Transport von Nachlauffluid zur Druckseite aus. Es entsteht eine periodische Fehlanströmung, die bei Verdichtergittern, mit den für diese typischen kleinen Vorderkantenradien, dort die bereits erwähnten alternierenden laminaren Ablöseblasen verursachen kann. Eine Vorstellung von der Kinematik beim Durchgang der Nachlaufdelle durch eine Schaufelpassage gibt Smith (1966). Bei seiner ebenfalls zweidimensionalen Betrachtung erscheint der Nachlauf als Stromröhre, entlang deren Mittellinie ein symmetrisches Geschwindigkeitsdefizit verläuft. In einer reibungsfreien und inkompressiblen Strömung gilt das Prinzip von Kelvin, wonach die Rotation aufgrund des Geschwindigkeitsgradienten im Verhältnis zu Freiströmung innerhalb der Stromröhre konstant ist. Beim Durchgang durch den Schaufelkanal wird der Nachlauf wie in Abb. 2.14 gezeigt gestaucht (Turbine) oder gestreckt (Verdichter), was z.B. im Fall der Streckung mit einer Verminderung des Geschwindigkeitsgradienten und einer reversiblen Umwandlung von sekundärer kinetischer Energie in Druck einhergeht (*wake recovery*). Smith argumentiert, ein höherer Geschwindigkeitsgradient verursache höhere Mischungsverluste und ordnet damit der Turbine im Vergleich zum Verdichter die höheren Mischungsverluste zu.

Maßgeblich für das Transitionsverhalten der Grenzschicht unter dem Einfluß der Rotor/Stator-Interaktion sind viskose Effekte, die sich aus der Wechselwirkung mit der Nach-

laufdelle ergeben. Das Betriebs- und Verlustverhalten eines Schaufelgitters hängt zu einem großen Teil vom Zustand der Grenzschicht entlang der Schaufeloberfläche ab. Der Ort des Umschlags beeinflusst darüber hinaus in entscheidendem Maße, ob und an welcher Stelle sich eine laminare Ablösung ausbilden kann und ob die Strömung wieder anlegt (Mayle, 1991). Die auftretenden Nachlaufdellen stromaufliegender Schaufelreihen verursachen eine periodisch auftretende starke lokale Erhöhung des Turbulenzgrads, die dazu führt, daß der Transitionsbereich zeitlich periodisch getriggert deutlich stromauf verschoben wird, was jedoch nicht zwangsläufig zu einer Erhöhung der Profilverluste führen muß. Der Profilverlust eines Turbinengitters kann unter dem Einfluß auftretender Nachläufe stromauf liegender Schaufelreihen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl und Dellenfrequenz vielmehr mitunter erheblich reduziert werden (Acton, 1998, Brunner, 2000, Teusch, 2000, Curtis et al., 1996, Schulte und Hodson, 1996). Dieser Effekt ist besonders ausgeprägt, wenn dabei vorhandene und große zusätzliche Verluste generierende laminare Ablösungen periodisch unterdrückt werden, oder aber im Mittel gänzlich verschwinden (Brunner, 2000). Ähnliche Effekte wurden bei hochbelasteten Verdichterschaufeln beobachtet (Halstaed, 1995, Teusch, 2000). Die Verringerung der Verluste kann auf zwei Ursachen zurückgeführt werden: zum einen auf die Unterdrückung der Ablösung und zum anderen auf die Ausbildung beruhigter Bereiche, die sowohl die Grenzschicht stabilisieren, als auch laminares Verhalten aufweisen und ihrerseits die Ausbildung von Ablöseblasen nachhaltig verzögern können (Schulte, 1995). Dies erklärt den vermeintlich widersprüchlichen Umstand, daß unter Nachlaufeinfluß geringerer Profilverlust erzeugt wird, als bei stationärer Zuströmung, obwohl, über eine Schaufelperiode gesehen, eine größere Lauflänge mit turbulenter Grenzschicht benetzt ist, als es bei stationärer und ungestörter Strömung der Fall ist.

Die experimentelle Untersuchung dieser Phänomene an realen Maschinen ist sehr aufwendig und schwierig. Die Generierung von Nachläufen mit zylindrischen Stäben ist daher eine häufig angewandte und entsprechend ausgiebig erprobt und dokumentiert (Acton, 1996, Brunner, 2000, Teusch, 2000). Gerechtfertigt ist diese Methode aufgrund der Tatsache, daß der Nachlauf eines Zylinderstabes dem einer Schaufel mit runder Hinterkante ähnlich ist, vorausgesetzt, daß beide denselben Widerstandsbeiwert aufweisen (Pfeil und Eifler 1975, Pfeil et al. 1983). Umfangreiche Untersuchungen an einem Niedergeschwindigkeits-Versuchsverdichter, bei denen eine der Schaufeln des Rotors durch einen zylindrischen Stab ersetzt wurde, zeigen, daß sich die Reaktionen der Grenzschicht auf die unterschiedlich erzeugten Störungen qualitativ kaum unterscheiden (Halstead et al., 1995). Entscheidende Phänomene wie Transitionsort und -länge, sowie die Ausbildung beruhigter Bereiche, die von den Stabnachläufen initiiert wurden, stimmen mit denjenigen der Schaufelnachläufe gut überein und unterstreichen somit die Zulässigkeit dieser Methode auch aus Sicht der Wirkung der aufgebrauchten Störungen auf nachfolgende Schaufeln (Abb. 2.15).

3 Verfahren zur Berechnung der instationären Strömung in Schaufelgittern

Die numerische Modellierung der instationären Strömung in einer Turbomaschinenstufe unter Berücksichtigung der transitionalen Grenzschichtentwicklung kann im wesentlichen auf drei unterschiedliche Arten erfolgen:

- (a) Kopplung von Euler-Rechenverfahren für die Berechnung der instationären Hauptströmung mit Navier-Stokes (NS)- oder Grenzschicht (GS)-Rechenverfahren für die Berechnung der instationären und viskosen Grenzschicht (*Hybrid-Verfahren*),
- (b) Lösung der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*, RANS) im gesamten Strömungsfeld,
- (c) Berechnung der instationären Strömung einschließlich der kleinsten turbulenten Skalen (LES, DNS).

Der Einsatz eines Eulerverfahrens zur Berechnung der Hauptströmung, also ohne Viskositäts- und Turbulenzeinflüsse zu berücksichtigen, legitimiert sich beim Hybrid-Verfahren durch zwei entscheidende Faktoren: zum einen sind bei hinreichend hohen Reynoldszahlen viele Phänomene der Hauptströmung bei Rotor/Stator-Interaktion nicht-viskosen Ursprungs und rein potentialtheoretischer Natur (Hodson, 1985). Daher ist der Unterschied zu Ergebnissen mit Navier-Stokes-Rechenverfahren, d.h. unter Einbeziehung von Zähigkeits- und Turbulenzeffekten, marginal, zumal in der Hauptsache das Druckfeld hinreichend genau wiederzugeben ist. Der wandnahe Bereich wird deshalb innerhalb eines gesonderten und um die Schaufel geschlossenen Rechengebietes entweder mit einem GS-Rechenverfahren für instationäre Strömungen (Power et al., 1990) oder einem zeitgenauen NS-Verfahren und entsprechender hoher Auflösung in Wandnormalenrichtung berechnet (Giles, 1988, Korakianitis, 1992). Die Kopplung von reibungsfrei und reibungsbehaftet berechneter Strömung erfolgt entlang des Randes, der die jeweiligen Rechengebiete verbindet, wobei der Fluß der viskosen Größen zu Null gesetzt wird. Abb. 3.1 verdeutlicht diesen Umstand anhand der Darstellung der auf die geschilderte Weise berechneten Verteilung der turbulenten Viskosität und der Entropie im wandnahen Bereich. Es findet kein konvektiver Transport turbulenter Größen aus dem wandnahen Rechengebiet statt. Da der Transport der viskosen Nachlaufeffekte einer Schaufel durch das reibungsfrei behandelte Zwischenstufengebiet hin zu einer stromab gelegenen nachfolgenden Schaufel bei dieser Methode nicht möglich ist, müssen die Einflüsse hieraus auf geeignete Weise gesondert als Randbedingung definiert werden. Addison und Hodson (1990) modellierten den Nachlauf durch eine Gauß-Verteilung eines Turbulenzgradprofils, welches unter der Annahme eingefrorener Turbulenz, also ohne Ausmischungs- oder Dämpfungseffekte und unter Berücksichtigung der kinematischen Verhältnisse des Geschwindigkeitsdreiecks in der Zuströmung, auf die Schaufel auftrifft. Der Einfluß dieser zeitlich periodisch, in-

stationär auftreffenden Turbulenzgradverteilung auf das Grenzschichtverhalten wird durch entsprechend implementierte Korrelationen zur Bestimmung des Transitionsbereiches berechnet (Addison und Hodson, 1991, Fan und Lakshminarayana, 1994). Die Vorteile dieser Methode sind, daß sich auf diese Weise die Modellierung und Berechnung der stromaufliegenden Schaufel erübrigt, die damit verbundene Einsparung an Rechenzeit sowie die Möglichkeit des genauen Abgleichs der als Zuströmbedingung zu definierenden Nachlaufgrößen mit vorhandenen Messungen. Selbst vor dem Hintergrund stetig steigender Rechnerleistung ist diese Methode angesichts ihrer Effektivität nach wie vor sehr interessant. Ein Nachteil liegt jedoch darin, daß diese Art der Vorgabe der instationären Randbedingung bei Berechnung einer mehrstufigen Anordnung nicht sinnvoll durchgeführt werden kann, da unabhängig vom berechneten Strömungsfeld der stromauf liegenden Stufe eine weitere instationäre Zuströmturbulenzgradverteilung als Eintrittsrandbedingung für die folgende Stufe gesetzt werden müßte. Der Anwendungsbereich ist daher auf die Überprüfung von Transitionskorrelationen und der sehr schnellen Abschätzung des Einflusses von Nachlaufströmungen auf das instationäre Grenzschichtverhalten im Mittelschnitt von Beschaukelungen durch zweidimensionale Rechnungen begrenzt.

Valkow und Tan (1993) und Dereguel und Tan (1996) erweiterten diese Methode für ein Rechenverfahren zur Berücksichtigung viskoser Effekte. Sie konnten damit das Modell von Smith in detaillierten numerischen Untersuchungen an einem Verdichtergitter bestätigen. Hierbei wurde eine Gauß-Verteilung des Geschwindigkeitsdefizits als periodisch instationäre Eintrittsrandbedingung für ein NS-Verfahren verwendet. Sie korrelierten die viskosen Störungen der Wirbelstrukturen mit Druckschwankungen auf der Schaufeloberfläche und koppelten so Viskositäts- und Potentialeffekte. In der von ihnen untersuchten Konfiguration konnte eine Beeinflussung der Schaufelbelastung auch durch viskose Einflüsse beobachtet werden. Eine weitere Methode zur Simulation des Schaufelnachlaufs ist die sogenannte *Wirbel-Methode* (Chen und Wu, 1999). Ausgehend von je einer stationären Lösung für Rotor und Stator wird das instationäre Strömungsfeld einer Turbomaschinenstufe berechnet. Die Wirkung des Schaufelnachlaufs wird dabei durch diskrete Wirbelzentren im mitbewegten Bezugssystem nach Lagrange modelliert. Durch den konvektiven Transport der Wirbelzentren werden so die instationären Effekte der Von Karmanschen Wirbelstraße des Nachlaufs berücksichtigt.

Derartige Methoden haben gemeinsam, daß sie entweder aufgrund der Modellierung des Nachlaufs als Zuströmrandbedingung oder anderweitiger Einschränkungen für Mehrstufenrechnungen nicht geeignet sind. Die Berechnung und der konvektive Transport des Nachlaufs über mehrere Stufen ist jedoch für die Berechnung der instationären Wechselwirkung in einer Turbomaschinenstufe notwendig, da nachfolgende Stufen maßgeblich von stromab transportierten Nachläufen beeinflusst werden. So spielt der als *clocking* bezeichnete Einfluß der Stellung von Statorschaufelgittern zweier Stufen relativ zueinander eine große Rolle bei der Optimierung des Profilverlusts in mehrstufigen Turbomaschinen. Die Anzahl der Programme,

die zur Berechnung der Strömung in Turbomaschinenstufen entwickelt wurden, ist fast unüberschaubar. Neben den zahlreichen an Forschungseinrichtungen und Universitäten entwickelten Codes verfügen mittlerweile auch die meisten kommerziellen sogenannten *Multiple-Purpose*-Strömungsrechenprogramme über die Möglichkeit, über Blockgrenzen gegeneinander bewegter Rechennetze hinweg das Strömungsfeld innerhalb beliebiger Geometrien zu berechnen. Die Anforderungen an die Qualität der Ergebnisse von Strömungsrechnungen für Turbomaschinen ist jedoch außerordentlich hoch, so daß nur wenige und speziell an Turbomaschinenströmungen angepaßte Programme hinreichend genaue und detaillierte Ergebnisse für die Auslegung von Verdichter- und Turbinenbeschaufelungen liefern können. Die hierfür eingesetzten Verfahren lösen die RANS auf *blockstrukturierten Rechennetzen*, in denen jeder Punkt des Strömungsfelds durch Angabe eines Index für jede Raumrichtung definiert ist, oder auf *unstrukturierten Rechennetzen*, in denen zur Identifikation eines Punktes die Angabe aller seiner Nachbarpunkte erforderlich ist. Zur Berücksichtigung turbulenter Effekte werden in Ansatz und Komplexität mitunter stark voneinander unterschiedliche Turbulenzmodelle eingesetzt. Die Strömung im wandnahen Bereich entlang fester Oberflächen wird mit *Wandfunktionen* oder entsprechenden *Low-Reynolds-Varianten* des Turbulenzmodells modelliert. Der Ort des laminar/turbulenten Umschlags in Wandgrenzschichten wird entweder durch Definition eines Transitionpunktes oder –bereichs manuell gesetzt, oder es sind Korrelationen implementiert, die in Abhängigkeit von der lokalen Grenzschichtentwicklung die Produktion der turbulenten Größen durch ein implementiertes Turbulenzmodell zu- oder abschalten. Die der o.g. Vorgehensweise zugrunde liegenden Gleichungen werden in Kapitel 3.1 vorgestellt. Für deren Implementierung und die Beschreibung ausgeführter Verfahren sei auf die umfangreiche Literatur zu diesem Thema hingewiesen (z.B. Anderson et al., 1984, Hirsch, 1988, Hoffmann und Chiang, 1993, Noll, 1993). Ein kurzer Einblick in die Formulierung der gängigsten Turbulenzmodelle wird in Kapitel 3.3 gegeben.

Die Notwendigkeit, turbulente Vorgänge zu *modellieren*, ergibt sich aufgrund des enormen Aufwandes, der mit der direkten *Berechnung* dieser Phänomene im Rahmen einer DNS verbunden ist. Hierbei wird das Strömungsfeld einschließlich der turbulenten Fluktuationen ausschließlich durch die Lösung der NS-Gleichungen bestimmt, ohne daß Turbulenzeffekte durch gesonderte Annahmen modelliert werden. Daher muß für die Berechnung der gesamten turbulenten Zerfallskaskade, einschließlich der Dissipation kleinster Wirbelelemente in Wärme, das Rechennetz so fein sein, daß Strukturen von der Größenordnung des *Kolmogorovschen Längenmaßes*, welches die kleinste auftretende Wirbelgröße definiert, noch aufgelöst werden können. In einer Abschätzung hierfür gilt mit der molekularen Viskosität ν und der Dissipationsrate ϵ (Wilcox, 1993):

$$\eta_K = (\nu^3 / \epsilon)^{\frac{1}{4}} \quad (3.1)$$

Für hinreichend große Reynoldszahlen, wie sie in Turbomaschinen gegeben sind, gilt mit dem die maßgebliche Wirbelelementgröße charakterisierenden turbulenten Längenmaß l_t

$$\frac{l_t}{\eta_K} \sim \text{Re}_t^{\frac{3}{4}}. \quad (3.2)$$

Mit der turbulenten Reynoldszahl $\text{Re}_t = u_t l_t / \nu$ und der Abschätzung für die Dissipationsrate $\varepsilon \sim \nu_t^3 / l_t$ kann zusammen mit der durch die charakteristische Länge L eines Strömungsproblems gebildete Reynoldszahl $\text{Re}_L = UL / \nu$ das Kolmogorovsche Längenmaß zu

$$\eta_K \sim \frac{L}{\text{Re}_L^{\frac{3}{4}}} \quad (3.3)$$

abgeschätzt werden. Für eine Turbinenschaufel von 50 mm Sehnenlänge bedeutet dies, daß bei einer Reynoldszahl von $\text{Re}=100.000$ eine Netzpunkanzahl von mindestens 10^{12} nötig ist, um eine Schaufelpassage adäquat aufzulösen. Eine Rechnung mit einer derart hohen Auflösung ist auch heutzutage, wenn überhaupt, nur auf leistungsstarken Supercomputern zu bewältigen. Darüber hinaus begrenzt der sehr kleine Zellenabstand im Rechenetz den maximal zulässigen Zeitschritt eines expliziten Lösungsverfahrens, was wiederum die Anzahl der für eine konvergierte periodisch instationäre Lösung notwendigen Iterationen erhöht.

Bei einer LES wird die notwendige Auflösung durch den Einsatz von Filterfunktionen, mit denen die Zerfallskaskade ab einer bestimmten Wirbelgröße modelliert wird, verringert, so daß nur noch Wirbelelemente einer definierten Größe aufgelöst werden müssen. Der numerische Aufwand verringert sich im Vergleich zur DNS beträchtlich und so bietet sich für grundsätzliche Untersuchung die LES durchaus an. Waren wegen der jedoch nach wie vor benötigten sehr hohen Rechenleistung Beispiele ausgeführter Rechnungen bislang auf relativ wenige, akademische Fälle inkompressibler Strömung und niedriger Reynoldszahlen beschränkt (Sohankar et al., 1999), werden LES-Methoden in zunehmendem Maße auch für Strömungen bei turbomaschinentypischen Reynoldszahlen eingesetzt, um so tatsächliche oder vermeintliche Mängel der Turbulenzmodellierung zu umgehen (Opiela et al., 2000). In der Erwartung stetig steigender Rechenleistung ist die LES daher ein Hoffnungsträger, der es in Zukunft erlauben soll, ohne die Unzulänglichkeiten der bestehenden Turbulenzmodellierung, transitionale Strömungen zuverlässig berechnen zu können.

Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden mit unterschiedlichen Verfahren und unter Verwendung von Turbulenzmodellen, also ohne die direkte *Berechnung* turbulenter Effekte gewonnen. Im Folgenden wird sowohl der Formalismus, der diesen Verfahren zugrunde liegt, als auch die Verfahren selbst vorgestellt.

3.1 Grundgleichungen zur Berechnung instationärer Strömungen

Technische Strömungsvorgänge sind im allgemeinen dreidimensional, instationär, reibungsbehaftet und kompressibel. Durch die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie können sie vollständig beschrieben werden. Obwohl aus historischer Sicht lediglich die Erhaltungsgleichungen für den Impuls, ergänzt mit dem Reibungsgesetz von Stokes als Navier-Stokes Gleichung gelten, umfassen die vollständigen Navier-Stokes (NS)-Gleichungen in der heutigen Terminologie das gesamte Gleichungssystem. Unter Verwendung der Einsteinschen Summenkonvention lauten die Gleichungen zur Erhaltung von Masse (3.4), Impuls (3.5) und Energie (3.6) für ein kompressibles Fluid formuliert in einem, um die Maschinenachse z mit $\vec{\omega} = [\Omega, 0, 0]^T$ rotierenden Relativsystem:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -2(\vec{\omega} \times \vec{u})_i - (\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{x}))_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (-p \delta_{ij} + \tau_{ij}) \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial e_t}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j e_t)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} [(-p \delta_{ij} + \tau_{ij}) u_i] - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}. \quad (3.6)$$

Den zusätzlichen turbulenzbedingten Schubspannungsanteil der Strömung repräsentieren die Komponenten des Spannungstensors

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \mu' \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}. \quad (3.7)$$

Der Zusammenhang zwischen der Volumenviskosität μ' und der dynamischen Viskosität μ lautet nach Stokes

$$\mu' = -\frac{2}{3} \mu. \quad (3.8)$$

Die Berücksichtigung des Einflusses der Temperatur auf die dynamische Viskosität μ erfolgt nach dem Gesetz von Sutherland

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + S_0}{T + S_0}, \quad (3.9)$$

mit der Bezugstemperatur $T_0=273,15\text{K}$, der Sutherland-Konstante $S_0=110,0\text{ K}$ und der dynamischen Viskosität bei Bezugstemperatur $\mu_0 = 1,717 \cdot 10^{-5} \text{ kg}/(\text{ms})$.

Mit der idealen Gasgleichung kann das Gleichungssystem geschlossen werden:

$$\frac{p}{\rho} = RT. \quad (3.10)$$

Zur Berechnung von Wärmetransportvorgängen liefert das Fouriersche Wärmeleitungsgesetz

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad (3.11)$$

und die kalorische Zustandsgleichung

$$\varepsilon = \frac{1}{\kappa - 1} RT. \quad (3.12)$$

Deren volumenspezifische Gesamtenergie im rotierenden System bestimmt sich zu

$$e_t = \rho \varepsilon + \rho \frac{u_i u_i - \Omega^2 r^2}{2} \quad \text{mit} \quad r = \sqrt{y^2 + z^2}. \quad (3.13)$$

Zur Lösung des Gleichungssystems wird dieses üblicherweise auf konturangepaßte Koordinaten transformiert und diskretisiert. Auf eine Herleitung sei an dieser Stelle verzichtet und auf die sehr ausführliche Darstellung der vielfältigen Methoden und eine eingehende Diskussion der Stabilitätskriterien und Konvergenzeigenschaften der einzelnen Verfahren bei Hoffmann (1993) und Benz (1994) hingewiesen.

Gleichung (3.4) bis (3.6) stellen ein System gekoppelter nichtlinearer partieller Differentialgleichungen (PDGL) dar, die u.a. die Besonderheit aufweisen, daß sie, abhängig davon, ob die beschriebene Strömung sub- ($Ma < 1$), trans- ($Ma = 1$) oder supersonisch ($Ma > 1$) ist, im Raum entsprechend elliptischen, parabolischen oder hyperbolischen Typs sind. Der Typ einer PDGL entscheidet wiederum darüber, welcher Lösungsalgorithmus verwendet werden muß, was für die Berechnung von Strömungen mit lokalen Überschallgebieten eine große Schwierigkeit darstellt, da im Strömungsfeld ein Wechsel des Verfahrens nötig werden würde. Da die instationäre Formulierung dieser Gleichungen immer hyperbolischen Typs ist, wird meist auch zur Lösung stationärer Strömungen diese Form von Gleichung (3.4) bis (3.6) gewählt. Die zeitliche Änderung der instationären Terme dient dann als Konvergenzkriterium ($\partial/\partial t \rightarrow 0$). Der Zeitschritt Δt zur Lösung des iterativen Lösungsverfahrens wird dabei häufig gerade so groß gewählt, wie es das Stabilitätskriterium des implementierten Lösungsverfahrens und die lokale Netzauflösung erlauben (*local time stepping*). Zwischenlösungen auf dem Weg zu einer konvergierten stationären Lösung haben hierbei keine zeitgenaue physikalische Bedeutung, da dem Strömungsfeld, ausgehend von einer Startlösung, ein Ungleichgewichtszustand aufgeprägt wird, der im Verlauf der Rechnung lokal unterschiedlich rein numerisch und nicht physikalisch im Sinne eines Druckgefälles iterativ „abgebaut“ wird.

3.2 Reynoldsmittelung und Separationsproblem

Die meisten Verfahren zur Berechnung turbulenter Strömungen machen von einem Prinzip Gebrauch, das erstmals von Reynolds formuliert und nach ihm benannt wurde: der Reynolds-Mittelung (Abb. 3.2). Sie beruht auf einem Separationsansatz, der besagt, daß eine beliebige, um einen Mittelwert schwankende Größe ϕ in einen zeitlich konstanten Mittelwert $\bar{\phi}$ und einen fluktuierenden Anteil ϕ' aufgeteilt werden kann:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'. \quad (3.14)$$

Die zeitlich gemittelte Strömungsgröße $\bar{\phi}$ ergibt sich nach Reynolds zu

$$\bar{\phi}(\bar{x}, t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \phi dt \quad \text{und} \quad \bar{\phi}' = 0. \quad (3.15)$$

Voraussetzung für die im statistischen Mittel erforderliche Gültigkeit von (3.15) ist ein Zeitschritt Δt , der zum einen groß genug ist, statistische Gültigkeit zu besitzen und zum anderen klein genug, um damit niederfrequente instationäre Vorgänge auflösen zu können. Für gemischte Terme zweier fluktuierender Variablen ϕ und φ gelten unter diesen Voraussetzungen die Zusammenhänge:

$$\overline{\phi\phi'} = 0, \quad \overline{\phi\varphi} = \bar{\phi}\bar{\varphi}, \quad \overline{\phi + \varphi} = \bar{\phi} + \bar{\varphi}, \quad (3.16)$$

wobei für Terme der Form $\overline{\phi'\phi'} \neq 0$ gilt. Deren gemittelte Schwankungsbreite (*Root Mean Square*, RMS) ist die Grundlage für die Definition des Turbulenzgrads

$$Tu = 1/U_\infty \sqrt{1/3 (\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2})}, \quad \text{mit} \quad \bar{u} = (u_1, u_2, u_3)^T. \quad (3.17)$$

Für kompressible Strömungen muß eine Mittelung unter Berücksichtigung der Dichte erfolgen und auf die Geschwindigkeitskomponenten und Variablen in den Erhaltungsgleichungen angewandt werden (Favre-Mittelung):

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad (3.18)$$

Mittel- und Schwankungswerte liegen dann in der Form

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}} \quad (3.19)$$

vor. Druck und Dichte bleiben in ihrer Formulierung unverändert. Im Gegensatz zu (3.15) gilt nun

$$\overline{\phi''} = \left(\frac{\overline{\rho'\phi'}}{\bar{\rho}} \right) \neq 0, \quad \text{und} \quad \overline{\rho\phi''} \equiv 0. \quad (3.20)$$

Mit (3.14) bis (3.16) lautet die Reynolds-gemittelte Gleichung zur Beschreibung der Massenerhaltung

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_j + \overline{\rho' u'_j}) = 0. \quad (3.21)$$

Analog erhält man mit (3.18) bis (3.20) die nach Favre gemittelte Form:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0. \quad (3.22)$$

Die Substitution der Strömungsvariablen für die Gleichungen zur Erhaltung von Impuls- und Energie liefert

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -2(\bar{\omega} \times \tilde{\mathbf{u}})_i - (\bar{\omega} \times (\bar{\omega} \times \bar{\mathbf{x}}))_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (-p \delta_{ij} + \tau_{ij} - \underbrace{\overline{\rho u_i'' u_j''}}_{\bar{\tau}^R}) \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\tilde{e}_t) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{e}_t) = \frac{\partial}{\partial x_j} \{ (-\bar{p} \delta_{ij} + \tau_{ij} - \underbrace{\overline{\rho u_i'' u_j''}}_{\bar{\tau}^R}) \tilde{u}_i \} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}. \quad (3.24)$$

Der in (3.23) und (3.24) zusätzlich auftretende Tensor $\bar{\tau}^R = \overline{-\rho u_i'' u_j''}$ korreliert die aus der Mittelung entstehenden Schwankungsanteile der Geschwindigkeitskomponenten. Er hat die Dimension einer Spannung und wird daher als *Reynolds-Spannungstensor* bezeichnet. Durch ihn werden weitere Unbekannte in das Gleichungssystem eingebracht, die unter zusätzlichen Annahmen bestimmt werden müssen. Aus physikalischer Sicht beinhaltet dieser Tensor den Anteil der Zähigkeit resultierend aus den turbulenten Schwankungen. Er wird entweder direkt durch sog. *Reynolds-Spannungs-Modelle* (RSM) berechnet oder in seiner Wirkung als turbulente Viskosität durch Turbulenzmodelle eingebracht, mit deren Hilfe das Gleichungssystem dann geschlossen werden kann (s. Kap. 3.3).

Für die Berechnung stationärer Strömungen ist die Reynolds-Mittelung als solche nicht problematisch, da das Zeitintervall in (3.15) sehr groß und das Strömungsfeld frei von zeitabhängigen Schwankungen ist. Die zeitgenaue Berechnung einer Rotor/Stator-Konfiguration jedoch ist ein Problem, das von Skalen sehr unterschiedlicher Größenordnung dominiert wird, was auf das Separationsproblem führt: die maßgeblichen Zeit- und Längenskalen in der Größenordnung der Rotorfrequenz und Schaufelteilung stehen den turbulenten Skalen der kleinsten auftretenden Wirbel gegenüber, die in ihrer Gesamtheit gleichzeitig nur durch den enormen numerischen Aufwand einer DNS abgebildet werden können. Für erstere, makroskopische und bei Turbomaschinen periodische Skalen ergibt eine Abschätzung für die Größenordnung der Länge L , Geschwindigkeit V und Zeit T (Eulitz, 2000)

$$L \approx t \dots (10\delta), \quad V \approx u, \quad T \approx (t/u) \dots (10\delta/u), \quad (3.25)$$

mit der Schaufelteilung t , der Rotorgeschwindigkeit u und der Grenzschichtdicke δ . Da die turbulenten Schwankungen bei Verwendung eines RANS-Verfahrens nicht direkt berechnet werden, sondern deren Wirkung über ein Turbulenzmodell berücksichtigt wird, wird die zeitliche und örtliche Diskretisierung so gewählt, daß im wesentlichen diese Skalen aufgelöst werden. Bei der Berechnung der Nachlaufströmung eines Schaufelgitters treten jedoch neben diesen Makro- und den turbulenten Mikrostrukturen auch maßgeblich energietragende Zwischengrößen auf, die durch ausreichende Auflösung berücksichtigt werden müssen (z.B. Von Karman Wirbel). Somit ist eine Überschneidung der, durch die unterschiedlichen Phänomene hervorgerufenen Frequenzspektren bei der Berechnung bestimmter technischer Strömungsvorgänge, wie z.B. der Rotor/Stator-Interaktion, nicht zu vermeiden (Abb. 3.3). Sondak und Dorney (1999) untersuchten die Wirbelbildung im Nachlauf einer Turbine und stellten darüber hinaus fest, daß für die genaue Wiedergabe der Frequenzspektren im Nachlauf die räumliche Diskretisierung des verwendeten Verfahrens mindestens dritter Ordnung genau sein sollte. Mayle und Schulz (1996) führen die laminaren Fluktuationen, die der Transition vorausgehen, auf der Grenzschicht aufgeprägte Oszillationen des Freistromdruckes zurück, die sie mit einer Transportgleichung für die *laminare kinetische Energie* modellieren. Das Prinzip beruht auf der Berücksichtigung einer effektiven Frequenz des Schwankungsspektrums, die die Grenzschicht in besonderem Maße anregt. Auch hinsichtlich der Erfassung dieser Effekte, ist im Grunde eine möglichst „frequenzgenaue“ Abbildung nötig. Aufgrund der geringen numerischen Stabilität werden jedoch nur sehr selten Verfahren eingesetzt, die mehr als zweiter Ordnung genau sind. Aus der Sicht des Ingenieurs ist darüber hinaus der Einfluß aus spektraler Überlappung und ein tatsächlich oder vermeintlich zu geringer Diskretisierungsgrad für eine Auslegungsaufgabe zunächst von untergeordneter Bedeutung, so daß zugunsten der Stabilität der eingesetzten Verfahren auf solche höherer Ordnung weitestgehend verzichtet wird.

3.3 Turbulenzmodellierung

Der durch die Reynolds-Mittelung der NS-Gleichungen entstandene Reynolds-Spannungstensor $\bar{\tau}^R$ liefert mit den Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen die mathematische Formulierung für die durch Turbulenzeffekte entstehende Erhöhung der Viskosität. Diese auch als *turbulente Scheinviskosität* μ_t bezeichnete Wirkung turbulenter Schwankungsbewegung kann Werte annehmen, die um Größenordnungen höher sind als die der Stoffgröße des betrachteten Fluids. Die insgesamt wirksame Viskosität des Fluids in turbulentem Zustand bildet sich daher aus der Summe der Stoffgröße μ und dem turbulenten Anteil μ_t und es gilt

$$\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t. \quad (3.26)$$

Die Komponenten von $\bar{\tau}^R$ stellen zusätzliche Unbekannte im Gleichungssystem (3.22)-(3.24) dar. Durch Umformungen der Impulsgleichung kann zwar eine Transportgleichung für jeden

der einzelnen Terme hergeleitet werden, die so gefundene exakte Beschreibung des Transports der $u_i u_j$ -Terme resultiert jedoch in Korrelationen noch höherer Ordnung, die ihrerseits approximiert werden müssen. Dies geschieht in den erwähnten RSM, auch *Second-Moment-Closure* (SMC)-Modelle genannt. Diese Turbulenzmodelle haben den größten physikalischen Bezug, da sie die wenigsten Annahmen und Vereinfachungen beinhalten. Sie liefern sowohl Werte für die Korrelationen erster Ordnung (mittlere Geschwindigkeiten und mittlerer Druck), als auch zweiter Ordnung ($u_i u_j$, *second moments*). Durch die Berücksichtigung der Schwankungskorrelationen wird das anisotrope Verhalten von Turbulenz direkt erfaßt, was RSM für die Berechnung sehr komplexer 3D-Strömungen, wie z.B. Strömungen mit starken Umlenkungen und drallbehaftete Strömungen, prädestiniert. Der damit verbundene numerische Aufwand ist jedoch um ein Vielfaches höher, als bei den im Folgenden vorgestellten und weitgehend etablierten Modellen, da bis zu neun zusätzliche Differentialgleichungen für die Komponenten des Reynoldsspannungstensors $\overline{\tau}^R$ gelöst werden müssen.

3.3.1 Null-Gleichungsmodelle

Wird auf die Formulierung einer Transportgleichung verzichtet und der Zusammenhang zwischen Geschwindigkeitsschwankungen und Viskosität durch empirische algebraische Beziehungen hergestellt, spricht man von *Null-Gleichungsmodellen* oder auch *algebraischen Turbulenzmodellen*. Sie basieren auf einem Austauschansatz, der die Wirkung makroskopischer turbulenter Transporterscheinungen durch die turbulente Viskosität μ_t beschreibt. Dies geschieht in Analogie zu den Wirkungen turbulenter Schwankungen auf molekularer Ebene, die durch die Stoffgröße μ ausgedrückt werden. Der gebräuchlichste Ansatz geht auf Boussinesq aus dem Jahr 1877 zurück, der das Prinzip des Impulsaustausches auf molekularer Ebene auf das von makroskopischen Turbulenzballen übertrug:

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\tilde{u}_i^2}{3} \overline{\rho} \delta_{ij}. \quad (3.27)$$

Das am häufigsten unter Verwendung von (3.27) ausgeführte Turbulenzmodell ist das von Cebeci und Smith (1974) entwickelte Zweischichtenmodell, das die Grenzschicht bei Werten von $y^+ \approx 4$ in eine innere und eine äußere Schicht aufteilt (Abb. 3.4). Die Größe y^+ bezeichnet den dimensionslosen Wandabstand, der eine Unterteilung der Grenzschicht in Wandnormalenrichtung ermöglicht. Ausgehend von der Definition der Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}, \quad (3.28)$$

definiert man den dimensionslosen Wandabstand

$$y^+ = \frac{u_\tau y \rho_w}{\mu} = \frac{y}{\mu} \sqrt{\tau_w \rho_w}, \quad (3.29)$$

mit dem senkrechten Wandabstand y und der Wandschubspannung τ_w .

Für die innere Schicht wird der Prandtlische Mischungswegansatz mit der Korrektur von Van Driest zur Bestimmung eines Längenmaßes verwendet

$$l = Ky(1 - e^{-\frac{y^+}{A}}), \quad (3.30)$$

mit der Von Karman Konstanten $K=0,41$ und der durch den Vergleich mit Kalibriermessungen bestimmten Konstante $A=26$. Somit ergibt sich für die innere Schicht

$$\mu_t^{(i)} = \rho l^2 |\nabla \times \vec{u}| \quad (3.31)$$

und für die äußere Schicht gilt

$$\mu_t^{(a)} = 0,0168 U_\infty \delta_1 F, \quad (3.32)$$

mit der Geschwindigkeit der Freiströmung am Grenzschichttrand U_∞ , der Verdrängungsdicke δ_1 und dem Intermittenzfaktor

$$F = \frac{1}{1 + 5,5(y/\delta)^6}, \quad (3.33)$$

der die Verteilung der Produktion von turbulenter Viskosität entlang der Grenzschichtdicke δ bestimmt. Der Wechsel zwischen (3.31) und (3.32) wird durch die Bedingung $\mu_t^{(i)} = \mu_t^{(a)}$ festgelegt. Mit der so berechneten turbulenten Viskosität μ_t wird der Wert für die effektive Viskosität μ_{eff} nach (3.26) bestimmt.

Eine der bekanntesten Modifikationen des Cebeci-Smith-Modells stellt das Modell von Baldwin und Lomax (1978) dar. Wegen offensichtlicher Schwächen des ursprünglichen Modells in abgelösten Strömungen wird ein modifizierter Term für die Produktion von μ_t in der äußeren Schicht verwendet:

$$\mu_t^{(a)} = 0,0168 \beta F y_{\max} \Gamma_{\max} \quad (3.34)$$

mit

$$F = \frac{1}{1 + 5,5(\alpha y / y_{\max})^6} \quad (3.35)$$

und

$$\Gamma = y(1 - e^{-\frac{y}{A}}) |\nabla \times \vec{u}|, \quad (3.36)$$

mit den Konstanten $\alpha=0,3$ und $\beta=1,6$. Hierbei stellt y_{\max} den Wert dar, bei dem die Wirbelstärke Γ ihr Maximum erreicht.

Die Aufgabe eines algebraischen Turbulenzmodells besteht ausschließlich in der Berechnung des Viskositätsanteils der turbulenten Effekte μ_t . Aufgrund der fehlenden Transporteigenschaften einer solchen Formulierung werden nur lokale Geschwindigkeitsgradienten ohne den Einfluß stromauf oder stromab liegender Bereiche berücksichtigt. Trotzdem hat sich aufgrund der einfachen Implementierung und des geringen zusätzlichen Rechenaufwands besonders das Baldwin-Lomax-Modell als Quasi-Standard unter den algebraischen Modellen auch für anspruchsvolle Anwendungen etabliert. So setzte bspw. Hildebrandt (2000) eine Baldwin-Lomax-Variante sehr erfolgreich bei der Berechnung der äußerst komplexen Wirbelstruktur von Kühlluft-Ausbläsung an einem Niederdruck-Turbinengitter ein.

3.3.2 Ein-und Zweigleichungsmodelle

Zur Berücksichtigung des Einflusses stromauf liegender Gebiete auf die Entwicklung der lokalen Turbulenz, werden zur Bestimmung der lokalen Turbulenzgrößen bei den Zweigleichungsmodellen Produktion und Transport zweier Turbulenzparameter in Transportgleichungen formuliert. Es handelt sich dabei um ein Längen- und ein Zeitmaß, deren Produkt in eine proportionale Beziehung mit der turbulenten Viskosität μ_t gesetzt wird. Die Verknüpfung mit den Reynoldsspannungen erfolgt wiederum durch einen Austauschansatz. Nach Prandtl und Kolmogorov gilt

$$\mu_t = \rho C_\mu \sqrt{k} l_t. \quad (3.37)$$

\sqrt{k} stellt hierbei das die Turbulenz beschreibende Geschwindigkeits- und l_t das integrale Längenmaß dar. Die Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) - \underbrace{\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}_{P_k} - \rho \varepsilon. \quad (3.38)$$

Der Term P_k bezeichnet den Produktionsterm, der mit einem allgemeinen Austauschansatz gebildet wird. Durch Ähnlichkeits- und Proportionalitätsbetrachtungen können die Längen- und Geschwindigkeitsmaße in weitere, zur Beschreibung der Turbulenz geeignete Größen überführt und durch Transportgleichungen modelliert werden:

$$\omega \propto \frac{\varepsilon}{k}, \quad \tau = \frac{1}{\omega}, \quad L \propto \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}, \quad (3.39)$$

mit der Dissipationsrate ε , der Wirbelfrequenz ω und dem turbulenten Zeitmaß τ .

Die gängigste Implementierung ist das k- ϵ -Modell für das die Transportgleichung für die Dissipationsrate ϵ wie folgt formuliert wird:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) + \frac{\epsilon}{k} - (C_{\epsilon 1} P_k - C_{\epsilon 2} \rho \epsilon). \quad (3.40)$$

Mit der Wirbelviskositätsbeziehung

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.41)$$

und dem Wirbelviskositätsansatz

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (3.42)$$

wird das Gleichungssystem geschlossen.

Die in (3.38), (3.40) und (3.41) verwendeten Konstanten werden aus Gleichungen zur Modellierung der Grenzschicht unter Annahmen der wandnahen 2D-Strömung gewonnen. Umfangreiche Untersuchungen ergaben schließlich den in [Tab. 4.1](#) zusammengefaßten Konstantensatz.

Da die Annahmen, die den Zweigleichungs-Turbulenzmodellen in der o.g. Form zugrunde liegen, nur für hinreichend hohe Reynoldszahlen gelten, muß der wandnahe Bereich ($y^+ < 30 \dots 50$) mit Wandfunktionen überbrückt werden. Sogenannte *Low-Reynolds-Modelle* schließen diese Lücke durch weitergehende Modellierung, haben jedoch den Nachteil, daß die Grenzschicht bis in die viskose Unterschicht ausreichend hoch aufgelöst werden muß. Die hierfür nötigen y^+ -Werte liegen je nach Implementierung typischerweise zwischen 0,2...2 für die wandnächsten Zellen und machen eine hohe Netzauflösung erforderlich.

Einen Überblick über die Vielzahl von Varianten des k- ϵ -Modells in unterschiedlichen Modifikationen geben Rodi (1986) und Patel et al. (1984).

Eingleichungsmodelle beschränken sich auf die Modellierung der Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k , konnten sich aber aufgrund mangelnder Genauigkeit bislang nicht durchsetzen. Das von Spalart und Allmaras (1992) entwickelte und nach ihnen benannte Eingleichungsturbulenzmodell ist jedoch eine sehr vielversprechende Variante und wurde von Grund auf neu und unter der Berücksichtigung physikalischer Plausibilitätsbedingungen und der Dimensionsanalyse entwickelt. Beschrieben wird nicht der Transport einer, die Turbulenz beschreibenden Größe (k , ϵ), sondern der Transport der turbulenten Viskosität selbst. Zwischen der turbulenten kinetischen Energie k und der Dissipationsrate ϵ kann folgender Zusammenhang hergestellt werden:

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (3.43)$$

Das Längenmaß aus einem Zweigleichungsmodell kann nun mit der Beziehung

$$l_t = C_\mu \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (3.44)$$

und die turbulente kinetische Energie mit der Beziehung von Bradshaw (1967)

$$\tau_w \cong apk \quad \text{mit } a = 0,3 \quad (3.45)$$

eliminiert und ein Eingleichungsmodell hergeleitet werden. Menter (1994) zeigt, daß das Spalart/Allmaras (SA) -Modell in Strömungen mit Druckgradienten und Ablösungen bessere Eigenschaften als das ursprüngliche Zweigleichungsmodell hat und wird in Kapitel 3.5 in der Modifikation, wie es im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kam, vorgestellt.

3.4 Modellierung des laminar/turbulenten Umschlags

Die Bestimmung des laminar/turbulenten Umschlags kann nicht durch ein Turbulenzmodell allein bewerkstelligt werden. Da die für Transition verantwortlichen kleinen Störungen und Schwankungsbewegungen in der Strömung durch die Reynoldsmittelung der NS-Gleichungen eliminiert wurden, werden diese durch die Modellierung der Reynolds-Spannungen im Turbulenzmodell lediglich in ihrer Wirkung bzgl. der Viskosität des Fluids wiedergegeben, was dazu führt, daß die Mittelung letztlich einen Informationsverlust darstellt. Zwar weisen Low-Reynolds-Varianten der o.g. Zweigleichungs-Turbulenzmodelle aufgrund der Modellierung des wandnahen Bereichs und dessen Entwicklung in Hauptströmungsrichtung transitionale Eigenschaften auf, jedoch sind diese ohne spezielle Anpassungen der implementierten Annahmen und in der Modellierung eher zufällig als physikalisch begründbar und daher zur Transitionsbestimmung wenig geeignet (Schmidt und Patankar, 1991). Der laminar/turbulente Umschlag wird daher durch geeignete empirische Korrelationen oder Modellierungen und unter Berücksichtigung von maßgeblichen Einflußfaktoren ermittelt.

Ein weit verbreitetes Verfahren zur Berechnung natürlicher Transition ist die e^N -Methode: an jedem in Strömungsrichtung liegenden Punkt wird, unter Anwendung der linearen Stabilitätstheorie, die Verstärkungsrate von Tollmien-Schlichting-Wellen und das Wachstum des Störungsamplitudenverhältnisses bestimmt. Als Transitionspunkt wird die Stelle definiert, an der dieses Verhältnis einen experimentell bestimmten kritischen Wert erreicht. Bei Problemstellungen in der Außenaerodynamik und überall dort, wo natürliche Transition auftritt, wird diese Methode mit Erfolg eingesetzt. Im Fall der Bypass-Transition kann sie jedoch aufgrund des

Überspringens gerade der Phase der Verstärkung von langwelligen Störungen, auf die diese Methode aufbaut, nicht zufriedenstellend angewandt werden.

Die in der vorliegenden Arbeit eingesetzten Transitionskriterien zur Berechnung der nachlaufinduzierten Bypass-Transition in Grenzschichten von Turbinen- und Verdichterschaufeln basieren im wesentlichen auf Korrelationen von Abu Ghannam und Shaw (1980) und Mayle (1991) und gelten streng genommen nur für stationäre Strömungen. Die Strömung im Nachlauf einer Schaufel ist ein von konvektivem Transport dominiertes Phänomen. Ihr Einfluß auf die Grenzschichtentwicklung nachfolgender Schaufelreihen hat jedoch stark diffusiven Charakter, der besonders bei sehr flachem Auftreffwinkel des Nachlaufes deutlich wird. Ein solcher stellt sich bei hohen Zuströmgeschwindigkeiten c_{ax} und relativ niedrigen Umfangsgeschwindigkeiten des Rotors u und somit hohen Werten der Lieferzahlen

$$\varphi = \frac{c_{ax}}{u} \quad (3.46)$$

ein und so unterscheiden sich Nachlaufrichtung und Zuströmwinkel nur geringfügig. Addison und Hodson (1990) konnten zeigen, daß die Diffusion von Störungen in die Grenzschicht in wesentlich kürzerer Zeit stattfindet als eine Nachlaufperiode als maßgebliche periodische Schwankungsgröße dauert, was die genannten Formulierungen wiederum auch für instationäre Strömungen einsetzbar macht. Ein sehr wichtiger Punkt hierbei ist die Bestimmung des Turbulenzgrads Tu_1 in der Zuströmung. Die betrachteten Transitionskriterien verwenden die auf eine relevante Grenzschichtgröße bezogene kritische Reynoldszahl als Maß für den Transitionsbeginn. Da diese meist eine Funktion des Zuströmturbulenzgrads Tu_1 ist, muß dessen Bestimmung mit größter Sorgfalt erfolgen. Dies gilt umso mehr bei der Ausbildung laminarer Ablöseblasen. Hier ist der Einfluß des Zuströmturbulenzgrades sogar größer als derjenige der Zuström-Reynoldszahl (Walraevens und Cumpsty, 1993, Roberts, 1980). In der Simulation wird Tu_1 in der Eintrittsebene vorgegeben und ist somit eine fixe Eingabegröße. Bei der Verwendung von Turbulenzmodellen werden die Schwankungsgrößen u_i' ($i=1,2,3$), aus denen in realita der Turbulenzgrad ermittelt wird, nicht direkt, sondern, je nach Modell, lediglich deren Auswirkung auf die Viskosität μ_t , die turbulente kinetische Energie k und/oder die Dissipationsrate ε bestimmt. Daher ändert sich bei der Rechnung der Turbulenzgrad als numerische Eingangsgröße im Strömungsfeld nicht, im Gegensatz zur *Wirkung* der turbulenten Schubspannungen, die in der realen Strömung, durch die Gegenwart von Wänden, sowie durch Beschleunigung und Verzögerung der Hauptströmung lokalen Gegebenheiten unterworfen und somit weder isentrop noch konstant sind (Wunderwald, 1995). Dunham (1972) schlägt daher vor, einen gemittelten Zuströmturbulenzgrad nach der Beziehung

$$Tu = (Tu_1 + Tu_{loc}) / 2 \quad (3.47)$$

zu verwenden, mit Tu_1 als Zuström- und Tu_{loc} als lokalen Turbulenzgrad. Voraussetzung hierfür ist jedoch die Kenntnis des lokalen Wertes Tu_{loc} . Mit diesem Verfahren durchgeführte

Rechnungen lieferten gute Ergebnisse (Sieger, et al., 1995), jedoch erscheint die Verwendung dieser Beziehung ohne die genaue Kenntnis des lokalen Turbulenzgrades wenig sinnvoll, denn eine Abschätzung desselben wäre mit einem Fehler von der Größenordnung des Turbulenzgrads selbst behaftet. Besonders deutlich wird diese Problematik der Berechnung der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion durch die oftmals ungenügende Kenntnis der angesprochenen Größen im Nachlauf selbst und der sie umgebenden Hauptströmung, die aber ebenfalls als von der Nachlaufströmung beeinflusst angesehen werden muß. Genaue Werte für den Turbulenzgrad in realen Turbomaschinen sind aufgrund der nur bedingt für Meßtechniken zugänglichen geometrischen Gegebenheiten, nicht oder nur sehr schwer zu bestimmen und daher weitestgehend nicht genau bekannt (Solomon, 2000). In der Literatur veröffentlichte Daten reichen von 5-10% (Schulte, 1995) und 16-23% (Sharma, 1998) innerhalb bzw. 1-5% zwischen den Rotornachläufen (Schulte, 1995, Halstead et al., 1995). Die große Bandbreite der gemessenen Werte läßt vermuten, daß die beeinflussenden Faktoren in Turbomaschinen zu vielschichtig sind, um allgemein gültige Aussagen hierzu treffen zu können.

Den vorliegenden numerischen Untersuchungen liegen Eintrittsrandbedingungen des Turbulenzgrads zugrunde, die sich auf detaillierte Nachlauftraversierungen mit Hitzdrahtsonden stützen und daher ein sehr genaues Abbild der Turbulenzgradverteilung im Nachlauf der verwendeten Zylinderstäbe geben. Der Zuströmturbulenzgrad der Hauptströmung ist jedoch, neben anderen Eintrittsrandbedingungen, eine der Größen, die in umfangreichen Untersuchungen iterativ angepaßt werden muß.

3.4.1 Transitionskriterien

Das Kriterium von Abu Ghannam und Shaw (AGS) ist in seiner ursprünglichen Version in Abhängigkeit von der auf die Impulsverlustdicke δ_2 bezogenen Reynoldszahl Re_{δ_2} , dem Zuströmturbulenzgrad Tu_1 und dem Thwaites'schen Druckparameter λ formuliert:

$$Re_{\delta_2} = Re_{\delta_2,S}(\lambda, Tu_1) \quad (3.48)$$

$$Re_{\delta_2,S} = 163 + \exp \left[F(\lambda) \left(1 - \frac{Tu_1}{6,91} \right) \right] \quad (3.49)$$

$$\text{mit } \lambda \equiv \frac{\delta_2^2}{\nu} \frac{du_e}{dx} \quad (3.50)$$

$$\text{und } F = \begin{cases} 6,91 + 12,75\lambda + 63,64\lambda^2, & \lambda < 0 \\ 6,91 + 2,48\lambda - 12,27\lambda^2, & \lambda > 0 \end{cases} \quad (3.51)$$

Drela (1998) stellte in Rechnungen an Turbinengittern fest, daß der Transitionspunkt aufgrund einer potentialtheoretischen Rückkopplung mit der stromauf liegenden Grenzschichtströmung zum Springen zwischen zwei Lösungen angeregt wird. Der Grund hierfür ist die,

mit einsetzender Transition lokal stark abnehmende Verdrängungsdicke der Grenzschicht. Dies hat die Wirkung einer potentialtheoretischen Senke und führt dort zu einer Beschleunigung der Strömung, was wiederum eine Beschleunigung und damit eine Erhöhung von u_e in Gl.(3.50) und somit auch von λ nach sich zieht. Die physikalische, also die mit dem berechneten Geschwindigkeitsprofil bestimmbare Impulsverlustdicke δ_2 sinkt, die durch (3.49) als Transitionskriterium definierte „numerische“ Reynoldszahl $Re_{\delta_2 S}$ hingegen steigt. $Re_{\delta_2 S}$ und R_{δ_2} divergieren also in der Nähe des Transitionspunkts, was zur Folge hat, daß dieser weit stromab bestimmt wird. Bereits im nachfolgenden Iterationschritt des Lösers wird dieses wiederum korrigiert, mit der Folge, daß der Transitionspunkt abwechselnd stromauf und stromab des eigentlichen Transitionspunktes berechnet wird und das Verfahren unter Umständen nicht konvergiert. Drela ersetzt daher den Thwaiteschen Druckparameter λ durch den Formfaktor H_{12} als maßgebliches Kriterium. Da dieser die Stabilität von Grenzschichten besser beschreibt als der, aufgrund der verzögerten Grenzschichtantwort auf Druckschwankungen ebenfalls verzögert ansprechende Druckparameter, wird diese Substitution für instationäre Strömungen mit starken Schwankungen im Potentialfeld als fundierter erachtet. Die von Drela modifizierte Version des AGS-Kriteriums lautet somit

$$Re_{\delta_2 S} = 155 + 89(\tilde{n}_{crit})^{\frac{5}{4}} \left[1 + \frac{1}{4} \tanh \left(\frac{10}{H_{12} - 1} - 5,5 \right) \right] \quad (3.52)$$

mit $\tilde{n}_{crit} = -8,43 - 2,4 \ln \left[0,027 \tanh \left(\frac{Tu_1}{2,7} \right) \right]$.

Das Transitionskriterium nach Mayle (1991) berücksichtigt weder den Druck- noch den Formparameter, und macht für turbomaschinentypische Werte des Zuströmturbulenzgrads Tu_1 die auf die Impulsverlustdicke bezogene Reynoldszahl $Re_{\delta_2 S}$ ausschließlich von diesem abhängig:

$$Re_{\delta_2 S} = 400(Tu_1)^{-0.625} . \quad (3.53)$$

Für den Fall abgelöster Strömung ist es sehr schwierig, den Transitionspunkt mittels einer geeigneten Korrelation zu bestimmen. Gaster (1967) folgert aus seiner Arbeit auf die recht einfache Beziehung

$$l_{tr} = 130\delta_{2sep} , \quad (3.54)$$

die mit der Impulsverlustdicke an der Ablösestelle δ_{2sep} , eine Abschätzung für die Oberflächenauflänge l von der Ablösestelle bis zum Transitionspunkt bereitstellt.

3.4.2 Intermittenzverfahren

In einem sehr frühen Versuch, Transitionsvorgänge zu beschreiben, modellierte Emmons Turbulenzflecken als isolierten, ebenen und keilförmigen turbulenten Bereich in laminarer Umgebung (Emmons, 1951). Sein Modell beruht auf dem Prinzip des Einflußvolumens V eines betrachteten Punktes $P(x,z,t)$ (Abb. 3.5). Nach Chen und Thyson (1971) enthält das Volumen V , das durch die Strecken PA, PB und PC in Fläche und Zeit aufgespannt wird, alle Punkte, die den Zustand im Punkt P zur Zeit t beeinflussen haben können. Emmons zeigt, daß die Wahrscheinlichkeit turbulenter Strömung in Punkt $P(x,z,t)$ durch die Intermittenz

$$\gamma(P) = 1 - \exp \left[- \int_V g(P_0) dV_0 \right] \quad (3.55)$$

beschrieben werden kann, mit $g(P_0)$ als die Anzahl der Turbulenzflecken, die pro Zeiteinheit im Elementarvolumen $dV_0 = dx_0 dz_0 dt_0$ am Punkt $P_0(x_0, z_0, t_0)$ im Einflußvolumen V gebildet wird. Gl. (3.55) gilt für stationäre und instationäre Strömungen.

Narashima (1957) zeigt, daß in stationärer Strömung die Bildung von Turbulenzflecken örtlich sehr begrenzt und erst nach einer gewissen Oberflächenauflänge stattfindet, da die Neubildung von Turbulenzflecken durch die beruhigten Bereiche vorher gebildeter Turbulenzflecken unterdrückt wird. Die Turbulenzflecken entstehen dabei statistisch verteilt entlang der so definierten Linie in Schaufelhöhenrichtung. Mit dieser Annahme eines konzentrierten Umschlags (*concentrated breakdown*) kann der Einflußbereich der Punkte $P(x_{tr}, z, t)$ auf die o.g. Transitionslinie beschränkt werden und (3.55) wird zu

$$\gamma(P) = 1 - \exp \left(- \int_A g_{tr}(P_{tr}) dz_0 dt_0 \right), \quad (3.56)$$

mit g_{tr} als die Produktionsrate turbulenter Flecken pro Längeneinheit bei Transitionsbeginn und A der durch die Breite z des Einflußgebietes und der Zeit t aufgespannten Fläche. Mit den o.g. geometrischen Annahmen und konstanten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten U_{LE} und U_{TE} der Vorder- und Hinterkanten der Turbulenzflecken formuliert er weiter

$$\gamma(P) = 1 - \exp \left(- g_{tr} (x - x_{tr})^2 \left(\frac{1}{U_{TE}} - \frac{1}{U_{LE}} \right) \tan \alpha \right), \quad (3.57)$$

wobei α mit typischerweise 22° den halben Öffnungswinkel der Spur des Turbulenzflecks darstellt (vgl. Abb. 2.10).

Narashima (1985) findet als Ergebnis von Untersuchungen in Gleichdruckströmungen für den Quotienten

$$N = \frac{g_{tr} \sigma \delta_{2tr}^3}{v}, \quad (3.58)$$

einen konstanten Wert von $N = 0.7 \cdot 10^{-3}$ bei turbomaschinentypischen Turbulenzgraden, wobei der *spot area dependence factor* σ ein Maß für die von einem Turbulenzfleck überstrichene Fläche darstellt. Unter den genannten Voraussetzungen bzgl. des Einflußbereichs und den typischen Geschwindigkeiten erhält man die allgemeine Form von (3.56)

$$\gamma(P) = 1 - \exp\left(-g_{tr} \frac{\sigma(x - x_{tr})}{U_{\infty}}\right). \quad (3.59)$$

Ein Vergleich von (3.57) und (3.59) liefert unter den getroffenen geometrischen Annahmen

$$\sigma = \left(\frac{U_{\infty}}{U_{TE}} - \frac{U_{\infty}}{U_{LE}}\right)^{-1} \tan \alpha. \quad (3.60)$$

Die Formulierung der Produktionsrate turbulenter Flecken stellt den Kernpunkt eines solchen Intermittenzverfahrens dar. Für instationäre Anwendungen ist ein konstanter Wert für N zumindest fragwürdig. Addison und Hodson (1991) modifizierten daher (3.58) dahingehend, daß durch Verwendung des Thwaite'schen Druckparameters (3.50) Druckgradienten berücksichtigt werden

$$N = \frac{g_{tr} \sigma \delta_{2tr}^3}{v} = 0,7 \cdot 10^{-3} \exp(\max(-71,08\lambda, 0)). \quad (3.61)$$

Eine weitere Formulierung, in der zusätzlich der Turbulenzgrad der Zuströmung Tu_1 berücksichtigt wird, lautet (Gostelow et al. 1992)

$$N = \frac{g \sigma \delta_2}{v} = 0,86 \cdot 10 \exp(2,134\lambda \ln(Tu_1) - 59,23\lambda - 0,564 \ln(Tu_1)). \quad (3.62)$$

Mayle schlägt für Gleichdruckströmung zur Bestimmung der Produktionsrate

$$N_{k=0} = \frac{g_{tr} \sigma v^2}{U_{\infty}^3} = 1,5 \cdot 10^{-11} (Tu_1)^{7/4} \quad (3.63)$$

vor (Hodson, 1997) und bevorzugt zur Beschreibung des Druckgradienten den Beschleunigungsparameter

$$k = \frac{\lambda_{\delta_2}}{Re_{\delta_2}^2} = \frac{v}{U^2} \frac{dU}{dx}, \quad (3.64)$$

mit den entsprechenden Korrekturen für *beschleunigte* Strömung

$$\frac{g_{tr} \sigma v^2}{U^3} = N_{k=0} 10^{-0,8\sqrt{k}} \quad (3.65)$$

und *verzögerte* Strömung

$$\frac{g_{\text{tr}} \sigma v^2}{U^3} = N_{k=0} 10^{\alpha \sqrt{|k|}}. \quad (3.66)$$

Der Verlauf der Produktionsrate g in Abhängigkeit vom Beschleunigungsparameter k und des Korrekturparameters α ist in Abb. 3.6 dargestellt. Für den Fall abgelöster Strömung schlägt Mayle die Bestimmung der Produktionsrate nach

$$\frac{g_{\text{tr}} \sigma v^2}{U^3} = \frac{0,0000228}{\text{Re}_{\delta_{2,\text{sep}}}^{1,4}} \quad (3.67)$$

vor.

3.5 Beschreibung der eingesetzten Rechenverfahren

Im Folgenden werden die eingesetzten Rechenverfahren TRACE-U und UNSFLO mit der Erweiterung PUIM zur Berechnung periodisch instationärer, transistionaler Strömung in Turbomaschinen näher beschrieben.

3.5.1 TRACE-U

TRACE-U (*Turbomachinery Research Aerodynamic Computational Environment – Unsteady*) ist ein vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Köln entwickeltes zeitgenaues, parallelisiertes Strömungsrechenprogramm zur Berechnung der instationären Strömung in Verdichter- und Turbinenstufen (Engel, 1997, Eulitz, 2000). Die hier verwendete 2D-Variante des Programms löst die Reynolds-gemittelten Navier Stokes Gleichungen im rotierenden System für kompressible Gase auf blockstrukturierten Netzen.

Zu- und Abström-Randbedingungen sind als quasi-dreidimensionale, nicht-reflektierende Randbedingungen implementiert (Engel, 1997). Zur Berechnung einer stationären Startlösung arbeitet das Programm mit einem impliziten symmetrischen Gauß-Seidel-Verfahren erster Ordnung. In dieser Betriebsart wird keine Relativbewegung zwischen Rotor und Stator simuliert und Absolut- und Relativsystem sind ausschließlich durch die Übergabe der umfangsgemittelten Strömungsgrößen gekoppelt. Die Aus- und Eintrittsränder an der Schnittstelle von Rotor und Stator sind dann als Zu- und Abström-Randbedingungen formuliert (Nürnberg et al., 1999). Für die instationäre Rechnung wird ein explizites Vier-Schritt-Runge-Kutta-Verfahren eingesetzt. Die zeitgenaue Kopplung von Rotor- und Stator als gegeneinander bewegtes Relativ- und Absolutsystem erfolgt dann nach der Methode der verscherten Zellen (Giles, 1991).

3.5.1.1 Diskretisierungsverfahren

Die Diskretisierung der konvektiven Flüsse erfolgt nach einem TVD-Upwind-Flux-Difference-Splitting-Verfahren nach Roe (1981) in Kombination mit einer räumlich zweiter Ordnung genauen MUSCL-Extrapolation. Die numerische Flußfunktion wird hierbei in Abhängigkeit von den extrapolierten links- und rechtsseitigen Strömungszuständen von einem Steuerparameter κ formuliert. Über die geeignete Wahl dieses Parameters kann der Charakter der Diskretisierung eingestellt werden:

κ	Genauigkeit	Eigenschaft
1	2. Ordnung	zentral
1/3	3. Ordnung	leichter Upwindeinfluß
0	2. Ordnung	Upwindeinfluß
-1	2. Ordnung	Upwind

Die viskosen Terme werden über zentrale Differenzen zweiter Ordnung genau diskretisiert. Zur Erhöhung des maximal möglichen Zeitschritts ist eine Zweigittermethode implementiert, bei der mehrere Netzzellen mit hohem Streckungsverhältnis im Bereich der Grenzschicht in Wandnormalenrichtung zusammengefaßt werden, was wiederum eine deutliche Erhöhung des durch den kleinsten Netzzellenabstand vorgegebenen Zeitschrittlimits bewirkt und damit zu einer erheblichen Verkürzung der Rechenzeit beiträgt.

3.5.1.2 Turbulenz- und Transitionsmodellierung

Die Modellierung turbulenter Effekte erfolgt mit einer von Eulitz (2000) für die Berechnung instationärer Turbomaschinenströmung angepaßten und mit einer Fehlergenauigkeit zweiter Ordnung diskretisierten Low-Reynolds-Version des Spalart/Allmaras-Eingleichungs-Turbulenzmodells (1992). Die Anpassungen beziehen sich u.a. auf die Modellierung der viskosen Wanddämpfung, die so modifiziert wurde, daß die unter Nachlaufeinfluß am Grenzschichtrand auftretende Dämpfung der Wirbelviskosität vermieden wird und physikalisch korrektes asymptotisches Verhalten aufweist.

Die Low-Reynolds-Variante des SA-Turbulenzmodells lautet bei Verwendung der Einsteinschen Summenkonvention in dimensionloser Form (Eulitz, 2000)

$$\underbrace{\frac{D\tilde{v}}{Dt}}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{c_{b1}\tilde{S}\tilde{v}}_{\text{Produktion}} - \underbrace{\frac{c_{w1}}{\text{Re}_0}f_w\left(\frac{\tilde{v}}{d}\right)^2}_{\text{Wanddestruktion}} + \underbrace{\frac{1}{\text{Re}_0}\sigma\left\{\frac{\partial}{\partial x_i}\left((v+\tilde{v})\frac{\partial\tilde{v}}{\partial x_i}\right)+c_{b2}\frac{\partial\tilde{v}}{\partial x_i}\frac{\partial\tilde{v}}{\partial x_i}\right\}}_{\text{Diffusion}}, \quad (3.68)$$

mit Wandabstand d , Wandfunktion f_w , der Hilfsgröße \tilde{S} und den Konstanten c_{b1} , c_{b2} , c_{w1} und σ . Die Tilde kennzeichnet Größen aus der Low-Reynolds-Korrektur, die die Anwendbarkeit von (3.68) bis zur Wand ermöglicht. Beim SA-Eingleichungsturbulenzmodell wird die Viskosität selbst als Transportgröße modelliert. Die linke Seite von (3.68) stellt daher die substan-

tielle Ableitung von \tilde{v} dar, die rechte Seite enthält Terme, die Produktion, Vernichtung und Diffusion der Viskosität beschreiben. Der Zusammenhang mit der Wirbelviskosität μ_t (vgl. (3.27)) ist über die reine Rechengröße \tilde{v} durch die viskose Dämpfungsfunktion f_{v1} herstellbar:

$$\mu_t = \rho \nu_t = \rho f_{v1} \tilde{v}, \quad (3.69)$$

wobei mit der Dämpfungskonstanten c_{v1} gilt

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \text{ und } \chi = \frac{\tilde{v}}{\nu}. \quad (3.70)$$

Im Produktionsterm von (3.68) wird die Wirbelviskosität mit der Wirbelstärke der Reynolds-gemittelten Hauptströmung ω durch die Hilfsgröße \tilde{S} gebildet

$$\tilde{S} = |\omega| + \frac{1}{\text{Re}_0} \frac{\tilde{v}}{K^2 d^2} f_{v2} \text{ und } f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (3.71)$$

wobei f_{v2} wiederum eine weitere Dämpfungsfunktion darstellt.

Der Destruktionsterm wird ähnlich gebildet

$$f_w = g \left[\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right]^{\frac{1}{6}}, \text{ mit } g = r + c_{w2}(r^6 - r) \text{ und } r = \frac{1}{\text{Re}_0} \frac{\tilde{v}}{\tilde{S} K^2 d^2} \quad (3.72)$$

und c_{w2} und c_{w3} als weiteren Konstanten.

Das nach Drela modifizierte Transitionskriterium von Abu Ghannam und Shaw (3.52) arbeitet entweder als Schalter für den Produktionsterm P des Turbulenzmodells und definiert so einen diskreten Transitionspunkt über die Bedingung

$$\begin{aligned} \text{Re}_{\delta_2} < \text{Re}_{\delta_2,S} &\Rightarrow P = 0 \\ \text{Re}_{\delta_2} > \text{Re}_{\delta_2,S} &\Rightarrow P = c_{b1} \tilde{S} \tilde{v} \end{aligned} \quad (3.73)$$

oder es aktiviert in Abhängigkeit des Formparameters eine Rampenfunktion f_t

$$\begin{aligned} \text{Re}_{\delta_2} < \text{Re}_{\delta_2,S} &\Rightarrow f_t = 0 \\ \text{Re}_{\delta_2} > \text{Re}_{\delta_2,S} &\Rightarrow f_t = r^3 f_{t1} + (1-r) f_{t2} \end{aligned} \quad (3.74)$$

mit

$$f_{t1} = 0,15 H_{12}, \quad f_{t2} = 0,005 H_{12}^4, \quad r = \left[\min \left(2, \frac{\text{Re}_{\delta_2}}{\text{Re}_{\delta_2,S}} \right) - 1 \right], \quad (3.75)$$

die das Anwachsen des Produktionsterms P_{v_t} nach

$$\frac{DP_{v_t}}{Dt} = f_t(\tilde{v}|\omega - P_{v_t})|\omega| \quad (3.76)$$

steuert. Die rechte Seite von (3.76) stammt aus einer Transportgleichung für die Viskositätsproduktion unter Vernachlässigung des Diffusionsterms, die analog derer für die turbulente kinetische Energie k hergeleitet werden kann mit der Wirbelstärke der Reynolds-gemittelten Strömung $|\omega|$.

Zur Berücksichtigung der Freistromturbulenz formuliert Eulitz (2000) einen Produktionsterm, der über den von Mayle und Schulz (1996) beobachteten Zusammenhang des Turbulenzeintrags in die Grenzschicht durch äußere Druckschwankungen, eine zusätzliche Kopplung zum Freistromturbulenzgrad bewerkstelligt:

$$\text{Prod}_{\text{FSTI}}(\tilde{v}) = c_{\text{Tu}} \left[c_{\text{IF}} f_{v1} \sqrt{P_\infty \tilde{v} |\omega|} - \frac{c_{\text{WFI}}}{\text{Re}_0} \left(\frac{v_t}{d} \right)^2 \right] e^{-\frac{y}{\delta}} \quad (3.77)$$

$$\text{Prod}_{\text{FSTI}}(\tilde{v}) = c_{\text{Tu}} \left[c_{\text{IF}} f_{v1} \sqrt{P_\infty \tilde{v} |\omega|} - \frac{c_{\text{WFI}}}{\text{Re}_0} \left(\frac{v_t}{d} \right)^2 \right] e^{-\frac{y}{\delta}} \quad (3.78)$$

$$\text{mit } P_\infty = 0.3 \text{Re}_0 \frac{3}{2} (\text{Tu} \cdot U_\infty)^2, \quad (3.79)$$

$$\text{und } c_{\text{IF}} = 0,17, c_{\text{WFI}} = 0,42 c_{\text{W1}}, c_{\text{W1}} = 3,239.$$

f_{v1} ist hierbei die erwähnte nach Eulitz modifizierte Dämpfungsfunktion zur Gewährleistung asymptotischen Verhaltens des Modells am Grenzschichttrand. Die Konstante c_{W1} stammt aus einer High-Reynolds-Formulierung des SA-Modells, c_{Tu} dient als Kalibrierkonstante.

3.5.2 UNSFLO / PUIM

UNSFLO (Giles, 1991) ist ein Programm zur zweidimensionalen Berechnung von Potentialeffekten der Rotor/Stator-Wechselwirkung. Es werden dabei im Hauptströmungsgebiet die instationären Euler-Gleichungen gelöst und nur in einem separaten Lösungsgebiet, das die Schaufeln der Stufe in ihrer unmittelbaren Umgebung umschließt, die instationären RANS-Gleichungen. Diese Aufteilung des Strömungsgebietes hat zur Folge, daß die turbulenten Größen des Nachlaufs einer Schaufel an der Grenze zum Hauptströmungsgebiet nicht an dieses übergeben werden, um dann konvektiv in die nachfolgende Schaufelreihe weiter transportiert werden zu können. Auf diese Weise wird zwar der Transport des Totaldruck- und Geschwindigkeitsdefizits bewerkstelligt, die viskosen Eigenschaften der Nachlaufströmung und deren Wechselwirkung mit der Grenzschichtentwicklung der nachfolgenden Schaufeln können jedoch nicht erfaßt werden.

Das Programm bietet unterschiedlich Möglichkeiten, eine Stator/Rotor-Konfiguration zur Erfassung der Potentialeffekte zu modellieren:

- (a) Ruhendes Absolut- und relativ dazu bewegtes Relativsystem (Stator/Rotor, UNSFLO-Terminologie: STAROT), die nach der Methode der verscherten Zellen miteinander gekoppelt sind,
- (b) Vorgabe eines periodisch instationären Geschwindigkeitsdefizits in Form einer Rechteck-, Sinus- oder Gauß-Funktion als Eintrittsrandbedingung (Addison und Hodson, 1990) für den Rotor (Wake-Rotor, UNSFLO-Terminologie: WAKROT).

Da mit UNSFLO die Hauptströmung außerhalb der Grenzschicht ausschließlich mit einem Euler-Verfahren berechnet wird, ist es, wie gezeigt wird, nicht geeignet, die Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion hinreichend genau abzubilden, da die Information über die viskosen Größen der Nachlaufströmung im Zwischenstufengebiet verloren gehen. Das Programm PUIM (Prescribed Unsteady Intermittency Module) stellt eine Erweiterung des Programms dar, das, ausgehend von einer stationären UNSFLO-Lösung des Strömungsfelds in einer Schaufelpassage, eine Intermittenzverteilung erzeugt, die den Einfluß eines vorgegebenen Zuströmturbulenzgradprofils auf die Grenzschichtentwicklung wiedergibt. Dieses, den Nachlauf der stromauf liegenden Schaufelreihe beschreibende Turbulenzgradprofil, trifft unter der Annahme eingefrorener Turbulenz (*frozen turbulence assumption*) und entsprechend seiner Nachlaufkinematik bzgl. der Hauptströmung auf die Schaufel. Mit PUIM wird daraus eine periodisch instationäre Intermittenzverteilung berechnet, die durch die Anwendung der Transitionskriterien nach Abu Ghannam und Shaw oder nach Mayle in Kombination mit Formulierungen für die Produktionsrate turbulenter Flecken sowie weiterer Annahmen bestimmt wird. Diese dient als Eingabe für die anschließende instationäre Berechnung der transitionalen Grenzschichtströmung mit UNSFLO.

3.5.2.1 Diskretisierungsverfahren

Die unterschiedliche numerische Behandlung von Haupt- und Grenzschichtströmung macht eine getrennte Diskretisierung des verwendeten Gleichungssystems für die jeweiligen Rechengebiete notwendig (Hybrid-Ansatz):

- zweiter Ordnung genaues Lax-Wendroff-Schema nach Ni (1981) im Hauptströmungsgebiet,
- ADI (Alternate Direction Implicit) - Schema nach Beam und Warming (1978) mit UPWIND-flux-difference-splitting nach Roe (1986) in den Grenzschichtbereichen.

Das für die Berechnung der instationären Euler-Gleichungen eingesetzte Lax-Wendroff-Schema hat den Vorteil einer sehr einfachen Implementierung für unstrukturierte Netze und kann sowohl als quadrilateraler Algorithmus auf rechteckigen Netzen, als auch triangular auf Dreieckselementen entwickelt werden. Zur Konvergenzbeschleunigung wird *local time-stepping* eingesetzt und zur Glättung numerischer Schwankungen bei Verdichtungsstößen ist

Second Difference Shock Smoothing nach Ni (1981) und für hochfrequente Oszillationen eine Dämpfung vierter Ordnung implementiert.

In den jeweiligen feste Oberflächen umschließenden O-Blöcken (Schaufel, Stab) werden die zeitgenauen Navier-Stokes-Gleichungen in einer High-Reynolds Näherung mit einem *UPWIND-flux-difference-splitting* Verfahren nach Roe (1981) gelöst.

3.5.2.2 Turbulenzmodellierung

Zur Beschreibung turbulenter Effekte kommt in UNSFLO das algebraische Zweischichten-Model von Cebeci und Smith zum Einsatz. Zur Vermeidung sehr kleiner Netzpunktabstände in Wandnähe wird das Wandgesetz von Spalding (1964) zur Berechnung der Wandschubspannung für den wandnächsten Netzpunkt verwendet:

$$y^+ = u^+ + e^{-\kappa B} \left(e^{\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \frac{1}{2} (\kappa u^+)^2 - \frac{1}{6} (\kappa u^+)^3 \right) \quad (3.80)$$

mit den Konstanten $\kappa = 0,4$ und $B = 5,5$. Für sehr kleine (a) und sehr große Werte (b) der Schubspannung τ gilt

$$\begin{aligned} y^+ \approx u^+ &\Rightarrow \tau_w \approx \frac{\mu_w u}{y} & (a) \\ y^+ \approx e^{-\kappa B} e^{\kappa u^+} &\Rightarrow u^+ \approx B + \frac{1}{\kappa} \log y^+, & (b) \end{aligned} \quad (3.81)$$

wobei (a) den laminaren Fall und (b) das logarithmische Wandgesetz beschreibt. Die Formulierung nach Spalding beinhaltet folglich beide Grenzwerte von (3.80) und ist auch für abgelöste Strömungen gültig (Giles, 1991).

3.5.2.3 Simulation der Nachlaufwirkung und Transitionsmodellierung mit PUIM

Das Programm PUIM arbeitet nach der Art eines Preprocessors und berechnet für eine stationäre Lösung des Strömungsfelds die instationäre Intermittenzverteilung auf der Basis der Theorie nach Emmons nach Gl. (3.55) und (3.59) und den Erweiterungen für die Produktionsrate nach Gl. (3.61) - (3.67). Die hierfür notwendigen Eingabeparameter sind:

- (a) reduzierte Dellenfrequenz f_{red} ,
- (b) Zuströmturbulenzgradverteilung $Tu_1(t/T)$ bzw. Parameter zu deren Modellierung,
- (c) LE- und TE-Geschwindigkeiten der Turbulenzflecken.

Zu (a): für den Fall der Nachlaufsimulation mit Stäben ist die reduzierte Frequenz, die das Geschwindigkeitsdreieck in der Zuströmung unter Berücksichtigung der Nachlaufriechung mit der Stabgeschwindigkeit u_{Stab} , der axialen Schauffellänge l_{ax} , der mittleren Abströmgeschwindigkeit c_2 und der Stabteilung t_{Stab} festlegt, wie folgt definiert:

$$f_{\text{red}} = \frac{u_{\text{Stab}} l_{\text{ax}}}{t_{\text{Stab}} c_2} \quad (3.82)$$

Durch (3.82) ist mit der bekannten stationären Lösung des Strömungsfelds und dem Eintrittswinkel des Nachlaufs aus dem Geschwindigkeitsdreieck der Zuströmung die Kinematik der Nachlaufdele vollständig beschrieben (Abb. 3.7). Sie ist der Strouhalzahl

$$Sr = \frac{u_{\text{Stab}} l}{t_{\text{Stab}} c_{\text{ax}}}, \quad (3.83)$$

die zur Beschreibung der Stabgeschwindigkeit in der Messung verwendet wird, ähnlich. Beide Größen sind daher leicht ineinander überführbar.

Zu (b): durch entsprechende Variation von Stabgeschwindigkeit u_{Stab} und Stabteilung t_{Stab} ist es möglich, eine bestimmte reduzierte Frequenz oder Strouhal-Zahl durch unterschiedliche Kombinationen dieser beiden Größen darzustellen. Da die Wahl dieser beiden Stabparameter großen Einfluß auf die resultierende Turbulenzgradverteilung hat, ist es nicht ausreichend, je eine Verteilung für die Turbulenz für alle Stabgeschwindigkeiten bereitzustellen, denn durch die in (3.82) festgelegte Definition ist noch kein Unterschied zwischen einer Konfiguration mit bspw. $t_{\text{Stab}}=80\text{mm}$ und $u_{\text{Stab}}=20\text{m/s}$ oder $t_{\text{Stab}}=40\text{mm}$ und $u_{\text{Stab}}=10\text{m/s}$ gegeben (Tab. 4.3). Dieser wird erst durch die, auf die Stabdurchgangsperiode normierte Turbulenzgradverteilung hergestellt, die neben einem für diesen Fall deutlich schlankeren Maximum auch einen erheblich niedrigeren Grundturbulenzgrad aufgrund des vergrößerten ungestörten Bereichs zwischen den Stäben aufweist (Abb. 3.8).

Zu (c): aus Messungen sind die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Vorder- und Hinterkante der turbulenten Flecken in bestimmten Grenzen bekannt (s. Kapitel 3.1) und können hier frei gewählt werden. Die Werte aus diesen Messungen weisen jedoch eine relativ große Schwankungsbreite auf. Zur Ermittlung dieser Größen müssen sowohl die Vorder- und Hinterkantengeschwindigkeiten der Turbulenzflecken, als auch der stationär formulierte Öffnungswinkel beruhigter Bereiche α und der Faktor für den Einflußbereich σ aus Gl. (3.61) entsprechend angepaßt werden (Gostelow et al., 1992):

$$\alpha = 4,0 + \left(\frac{22,14}{0,79 + 2,72 \exp(47,63\lambda_{\delta_2})} \right) \quad (3.84)$$

$$\sigma = 0,03 + \left(\frac{0,37}{0,48 + 3 \exp(52,9\lambda_{\delta_2})} \right) \quad (3.85)$$

Das stationäre Geschwindigkeitsverhältnis für beruhigte Bereiche wird bestimmt mit

$$\left(\frac{U_{\text{calm}}}{U_{\infty}} \right)_{\text{ref}} = \frac{1}{\frac{\sigma_{\text{ref}}}{\tan \alpha_{\text{ref}}} + \frac{U_{\infty}}{U_{\text{LE}}}} \quad (3.86)$$

und mit $\alpha_{\text{ref}} = 4,0 + \left(\frac{22,14}{0,79 + 2,72} \right)$, $\sigma_{\text{ref}} = 0,03 + \left(\frac{0,37}{0,48 + 3} \right)$ und der als konstant angenommenen LE-Geschwindigkeit $\frac{U_{\text{LE}}}{U_{\infty}} = 0,88$ zu

$$\left(\frac{U_{\text{calm}}}{U_{\infty}} \right)_{\text{ref}} = 0,30. \quad (3.87)$$

Die instationäre TE-Geschwindigkeit der Turbulenzflecken ist

$$\frac{U_{\text{TE}}}{U_{\infty}} = \frac{1}{\frac{\sigma}{\tan \alpha} + \frac{U_{\infty}}{U_{\text{LE}}}}. \quad (3.88)$$

Damit läßt sich die Geschwindigkeit der beruhigten Bereiche mit

$$\frac{U_{\text{calm}}}{U_{\infty}} = \left(\frac{U_{\text{TE}}}{U_{\infty}} \right) \left(\frac{U_{\text{calm}}}{U_{\infty}} \right)_{\text{ref}} / \left(\frac{U_{\text{TE}}}{U_{\infty}} \right)_{\text{ref}} \quad (3.89)$$

bestimmen (Hodson, 1997). Der Öffnungswinkel des beruhigten Bereichs α kann schließlich mit der vereinfachten Form des Turbulenzflecks nach Chen und Tyson (1971) im Bezug auf die Geschwindigkeit der Hinterkante des Fleckens bezogen werden:

$$\tan \alpha_{\text{calm}} = \tan \alpha \left(\frac{U_{\text{TE}}}{U_{\infty}} \right) / \left(\frac{U_{\text{calm}}}{U_{\infty}} \right). \quad (3.90)$$

Zur Bestimmung des turbulenten Umschlags sind in PUIM wahlweise die Transitionskriterien nach Abu Ghannam und Shaw (3.48) bis (3.51) und Mayle (3.53) verfügbar. Mit ihnen wird der Beginn der Produktion turbulenter Viskosität durch die Produktionsrate turbulenter Flecken bestimmt, die nach der Vorschrift der Theorie des *concentrated* oder *continuous breakdown* erfolgen kann. Im Fall des *continuous breakdown* folgt das Anwachsen der Intermittenz $\gamma(s,t)$ von 0 auf 1 einem S-förmigen, rampenartigen Verlauf in Strömungsrichtung (Abb. 3.9), der in realita nur für verzögerte Strömung merklich von dem des *concentrated breakdown* abweicht (Mayle, 1991). Die hieraus resultierende Abweichung von <1%, bezogen auf die Gesamtlänge der Oberfläche, kann in der Praxis vernachlässigt werden, zumal für stärker beschleunigte Strömungen der Unterschied zwischen den beiden Annahmen verschwindet (Hodson, 1997). Lediglich für Strömungen ohne Druckgradient ist ein merklicher Unterschied feststellbar.

3.5.2.4 Modellierung beruhigter Bereiche

Durch die Verwendung der *concentrated breakdown*-Hypothese im stationären Fall wird der Effekt beruhigter Bereiche, d.h. die Unterdrückung der Neuentstehung turbulenter Flecken

stromab des Transitionspunkts, bereits durch die triviale Voraussetzung berücksichtigt, daß stromauf und stromab des Startpunkts für die Produktion turbulenter Bereiche diese gleich null ist. Im Fall der nachlaufinduzierten Bypass-Transition ist dies nicht der Fall, da sich in einem instationären Strömungsfeld zu jeder Zeit an unterschiedlichen Orten turbulente Bereiche bilden können (s. Kap. 3.1). Das hat zur Folge, daß der Einflußbereich eines beliebigen Punktes durchaus innerhalb der beruhigten Bereiche anderweitig erzeugter Turbulenzflecke liegen kann. Schulte und Hodson (1997) berücksichtigen auch diese beruhigten Bereiche durch die Erweiterung des Einflußgebietes und damit der Integrationsgrenzen in (3.55) durch

$$\gamma_{\text{calm}}(\mathbf{P}) = 1 - \exp \left[- \int_{\mathbf{V}+\mathbf{W}} \mathbf{g}(\mathbf{P}_0) d\mathbf{V}_0 \right]. \quad (3.91)$$

Der durch die Punkte PDBCE in Abb. 3.5 eingeschlossene, erweiterte Einflußbereich \mathbf{W} enthält nun auch die Bereiche, die Ursprung eines Turbulenzflecks sein könnten und deren beruhigter Bereich wiederum $\mathbf{P}(x,z,t)$ hätte überstreichen können. Die korrigierte Produktionsrate kann allgemein durch

$$\mathbf{g}_{\text{corrected}}(\mathbf{P}_0) = (1 - \gamma_{\text{calm}}(\mathbf{P}_0))\mathbf{g}(\mathbf{P}_0) \quad (3.92)$$

beschrieben werden. Da sich die Turbulenzflecken ausschließlich stromab weiterbewegen können, braucht zur Bestimmung von $\mathbf{g}_{\text{corrected}}$ nur der Einfluß stromaufliegender Bereiche berücksichtigt werden (Hodson, 1997). Die Intermittenz unter Berücksichtigung beruhigter Bereiche wird in PUIM daher mit

$$\gamma(\mathbf{P}) = 1 - \exp \left[- \int_{\mathbf{V}} \mathbf{g}_{\text{corrected}}(\mathbf{P}_0) d\mathbf{V}_0 \right] \quad (3.93)$$

berechnet.

4 Berechnung der zweidimensionalen Gitterströmung unter dem Einfluß von Nachlaufdellen und Vergleich mit Meßergebnissen

Die Nachrechnung der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion in Verdichter- und Turbinenschaufelgittern im Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanals (HGK) der Universität der Bundeswehr in München erfordert, bei eingebautem Erzeuger instationärer Zuströmbedingungen (EIZ), große Sorgfalt hinsichtlich der numerischen Modellierung der experimentellen Anordnung und der zeitlichen (Zeitskalen) und räumlichen (Längenskalen) Auflösung des numerisch abzubildenden Gebiets. Die genaue Kenntnis der Details des experimentellen Aufbaus erweist sich als dringend erforderlich, um die damit experimentell ermittelten Vorgaben als Randbedingungen für die eingesetzten numerischen Verfahren verwenden und die Schaufelbelastung in einem bestimmten Betriebspunkt entsprechend anpassen zu können.

4.1 Experimenteller Aufbau

Der HGK (Abb. 4.1) ist ein Gitterwindkanal, der die unabhängige Variation der Mach- und Reynoldszahl durch Variation von Druck und Temperatur innerhalb einer evakuierbaren Tonne, in der sich die gesamte Anordnung befindet, ermöglicht (Scholz und Hopkes, 1959, Sturm und Fottner, 1985). Es lassen sich somit Messungen unter turbomaschinenähnlichen Bedingungen durchführen, was die Übertragbarkeit von Ergebnissen aus Messungen am Schaufelgitter auf die realen Verhältnisse von Turbomaschinenbeschaufelungen gewährleistet.

Zur Simulation der Rotor/Stator-Interaktion werden durch bewegte zylindrische Stäbe von zwei Millimetern Durchmesser Schaufelnachläufe simuliert (Abb. 4.2) (Acton und Fottner, 1996). Diese Nachläufe sind denen von Schaufeln gleichen Widerstandsbeiwerts ähnlich und daher für realitätsnahe Untersuchungen geeignet (Pfeil et al. 1975). Die Stäbe sind in einem Abstand von 40mm bzw. 80mm in einem umlaufenden Zahnriemen montiert. Durch Variation der Stabteilung t_{Stab} und der Umlaufgeschwindigkeit der Stäbe u_{Stab} ist es möglich, unterschiedliche Strouhalzahlen zu erzeugen. Die maximale Geschwindigkeit ist durch die Festigkeit der Zylinderstäbe auf 40m/s beschränkt, wodurch sich bspw. im Fall des Turbinengitters T115 bei einer Reynoldszahl von $Re_{2\text{th}} = 100.000$ mit $t_{\text{Stab}}=40\text{mm}$ bei $u_{\text{Stab}}=40\text{m/s}$ und einer Sehnenlänge der Schaufel $l=100\text{mm}$ eine maximale Strouhalzahl von $Sr=1,05$ ergibt. Dieser Wert ist durchaus turbomaschinentypisch, die mit dieser Anordnung erreichbare Lieferzahl φ ist jedoch mit Werten von typischerweise 3,5 um ca. den Faktor 3 größer als in der realen Maschine. Das sich ergebende Geschwindigkeitsdreieck aus absoluter Zuströmgeschwindigkeit c_1 und der Nachlaufrichtung $w_{\text{Stabnachlauf}}$ weicht daher selbst bei maximal zulässiger Stabgeschwindigkeit von den realen Verhältnisse in einer Turbomaschine deutlich ab (Abb. 3.7).

Um eine bestimmte Abströmbedingung vom Schaufelgitter einzustellen, werden in der Zuströmung stromauf der Gittereintrittsebene Totaltemperatur T_{tVk} , Totaldruck p_{t1} und statischer

Druck p_1 und im Abstand $x/l_{ax}=1,5$ stromab die Umfangsverteilung von Totaldruck p_{t2u} , statischer Druck p_{2u} , sowie der Abströmwinkel β_{2u} gemessen. Aus den Nachlaufmeßgrößen werden die integralen Beurteilungsparameter der Schaufelgitterströmung bestimmt. Die daraus gewonnenen integralen Beurteilungsparameter sind der Profilverlustbeiwert der Turbine

$$\omega_T = \frac{p_{t1} - p_{t2}}{p_{t1} - p_k} \quad (4.1)$$

mit dem Kammerdruck der Tonne p_k und der des Verdichters

$$\omega_V = \frac{p_{t1} - p_{t2}}{p_{t1} - p_1} \quad (4.2)$$

sowie das axiale Stromdichteverhältnis

$$\Omega = \frac{\rho_2 w_2 \sin \beta_2}{\rho_1 w_1 \sin \beta_1}. \quad (4.3)$$

Die gemessenen lokalen statischen Profildrucke p_x werden zur Berechnung der isentropen Profil-Machzahl $Ma_{is,x}$ herangezogen:

$$Ma_{is,x} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_{t1}}{p_x} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]}. \quad (4.4)$$

Bei eingebautem EIZ können aufgrund der Einbausituation die Zuströmgrößen p_{t1} und p_1 nicht zwischen Stab- und Gittereintrittsebene gemessen werden, sondern nur stromauf der Stäbe. Ein mit diesen Größen berechneter Totaldruckverlustbeiwert enthält jedoch sowohl die Druckverluste des Schaufelgitters, als auch die der Stäbe bei instationärer Zuströmung. Um die Verteilung der isentropen Machzahl und damit die Belastung des Gitters bestimmen zu können, muß der, um die Stabverluste korrigierte Zuströmtotaldruck verwendet werden. Es wird daher ein Abgleich der Art durchgeführt, daß das Druckniveau aus einer Nachlaufmessung eines Stabes mit dem einer instationären Gittermessung verglichen und der bestehende Unterschied als Totaldruck-Offset vom gemessenen Zuströmtotaldruck bei instationärer Zuströmung abgezogen wird.

Zur Untersuchung der instationären Grenzschichtentwicklung wird Dünnschichtmeßtechnik eingesetzt. Damit ist die indirekte Messung der lokalen Wandschubspannung und somit die Bestimmung des Umschlagpunktes auch bei Transition über eine laminare Ablöseblase möglich. Der Transitionspunkt kann direkt aus dem Wechselspannungsanteil der Anemometerspannungen ermittelt werden. Der Gleichspannungsanteil des Anemometersignals E_M repräsentiert mit guter Näherung die Wandschubspannung

$$\frac{E_M - E_0}{E_0} \sim \tau_w, \quad (4.5)$$

mit der bei ruhender Strömung ermittelten Nullspannung E_0 und eignet sich somit sehr gut zum Vergleich mit gerechneten Schubspannungsverteilungen. Die normierte mittlere quadratische Abweichung (RMS) des Signals

$$\frac{1}{E_0} \cdot \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{j=1}^N (E_j - \bar{E})^2} \sim k \quad (4.6)$$

entspricht den stochastischen Schwankungen in der Grenzschicht und ist vergleichbar mit dem jeweiligen lokalen Maximum der numerisch ermittelten turbulenten kinetischen Energie in der Grenzschicht k , welches aus der Bradshaw-Beziehung

$$ak = v_t \omega \quad (a = 0,3) \quad (4.7)$$

mit der Wirbelstärke ω näherungsweise berechnet werden kann.

Niedrige Schwankungswerte kennzeichnen eine laminare und hohe eine turbulente Grenzschicht. Der Transitionsbereich ist durch ein ausgeprägtes Maximum in der RMS-Verteilung gekennzeichnet, eine Ablöseblase durch ein lokales Maximum bzw. ein Plateau (Abb. 4.3).

Zusätzliche Information liefert die Schiefe oder Moment 3. Ordnung des ensembledemittelten Anemometersignals, die den Transitionspunkt als Nulldurchgang kennzeichnet und zusätzlich Informationen über relaminarisierende Grenzschichtströmung liefern kann:

$$\mu_3(t) = \frac{1}{(\bar{E}(t))^3} \cdot \frac{1}{N-1} \cdot \sum_{j=1}^N (E_j(t) - \bar{E}(t))^3 \sim H_{12}. \quad (4.8)$$

Für deren Vergleich mit Ergebnissen der Rechnung bietet sich der Vergleich mit dem Formparameter H_{12} an.

4.2 Modellierung der Anordnung HGK/EIZ

Eine wichtige Bedingung für die Berechnung der Rotor/Stator-Interaktion ist die Periodizität des Strömungsproblems in Umfangsrichtung sowohl bzgl. zeitlicher als auch geometrischer Gegebenheiten. Beides ist für Turbomaschinenstufen aufgrund des rotationssymmetrischen Aufbaus erfüllt und die Berechnung der instationären Strömung prinzipiell möglich. Eine Beschränkung für die Durchführbarkeit der Simulation in der Praxis stellt die Mindestanzahl der zu modellierenden Schaufelpassagen dar, die nötig ist, um ein periodisches und in radialer Richtung in sich geschlossenes Rechengebiet zu erhalten. Ein ganzzahliges Schaufelzahlverhältnis $N_{\text{Rotor}}/N_{\text{Stator}}$ stellt den einfachsten Fall dar, ist jedoch in der Praxis nur sehr selten anzutreffen. Es müssen daher jeweils so viele Passagen modelliert werden, bis das kleinste gemeinsame ganzzahlige Vielfache der jeweils links- und rechtsseitigen Teilung erreicht ist.

Meist ist jedoch eine entsprechende Unterteilung des Gesamtumfangs einer Stufe nicht möglich und man ist gezwungen, das Gitter über den gesamten Umfang zu modellieren. Giles (1991) schlägt die Methode der *Time Inclined Computational Planes* vor, die es ermöglicht, trotz unterschiedlicher Teilung von Rotor und Stator, durch Transformation der Variable Zeit in eine „Pseudozeit“, mit nur jeweils einer modellierten Teilung, die instationäre Strömung über ein beliebiges Teilungsverhältnis hinweg physikalisch zeitgenau zu berechnen.

Eine wesentlich einfachere Methode besteht darin, die realen Verhältnisse dahingehend zu vereinfachen, daß, ausgehend vom bestehenden Schaufelzahlverhältnis, das nächstbeste zur Vereinfachung geeignete Verhältnis gewählt und ein Teil der Stufe proportional skaliert wird, um die gewünschte Periodizität zu erreichen. Da sich hierbei für einen betrachteten Betriebspunkt jedoch der Belastungszustand der skalierten Schaufel verändert, ist dieses Verfahren nur für relativ kleine Skalierungsfaktoren und sinnvollerweise nur für die Schaufel geeignet, die nicht im Detail untersucht werden soll.

Im vorliegenden Fall der Simulation der Nachlaufströmung mit Stäben kommt es aufgrund der nicht vorhandenen stromauffliegenden *Schaufelpassage* zu keiner nennenswerten potentialtheoretischen Wechselwirkung mit der nachfolgenden Schaufelreihe, wodurch sich eine Skalierung des Stabdurchmessers erübrigt. Tab. 4.2 enthält die Skalierungsverhältnisse der Teilungen von Stäben und Schaufelgittern für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen. Die erhöhte Abweichung vom realen Stabteilungsverhältnis für das Turbinengitter T106-D bei Modellierung von nur einer Schaufelpassage (t40) wurde in Kauf genommen, da für das nächstbeste Teilungsverhältnis von fünf Stab- zu zwei Schaufelteilungen das Rechengelände sich nahezu verdoppelt hätte und mit den zur Verfügung stehenden Ressourcen eine sinnvolle Bearbeitung nicht möglich gewesen wäre.

Um bei der Simulation instationärer Strömungsvorgänge Zeitkonsistenz zu gewährleisten, muß eine konstante Zeitschrittweite verwendet und diese, zur Vermeidung unnötig hoher Rechenzeiten, vor Beginn der Rechnung sinnvoll abgeschätzt werden. Um eine Stabdurchgangsperiode mit möglichst wenig Einzelschritten auflösen zu können, ist man bestrebt, den Zeitschritt so groß zu wählen, wie es das Stabilitätskriterium des Diskretisierungsschemas erlaubt, was in der Praxis so aussieht, daß der Anwender unter Beachtung der maximal möglichen CFL-Zahl den Zeitschritt so hoch setzt, daß das Verfahren gerade noch konvergiert. Der so gefundene numerisch maximal verträgliche Wert ist jedoch u.U. zu groß, um im Strömungsfeld vorhandene kleine deterministische Skalen, z.B. die Wirbelstruktur einer von Karman'schen Wirbelstraße, aufzulösen. Eine Abschätzung nach Abb. 4.4 für das Turbinengitter T115 liefert

$$\text{Re}_{\text{Stab}} = \frac{|\bar{U}_{\infty}|d}{\nu} = 1670 \quad (4.9)$$

mit $|\vec{U}_\infty| = 145 \text{ m/s}$ und $d = 0,002 \text{ m}$. Nach Schlichting (1965) ergibt sich für diesen Fall ein konstanter Wert für die Strouhalzahl von $Sr = 0,21$ (Abb. 4.5). Aus der Definition der Strouhalzahl folgt für die Frequenz der abgehenden Wirbel

$$f = \frac{Sr |\vec{U}_\infty|}{d} = 15225 \text{ Hz} . \quad (4.10)$$

Mit der aus Abb. 4.4 graphisch ermittelten „Wellenlänge“ der Stromlinie in der Von Karman-schen Wirbelstraße von ca. $\lambda = 0,009 \dots 0,01 \text{ m}$ folgt

$$f = \frac{|\vec{U}_\infty|}{\lambda} = 14.500 \dots 16.110 \text{ Hz} \quad (4.11)$$

und bestätigt den mit (4.10) ermittelten Wert.

Eine Abschätzung des für die Auflösung dieser Frequenzen notwendigen Zeitschritts liefert bei einer Stabgeschwindigkeit von $u_{\text{Stab}} = 30 \text{ m/s}$ und einer Teilung von $t_{\text{Schaufel}} = 0,0859 \text{ m}$ eine Stabdurchgangsperiode von $\hat{p} = \frac{0,08487 \text{ m}}{30 \text{ m/s}} = 0,00283 \text{ s}$. In dieser Zeit wird ein Wirbelelement um die Strecke $\Delta s = \hat{p} |\vec{U}_\infty| = 0,41 \text{ m}$ konvektiv transportiert, was in etwa der Ausdehnung des Rechengebiets entspricht, und führt dabei ca. 40 Schwingungen aus. Bei einer Auflösung eines Stabdurchgangsperiode \hat{p} in 64 Einzelschritten, wird pro Schritt weniger als eine Schwingung ausgeführt. Unter den o.g. kinematischen Gegebenheiten wird aus Stabilitätsgründen ein Einzelschritt typischerweise mit ca. 300 Zeitschritten aufgelöst, womit sich eine „Samplingfrequenz“ von 7240 kHz ergibt. Das bedeutet, daß jede Schwingung mit ca. 400 Zeitschritten aufgelöst wird, was zur Auflösung auch der kleinsten deterministischen Skalen ausreicht.

4.3 Bestimmung der Randbedingungen bei eingebautem EIZ

Zur Durchführung instationärer Untersuchungen sind stationäre Rechnungen im Vorfeld unverzichtbar, da zeitgenaue Rechnungen eine sehr gute Initialisierung basierend auf einer stationären Lösung benötigen. Aufgrund einiger Besonderheiten der untersuchten Meßstrecke des HGK bei eingebautem EIZ ist darüber hinaus die Ermittlung der korrekten Randbedingungen für Zuströmwinkel β_1 , Druckverhältnis p_2/p_{t1} , Zuströmturbulenzgrad Tu_1 sowie die Stromröhrenkontraktion durch numerische Voruntersuchungen im Vorfeld erforderlich.

Der Grund hierfür liegt an der Schnittstelle zwischen Meßstreckenende und Gittereintritt. Hier gibt es einen durch den Versuchsaufbau bedingten Spalt, der das Vorbeiführen der Stäbe in der Gittereintrittsebene ermöglicht. Dort bildet sich eine Leckageströmung aus, bei der, je nach eingebautem Gitter, ein erheblicher Luftmassenstrom ein- (Verdichter) oder austritt (Turbine) (Abb. 4.2) und die Zuströmung des Gitters stark beeinflusst: im Vergleich zur stationären Messung ohne EIZ-Einbau ändert sich sowohl der Zuströmwinkel β_1 , als auch der effektive Zuströmtotaldruck p_{t1} bei sonst identischen Kanaleinstellungen mit eingebautem EIZ.

Verläufe der isentropen Machzahl aus stationären Messungen ohne EIZ, bei denen der Einbauwinkel mit dem Zuströmwinkel übereinstimmt ($\beta_{1,\text{geo}} = \beta_1$) und solche bei eingebautem EIZ, zeigen eine Zuströmwinkeländerungen von bis zu -2° bei dem Verdichtergitter und $+5^\circ$ bei den eingesetzten Turbinengittern (Abb. 4.6). Da in der 2D-Simulation dieser Massenstromverlust nicht berücksichtigt werden kann, muß der Zuströmwinkel entsprechend angepaßt werden. Bei instationärer Zuströmung wird im Fall des Turbinengitterträgers T115 Übereinstimmung mit der Messung gar erst bei einem um 7° erhöhten Zuströmwinkel β_1 im Vergleich zum Einbauwinkel $\beta_{1,\text{geo}}$ erreicht. Aufgrund des stark angestellten Gittereinbaus tritt der Leckagestrom an der Deckenwand der Meßstrecke vor und am Boden der Anlage hinter dem Meßpunkt für den Zuströmtotaldruck ein bzw. aus. Dieses bewirkt zusätzlich, daß entweder die Druck- oder die Saugseite mit exakt der Druckverteilung wiedergegeben werden kann, die in der Messung ohne EIZ-Einbau bestimmt wurde, was ebenfalls aus Abb. 4.6 ersichtlich wird. Dieser Effekt schwächt sich jedoch mit zunehmender Schaufelanzahl ab und daher ist dieses Verhalten im hier durchgeführten Vergleich mit bis zu sieben Schaufeln je Gitterträger bei den berechneten Schaufelgittern z.T. in nur geringem Maß erkennbar. Darüber hinaus sind aufgrund des teilweise sehr niedrigen Kammerdrucks und der damit verbundenen großen relativen Meßfehler in Verbindung mit der angesprochenen Leckluft-Problematik die aus Meßprotokollen verfügbaren Angaben des Totaldruckes in der Zuströmung nur als Anhaltswerte für die Ermittlung der numerischen Randbedingungen zu sehen. Um den Betriebspunkt in der Rechnung korrekt einstellen zu können, muß diese Größe jedoch in einem sehr engen Bereich vorgegeben und daher iterativ im Vorfeld ermittelt werden.

Die Bestimmung der Turbulenz in der Zuströmung spielt bei Untersuchungen des laminar/turbulenten Umschlags von Grenzschichten eine entscheidende Rolle (vgl. Kap.3.4). Da jedoch auch diese vielmehr eine Einstell- als eine Rechengröße für das Rechenverfahren darstellt, und da Turbulenz nicht vollständig durch den Turbulenzgrad allein beschrieben werden kann, können Meßwerte des Zuströmturbulenzgrads auch hier nur als Anhaltswerte betrachtet werden.

Die genaue Bestimmung der Stromröhrenkontraktion ist von großer Bedeutung, wie aus Abb. 4.7 am Beispiel des Verdichtergitters V111 deutlich wird. Die Beschleunigung der Strömung im Mittelschnitt aufgrund der Sekundärströmungseffekte im Seitenwandbereich und der daraus resultierenden Verengung des Strömungskanals muß bei zweidimensionalen Rechnungen durch eine entsprechend implementierte Funktion berücksichtigt werden. Da auch dieser Wert nicht direkt aus dem Meßprotokoll übertragbar ist, muß auch dieser iterativ ermittelt werden.

Bei nur jeweils drei Variationen der o.g. Parameter ergeben sich $3^4=81$ Kombinationen für die Ermittlung der gültigen Randbedingungen. Typischerweise sind 50–100 stationäre Gitterrechnungen nötig, um die Gitterbelastung für einen Betriebspunkt der Messung hinreichend genau nachzubilden. Aufgrund der geringen Effizienz und des großen Aufwands, der mit diesem

Vorgehen verbunden ist, beschränkt sich die vorliegende Untersuchung auf die Variation folgender Parameter für das jeweilige Gitter:

- T115: Variation der Strouhalzahl Sr im Auslegungsfall, phänomenologische, qualitative und quantitative Auswertung der zeitlich veränderlichen saugseitigen Grenzschichtentwicklung anhand von Weg-Zeit-Diagrammen der beschreibenden Grenzschichtgrößen und Diskussion der Profilverluste in Abhängigkeit von der Strouhalzahl.
- T106-D: Variation der Strouhalzahl bei Off-Design-Bedingungen, Auswertung von Weg-Zeit-Diagrammen der Grenzschichtgrößen und Vergleich der Rechnung mit Grenzschichttraversierungen bei instationärer Zuströmung sowie Diskussion der Profilverluste bei instationärer Zuströmung.
- V111: Variation der Strouhalzahl für zwei unterschiedliche Reynoldszahlen, Auswertung der Grenzschichtentwicklung anhand von Weg-Zeit-Diagrammen und Vergleich der Rechnung mit Grenzschichttraversierungen bei instationärer Zuströmung.

4.4 Ergebnisse der numerischen Untersuchungen für das Turbinengitter T115

Das Turbinengitter T115 ([Abb. 4.8](#)) ist ein ungekühltes Niederdruckturbinengitter, das für instationäre Zuströmung hinsichtlich der Rotor/Stator-Interaktion ausgelegt wurde. Aufgrund der hohen Belastung bildet sich bei stationärer Zuströmung bereits bei Auslegungsbedingungen eine laminare Ablöseblase an der saugseitigen Hinterkante aus. Aufgrund der sehr schlanken Profilform weist es darüber hinaus eine druckseitige turbulente Ablösung auf und hat dementsprechende stationäre aerodynamische Eigenschaften. Durch die Unterdrückung dieser Effekte bei periodisch instationärer Zuströmung verbessert sich jedoch sowohl das aerodynamische als auch das Verlustverhalten des Gitters deutlich (Brunner, 2000). Ein Auslegungsziel für dieses Profil ist es, zum einen durch das Totwassergebiet der druckseitigen Ablösung eine gewichtssparende „virtuelle“ Schaufeldicke zu erzeugen und zum andern in Verbindung mit einer entsprechend konturierten Seitenwand, eine positive Beeinflussung der Sekundärströmung zu erreichen (Brear et al., 2001). In Kombination mit einer, im Vergleich zu niedriger belasteten Gittern, geringeren Schaufelzahl, läßt sich auf diese Weise eine beträchtliche Gewichtsersparnis erreichen.

4.4.1 TRACE-U

[Abb. 4.9](#) zeigt das für Rechnungen mit TRACE-U verwendete Rechennetz. Für die dargestellte Modellierung einer nominalen Stabteilung von 40 mm besteht es aus 18 Blöcken zu ca. 90.000 Punkten. Die Grenzschicht wird mit 35 Punkten in Schaufelnormalenrichtung aufgelöst, so daß der aufgrund des Gültigkeitsbereich des Turbulenzmodells geforderte y^+ -Wert $< 1,5$ gewährleistet ist.

TRACE-U unterstützt zur Simulation der Bewegung von Teilen des Rechennetzes relativ zueinander sowohl die *sheared-cells*-Technik, bei der abhängig von der aktuellen Umfangskoordinate der bewegten Netzteile, die sich an der Rotor/Stator-Schnittstelle entsprechenden Punkte verknüpft werden, als auch die Methode der *patched cells*, bei der bewegte und ruhende Netzteile entlang der Schnittstelle unverzerrt aneinander vorbeibewegt werden (Abb. 4.10). Um etwaige Interpolationsfehler bei der Variablenübergabe entlang dieser Blockgrenze ausschließen zu können, wurde ausschließlich die *sheared-cells*-Methode eingesetzt.

Die Implementierung der RANS in entdimensionalisierter Form in TRACE-U - alle Strömungsgrößen werden auf die Totalgrößen in der Zuströmung bezogen - erfordert die Bereitstellung auch der Randbedingungen in dimensionsloser Form. Als Eingabegrößen sind neben Zu- und Abströmwinkel sowie den zugehörigen Machzahlen die Werte für das statische Druckverhältnis am Austritt p_{Exit} , die normierte Umfangsgeschwindigkeit des Rotors dy/dt , sowie eine numerische Reynoldszahl Re_{num} vorzugeben:

$$p_{\text{Exit}} = \frac{p_{2s}}{\kappa p_{01}}, \quad (4.12)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{u_{\text{Stab}}}{a_{01}}, \quad (4.13)$$

$$Re_{\text{num}} = \frac{\rho_{01} a_{01} L_{\text{ref}}}{\mu_{01}}, \quad (4.14)$$

$$\text{mit } L_{\text{ref}} = \frac{L}{l_{\text{grid}}} \text{ und } a_{01} = \sqrt{\kappa R T_{01}}, \quad (4.15)$$

wobei l_{grid} die dimensionslose Länge der im Rechennetz modellierten Schaufel darstellt und μ_{01} aus Gl. (3.9) nach dem Gesetz von Sutherland bestimmt wird. Die nach Gl. (4.15) gebildete Schallgeschwindigkeit a_{01} entspricht dabei nicht der lokalen Schallgeschwindigkeit im herkömmlichen Sinn, sondern dient lediglich als Normierungsgröße und wird aus Gründen der Konsistenz des Normierungsverfahrens mit der Totaltemperatur der Zuströmung T_{01} gebildet. Die dem Verfahren vorzugebende Reynoldszahl Re_{num} unterscheidet sich folglich deutlich von der experimentellen, die auf die theoretischen isentropen Abströmgrößen bezogen wird. Für den untersuchten Betriebspunkt stellen sich folgende Eingabegrößen ein:

$Re_{2\text{th}}$	$Ma_{2\text{th}}$	P_{01}	Re_{num}	p_2/p_0	$P_{01, \text{korr}}$	Re_{num}^*	p_2/p_0^*
100.000	0,7	8230	170280	0,718	8452	175299	0,728

Die grau unterlegten Elemente enthalten die Randbedingungen, die mit den Werten der Meßprotokolle ermittelt wurden, die mit einem Asterisk gekennzeichneten sind iterativ, in

Voruntersuchungen ermittelte, korrigierte Werte, mit denen die gemessene Druckverteilung in der Rechnung letztlich getroffen wurde.

4.4.1.1 Stationäre Rechnungen

TRACE-U bietet die Möglichkeit, mit einem impliziten Verfahren stationäre Rechnungen durchzuführen und so die Auswirkungen der Variation einzelner Zuströmparameter auf die Schaufelströmung aufzuzeigen, ohne den Einfluß der Stäbe zu modellieren.

In der Verteilung der isentropen Machzahl Ma_{is} zeigt sich der erwartete maßgebliche Einfluß des Zuströmturbulenzgrads auf Ausbildung und Größe der laminaren Ablöseblase. Die Vorgabe aus der Messung schwankt zwischen Werten für $Tu_1=0,8...2\%$ (Brunner, 2000, Teusch, 2000). Der iterativ bestimmte Wert, bei dem die Rechnung die beste Übereinstimmung mit der Messung zeigt, wurde mit $Tu=2,1\%$ jedoch etwas höher bestimmt. Abb. 4.11a zeigt die Verteilung der isentropen Machzahl für den Auslegungsfall, also bei Zuströmwinkel $\beta_1=135^\circ$ und ohne EIZ-Einbau im Vergleich mit der entsprechenden vollturbulenten und transitionalen Rechnung. Bei Verwendung des implementierten AGS-Transitionskriteriums wird die Ablösung auf der Saugseite in sehr guter Übereinstimmung mit der Messung vorhergesagt. Sie erreicht eine Größe, bei der eine deutlich erkennbare Verschiebung der gesamten saugseitigen Druckverteilung hin zu niedrigeren isentropen Machzahlen im Vergleich zur nicht abgelösten vollturbulenten Verteilung erkennbar wird, was für eine lange Ablösung gemäß der Definition nach Hatmann und Wang (1999) spricht. Der Vergleich von Abb. 2.7b mit Abb. 4.15 zeigt, daß die maximale Dicke der Blase zwar erst im letzten Drittel der Ablöselänge erreicht wird, es sich aber kein gleichdrehendes Wirbelpaar innerhalb der Blase gebildet hat und es sich somit um Transition über ein kurze laminare Ablöseblase handelt.

Variationen des Zuströmwinkels und die damit veränderte Belastung im vorderen Bereich der Schaufel üben dagegen so gut wie keinen Einfluß auf die Ablösung aus (Abb. 4.11b). Die Strömung im hinteren mit Dünnschichten instrumentierten Bereich der Schaufel ($0,66 < x/l_{ax} < 0,99$) kann daher weitgehend als unabhängig von derartigen Zuströmwinkeländerungen angesehen werden kann.

Eine Auswertung des Profilverlustes für den Fall der völlig unbeeinflussten Strömung, d.h. ohne EIZ-Einbau und Zuströmwinkelproblematik (Abb. 4.11a), liefert mit dem gemessenen Profilverlust von $\omega = 3,9\%$ einen deutlich geringeren Wert, als für den nach Gl. (4.2) berechneten Profilverlust bei transistionaler Rechnung mit dem AGS-Kriterium von $\omega = 4,92\%$ oder gar bei vollturbulenter Rechnung mit $\omega = 6,31\%$. Aufgrund der sehr guten Übereinstimmung der Ergebnisse bzgl. der Berechnung der Ablöseblase und des turbulenten Umschlags im Hinterkantenbereich scheiden die größten Fehlerquellen bei der Vorhersage von Verlustbeiwerten für die Saugseite als Erklärung für eine derartige Diskrepanz aus. Auch die Lage und die Erstreckung der vollturbulenten druckseitigen Ablösung werden in den stationären Vorrechnungen mit hoher Genauigkeit bestimmt. Daher kann diese Differenz nur mit den Eigenschaf-

ten des numerischen Verfahrens erklärt werden: das für den stationären Modus implementierte implizite Gauß-Seidel-Verfahren zeichnet sich neben Robustheit und numerischer Effizienz auch durch Dämpfungseigenschaften aus, die für ein stationäres Verfahren aufgrund der konvergenzbeschleunigenden Wirkung zwar durchaus erwünscht sind, aber leider auch mit der beobachteten hohen Verlustproduktion einhergehen. Aus diesem Grund wird auf eine weitere detaillierte Auswertung der Profilverluste stationärer Rechnungen verzichtet. Der ermittelte Turbulenzgrad zur korrekten Wiedergabe von Lage und Erstreckung des Transitionsgebietes und der Ablösung, sowie die gefundenen Einstellungen für Druckverhältnis und Stromröhrenkontraktion (*Axial Velocity Density Ratio*, AVDR) sind jedoch sehr wichtige und auf die instationäre Rechnung übertragbare Ergebnisse dieser stationären Voruntersuchungen.

Bei der Berechnung einer Stufenanordnung wird an der Rotor/Stator-Schnittstelle in der stationären Betriebsart eine *Mixing-Plane*-Formulierung verwendet, bei der Absolut- und Relativsystem durch die Übergabe der umfangsgemittelten Strömungsgrößen gekoppelt sind. Abb. 4.12 zeigt dies für eine quasi-Instationäre Vorrechnung, bei der sich zunächst Rotor- und Statornetz nicht relativ zueinander bewegen, der Relativgeschwindigkeitsanteil aus der Stabbewegung im Relativsystem jedoch bereits berücksichtigt wird. Es ergibt sich daher beim Übergang vom Relativ- (Stab) ins Absolutsystem (Schaufel) ein Sprung im Verlauf der Strömungsgrößen und ein Knick im Verlauf der Stromlinien. Im Gegensatz zum instationären Fall ist deren Richtung mit der des Nachlaufes identisch, d.h. die Spur des Nachlaufs entspricht der Abströmrichtung des ruhenden Stabes.

Der weitere Verlauf der Stromlinien läßt die bei stationärer Zuströmung vollständig ausgebildete druckseitige Ablösung, die sich von der Vorderkante bis ca. 60% axialer Länge erstreckt und auch im Anstrichbild der Messung (Abb. 4.13) sichtbar ist, deutlich erkennen. Abb. 4.14 zeigt die Verteilungen der isentropen Machzahl, die sowohl mit p_{t1} als auch dem um den Stabverlust korrigierten Wert p_{t1}^* (vgl. Abb. 4.12) gebildet wurden. Der Unterschied auf die so ermittelte saugseitige Verteilung ist jedoch recht gering: Einflüsse auf Lage und Erstreckung der laminaren Ablöseblase durch die hierdurch hervorgerufene Variation in der Gitterbelastung sind in keiner der Rechnungen erkennbar. Um so stärker beeinflußt die Totaldruckkorrektur hingegen die druckseitigen Verteilungen der isentropen Machzahl, die maßgeblich hiervon beeinflußt wird und die Notwendigkeit dieser Korrekturmaßnahme bestätigt.

4.4.1.2 Instationäre Rechnungen

In den vorliegenden Rechnungen wurde je ein Stabdurchgang in 64 Einzelschritten aufgelöst. Da der maximal zulässige Zeitschritt, wie der obigen Abschätzung zu entnehmen ist, nicht durch makroskopische Skalen (z.B. Rotorfrequenz) sondern vielmehr durch verfahrenstechnische Kriterien begrenzt wird, dauert die Berechnung einer Stabpassage um so länger, je langsamer die Stabgeschwindigkeit ist, da für die Konvergenz eines solchen Verfahrens zur Berechnung periodisch instationärer Vorgänge die mehrmalige Wiederholung der wieder-

kehrenden großskaligen Strömungsvorgänge erforderlich ist. Bei turbomaschinentypischen Umfangsgeschwindigkeiten ist diese Wiederholrate aufgrund der sehr hohen Umfangsgeschwindigkeiten des Rotors hoch, verglichen mit den bis zu 20 mal langsameren Stäben des Dellensimulators. Die resultierenden Rechenzeiten sind für die Simulation des periodisch instationären Strömungsfelds, das durch die umlaufenden Stäbe des EIZ hervorgerufen wird, entsprechend länger. Auf einem SGI Origin 3600 Parallelrechner mit R12000 Prozessoren (500MHz) werden bspw. für eine Rechnung mit einer Stabgeschwindigkeit von 30m/s typischerweise 240 CPU-Stunden benötigt. Da der Code sehr gut skalierbar ist, sinkt die Rechenzeit beim Einsatz von bis zu ca. 12 parallel rechnender Prozessoren jedoch annähernd linear, was wiederum, je nach Konvergenzverhalten, Rechenzeiten nur noch in der Größenordnung von Tagen bedeutet.

Die in den instationären Rechnungen zu variierenden Parameter beschränken sich für den Fall des Turbinengitters T115 auf Stabteilung und Stabgeschwindigkeit im Betriebspunkt $Re_{2th}=100.000$ und $Ma_{2th} = 0,7$ (Tab. 4.3).

Die ensembled gemittelten Nachlaufprofile für Geschwindigkeits- und Turbulenzgradverteilung unterscheiden sich, je nach gewählter Kombination von Stabteilung und Stabgeschwindigkeit für eine bestimmte Strouhalzahl Sr . Wie Abb. 3.8 zu entnehmen ist, weist die Turbulenzgradverteilung z.B. für die Stabteilung $t_{Stab} = 80\text{mm}$ bei einer Geschwindigkeit von $u_{Stab} = 20\text{m/s}$ eine wesentlich schlankere Verteilung auf, als diejenige für 40mm Stabteilung bei 10m/s. Die Strouhalzahl enthält außerdem keine Information über die Winkeldifferenz zwischen Nachlaufrichtung $\beta_{Nachlauf}$ und Zuströmrichtung β_1 (vgl. Abb. 3.7). Diese bewirkt jedoch besonders bei höheren Stabgeschwindigkeiten ein steileres Auftreffen auf die nachfolgende Schaufel und eine starke lokale Konzentration hoher Turbulenzgradwerte.

Die instationäre Zuströmung für das Schaufelgitter wird in der TRACE-U Rechnung durch die Berechnung der Strömung über die bewegten Stäbe hinweg und der so erzeugten Nachläufe wiedergegeben. Diese werden konvektiv in die nachfolgenden Schaufelpassagen transportiert, wie in Abb. 4.16 für den Fall $Sr=0,79$ mit $t_{Stab}=40\text{mm}$ (t_{40}) und $u_{Stab}=30\text{m/s}$ (u_{30}) schematisch dargestellt ist. Abb. 4.17 zeigt die Gegenüberstellung der ensembled gemittelten Geschwindigkeitsverteilung und der turbulenten Vergleichsgrößen aus Messung und Rechnung in der Gittereintrittsebene. Trotz der Ausmischung der Wirbelstruktur im Gebiet zwischen Stäben und Gittereintrittsebene – die charakteristische Doppelspitze im Turbulenzgradprofil ist gänzlich verschwunden – ist das berechnete Geschwindigkeitsdefizit um den Faktor 2,5 größer als in der Messung ermittelt (Abb. 4.17, unten). Die eingezeichneten Blockgrenzen des Netzes in Abb. 4.16 zeigen, daß die Ausmischung der Von-Karman'schen Wirbelstruktur bereits stromauf der Rotor/Stator-Schnittstelle stattfindet und somit nicht auf Mängel der dort formulierten Randbedingung zurückzuführen ist, sondern auf die, trotz sehr hoher Netzpunktanzahl, vermutlich noch unzureichenden Auflösung des Strömungsgebietes in diesem Bereich.

Die Auswertung instationärer Messungen der Grenzschichtentwicklung mit Dünnschichten erfolgt anhand von Weg-Zeit-Diagrammen, deren prinzipieller Aufbau in Abb. 4.18 dargestellt ist. Ablösepunkt (AP) und Transitionspunkt (TP) sind beispielhaft aus dem Verlauf des gemessenen RMS-Wertes für einen Zeitpunkt ($t/T = t_1$) ersichtlich. Als zeitgenaue und mit der Stabdurchgangsperiode T normierte ensembledurchschnittliche Wärmeübergangsmessungen vermittelt das Weg-Zeit-Diagramm ein Bild von der Entwicklung der transitionalen Grenzschicht bei instationärer Zuströmung, in dem Ablösungen und der Transitionsverlauf erkennbar sind. Aufgrund des, im Vergleich zur Gesamtlänge, relativ kurzen instrumentierten Hinterkantenbereichs ($0.66 \leq x/l_{ax} \leq 1$), ist es allerdings sehr schwierig, numerische Ergebnisse in der Weise zu interpretieren, wie es in der Messung gemacht wurde und in Abb. 4.18 dargestellt ist: die Spur des turbulenten Nachlaufpfades (gepunktete weiße Linie) beispielsweise ist sowohl hinsichtlich der Steigung, als auch der (zeitlichen) Position in der Rechnung nicht ohne weiteres zu erkennen. Ebenso erscheint die Bestimmung des LE- und TE-Verlaufs (durchgezogene weiße Linien) oder gar die eines beruhigten Bereichs (TC) aus der Analyse dieses Bilds allein unmöglich, wie die Übertragung der aus der Messung ermittelten Linien auf das berechnete Weg-Zeit-Diagramm des c_F -Wertes deutlich macht (Abb. 4.18, links unten). Ein Vergleich von Rechnung und Messung findet daher zum großen Teil anhand phänomenologischer Untersuchungen statt und es müssen passende Vergleichsgrößen und eine geeignete Darstellung derselben gefunden werden.

Zur besseren Separation des Einflusses einzelner Nachlaufzellen werden zunächst die Ergebnisse der Konfiguration mit der Stabteilung $t_{stab}=80\text{mm}$ ($t80$) untersucht. Eine vergrößerte Stabteilung gewährleistet, daß sich der Nachlaufpfad im Weg-Zeit-Diagramm ohne die Überlagerung der Effekte nachfolgender Zellen deutlicher abhebt, als dies bei kleineren Stabteilungen und bei höheren Strouhal-Zahlen der Fall ist. Die notwendige Zuordnung von Ursache (= Nachlaufzelle und deren Position relativ zur Schaufelvorderkante) und Wirkung (= die durch diese verursachte Grenzschicht-“Antwort“) gelingt letztlich nur durch Synchronisation von Stabbewegung und Weg-Zeit-Diagramm mit Hilfe von Animationen, die den zeitlichen Ablauf veranschaulichen helfen (Abb. 4.19 a,b). Für unterschiedliche Stabstellungen (linke Spalte) wurde hier die zugehörige Position als schwarze, horizontale, strichpunktierte Linie im Weg/Zeit-Diagramm der maximalen kinetischen Energie in der Grenzschicht k dargestellt. Die Muster der k -Verteilung verleiten dazu, diese der Auftreffposition Nachlaufzelle zuzuordnen. Eine genauere Analyse der dargestellten 12 Einzelpositionen zeigt jedoch, daß die Interaktion mit der Vorderkantengrenzschicht nicht mit dem Auftreffen der Nachlaufzelle in Phase ist. Für den Zeitpunkt $t=0$ beginnt im Bereich $0 \leq x/l_{ax} \leq 0,2$ die kinetische Energie k unter den quasistationären Strömungsbedingungen zwischen zwei Nachläufen zuzunehmen (weiße gestrichelte Linie) und es bildet sich eine laminare Ablösung an der Vorderkante, die durch den auftreffenden Nachlauf nur allmählich, dafür jedoch um so nachhaltiger unterdrückt wird (schwarzer Pfeil). Erst zum Zeitpunkt $t=45$, als die Vorderkante bereits ungestörte Zuströmung erfährt, ist dieser Vorgang abgeschlossen. Die Ablösung bildet sich jedoch trotz

ungestörter Zuströmung nicht von neuem aus. Bereits unmittelbar danach ($t=49$) ist auch der Nachlaufeinfluß auf den Hinterkantenbereich abgeschlossen (Abb. 4.18b, weißer Pfeil).

Mit dem eingezeichneten weißen Einflußbereich der Nachlaufdelle ist es nun möglich, den Verlauf des turbulenten Nachlaufpfads einzuzeichnen und Rechnung und Messung direkt zu vergleichen, wie in [Abb. 4.20](#) veranschaulicht. Auffällig ist der, nach dem Abschwimmen der Nachlaufströmung an der Hinterkante ($t=49$) erneute schlagartige Anstieg der turbulenten kinetischen Energie (Abb. 4.19b, weißer Kreis). Dieser Effekt geht einher mit der deutlich stromauf verlagerten, abrupten Bildung der Ablöseblase, wie aus [Abb. 4.20](#) ersichtlich wird, in der der Formfaktor H_{12} als Konturplot mit überlagerten Isolinien der k -Verteilung dargestellt ist. Eine Erklärung hierfür bietet Fiala (Stadtmüller et al., 2000). Er bestimmt mit einem Charakteristikenverfahren die Einflußbereiche kleiner Störungen und zeigt, daß für zeitlich abgelöste Strömungen die zweite der beiden Charakteristiken auch Stromaufwirkung haben kann ([Abb. 4.21](#)).

Da sich bei einer Stabgeschwindigkeit von 20m/s der Nachlauf gleichmäßig über die gesamte Oberflächenauflänge der Schaufel und nahezu parallel dazu auf diese absenkt, kann eine turbulente Front, nach der Art wie sie in [Abb. 2.8](#) und [Abb. 2.15](#) gezeigt wird, nicht entstehen und eine Interpretation der Weg-Zeit-Diagramme nach der Art von Halstead et al. (1995) ist daher nur sehr eingeschränkt möglich.

In [Abb. 4.22](#) werden unkalibrierte, ensembledgemittelte RMS-Werte der Messung mit der berechneten turbulenten kinetischen Energie k für die Strouhal-Zahl $Sr=0,26$ ($t80u20$) verglichen. Sowohl der Transitionsbeginn, als auch die Ausdehnung des Gebiets der Transitions-
punktwanderung aufgrund der auftreffenden Nachlaufdellen werden von TRACE-U in sehr guter Übereinstimmung mit den gemessenen RMS-Werten wiedergegeben. Es ist zu beachten, daß sich die Abbildungen auf den o.g. instrumentierten Hinterkantenbereich der Schaufel beschränken und die Grenzschichtentwicklung sehr detailliert zeigen, was aufgrund der subjektiven Wahrnehmung dazu verleitet, eventuelle im Grunde sehr kleine Unterschiede im Ergebnis der Rechnung zur Messung übertrieben stark zu interpretieren. Die eingezeichneten Ebenen entsprechen den Zeiten, in denen die Wirkung einer Nachlaufdelle voll ausgeprägt ist (1), der nachlaufbedingte Effekt wieder vollständig abgeklungen sein sollte (3) und einem Zeitpunkt dazwischen (2). Es wird an dieser Stelle ausdrücklich von der Wirkung der Delle und nicht von deren Auftreffposition gesprochen, da diese, wie oben geschildert, aufgrund des Geschwindigkeitsdreiecks, nicht in dieser Form in Erscheinung tritt. Da die Messung zwischen den Dellen einhergehend mit der Ablösung auch eine nochmalige Stromaufverlagerung des Transitionspunkts andeutet und diese phasenverschoben auch in der k -Verteilung der Rechnung beobachtet werden kann, wird zusätzlich die Zeitebene (3b) im Ergebnis der Rechnung, die diese zweite „Spitze“ enthält, untersucht. Darunter ist die gemessene RMS-Verteilung für die drei Zeitschnitte dargestellt. Man erkennt, daß es sich bei der Doppelspitze im Weg-Zeit-Diagramm nicht, wie häufig vermutet, um eine doppelte Transiti-

onspunktverlagerung handelt, da das absolute RMS-Maximum, das den Transitionspunkt kennzeichnet, seine axiale Position $x_{tr,on}$ behält. Das RMS-Niveau ist jedoch deutlich angehoben. Eine Erklärung hierfür kann wiederum die angesprochene Eigenschaft der Charakteristiken bei fluktuierenden Ablösungen sein, wenn auch mit deutlicher Verzögerung verglichen mit dem Pendant der Rechnung. Die charakteristischen Grenzschichtgrößen aus der Rechnung für die vier gewählten Zeitschnitte sind rechts im Bild dargestellt. Der niedrige Wert des Formfaktors von unter $H_{12}=2,5$ deckt sich mit der nachlaufbedingten Unterdrückung der laminaren Ablöseblase. In der ungestörten Strömung zwischen zwei Nachläufen (Linien 2 und 3) kann die Wiederausbildung der Ablösung in der Rechnung zum einen am hohen Wert des Formfaktors als auch den negativen Werten des Reibungsbeiwerts c_F in den benachbarten Schnitten identifiziert werden. Der starke Abfall des Formfaktors im Hinterkantenbereich auf Werte unter $H_{12}=2,5$ und das sprunghafte Anwachsen von c_F deutet auf turbulentes Wiederanlegen hin und stimmt sehr gut mit den gemessenen RMS-Werten überein.

Die nach Gl. (3.83) gebildete Strouhalzahl von $Sr=0,26$ ist, wie erwähnt, auch mit der Kombination $t_{Stab}=40\text{mm}$ und $u_{Stab}=10\text{m/s}$ (t40u10) darstellbar. Ergebnisse mit diesen Einstellungen sind mit solchen bei Stabteilung $t_{Stab}=80\text{mm}$ (t80) in Abb. 4.23 vergleichend dargestellt. Der Einfluß der verkleinerten Stabteilung und damit auch der verringerte Bereich zwischen zwei Nachlaufdüsen wird sowohl in der Messung als auch in der Rechnung deutlich. Die für die Messung für t40u10 eingezeichnete strichpunktierte weiße Linie wurde unverändert auf die Rechnung übertragen (schwarze Linie) und zeigt für den Verlauf des Maximums der wandnächsten kinetischen Energie k ein überaus hohes Maß an Übereinstimmung: der Bereich der Ablösung B stimmt nach Lage und Form ebenfalls mit der Rechnung überein, was durch die Darstellung des Formfaktors der Rechnung, der der jeweils unteren dargestellten Stabdurchgangsperiode des jeweiligen Bildes überlagert wurde, bestätigt wird. Das Abflachen der RMS-Werte in der Messung im Bereich A wird in der Rechnung durch ein erhöhtes Niveau des auftretenden Maximums wiedergegeben. Der Verlauf der Höhenlinie $H_{12}=2,7$ folgt für beide Variationen genau dem Maximum der RMS-Verteilung und läßt so die Transitionspunktwanderung nachvollziehen. Dieselbe Darstellungsweise für den bereits diskutierten Fall t80u20 zeigt die angesprochene Ähnlichkeit der Strömungsmuster. Wiederum zeigen Lage und Ausdehnung der Ablösung sehr guter Übereinstimmung mit der gemessenen zeitlichen Entwicklung.

Die Variation der Strouhalzahl bei konstanter Stabteilung ist in den folgenden Abbildungen zu sehen. Abb. 4.24 und Abb. 4.25 zeigen die Ergebnisse in Abhängigkeit von der schrittweisen Erhöhung der Stabgeschwindigkeit von $u_{Stab}=20$ ($Sr=0,53$) auf 40m/s ($Sr=1,05$). Die Doppelspitze, die sich bei der niedrigsten Stabgeschwindigkeit bei der Messung abzeichnet, tritt für den Fall $u=20\text{m/s}$ im Fall der Rechnung sehr deutlich hervor. In der Messung kann dieses Verhalten nicht beobachtet werden. Die Meßergebnisse zeigen vielmehr den Trend zu einer Verbreiterung des nachlaufinduzierten vorgelagerten Transitionsbereiches mit steigender Stabgeschwindigkeit. In den Ergebnissen der TRACE-U-Rechnungen hingegen tritt alternie-

rend eine Doppelspitze bzw. ein deutlich verbreiteter zusammenhängender Bereich erhöhter kinetischer Energie k auf. Somit ist hinsichtlich des Maximums der kinetischen Energie als Vergleichsgröße eine deutliche Abhängigkeit der Rechnung von der Dellenfrequenz feststellbar. Die den Konturplots überlagerten und mit TRACE-U berechneten Höhenlinien des Formfaktors H_{12} korrespondieren ebenso sehr gut mit den RMS-Verläufen der Messung und bestätigen die mit zunehmender Stabgeschwindigkeit stärker werdende Unterdrückung der laminaren Ablösung. Die Linie konstanten Formfaktors $H_{12}=2,7$ liefert wiederum einen guten Anhalt für die Wanderung des Transitionspunkts. Eine direkte Erklärung für die Ausprägung dieser Doppelspitzen wurde bei der Analyse der Daten nicht gefunden. Aufgrund der Abhängigkeit transistionaler Vorgänge von der Vorgeschichte der Grenzschichtentwicklung ist jedoch denkbar, daß die deutlich verzögerte und somit frequenzunabhängige Interaktion der Nachläufe mit der saugseitigen Ablösung an der Schaufelvorderkante und der nachfolgenden relaminarisierenden Grenzschicht (Abb. 4.19 a,b) eine Prekonditionierung der Grenzschicht bewirkt, die in der Rechnung nicht nachvollzogen wird.

4.4.2 UNSFLO

Das Preprocessing für UNSFLO-Rechnungen gestaltet sich aufgrund der Eigenschaften des experimentellen Aufbaus ähnlich dem für TRACE-U. Als Löser für unstrukturierte Netze, bedarf es jedoch weitaus geringeren Aufwands bei der Netzgenerierung. Basierend auf dem Profilkoodinatensatz und einigen Steuerparametern für die Auflösung der Grenzschicht wird das 2D-Rechennetz erzeugt (Abb. 4.26). Für eine Rotor/Stator-Anordnung muß für Rotor und Stator jeweils ein Rechengitter und eine stationäre Lösung für das jeweilige Rechengbiet erzeugt werden. Anschließend werden sowohl Netz als auch Strömungsfeld miteinander gekoppelt, so daß eine Stufenrechnung durchgeführt werden kann (Abb. 4.27).

4.4.2.1 Stator/Rotor-Rechnungen (STAROT)

Die Berechnung der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion einschließlich der nachlauferzeugenden Stäbe ist im Fall von UNSFLO nur als Stator/Rotor-Anordnung (STAROT) möglich. Der Aufbau des EIZ stellt jedoch eine Rotor/Stator-Kombination dar, mit dem Unterschied zur echten Turbomaschinenstufe, daß die Stäbe als „Rotor“ keinerlei Umlenkwirkung auf die Strömung ausüben. Um den korrekten Anströmwinkel für das stromab der Stäbe befindliche Gitter zu gewährleisten, müssen daher auch die Stäbe des EIZ unter diesem Winkel angeströmt werden. Durch die Bewegung der Stäbe im Absolutsystem entsteht dann, wie in einer realen Stufe, ein Nachlauf, dessen Richtung nicht mit der der Hauptströmung übereinstimmt und es gilt $\beta_{1,\text{Nachlauf}} \neq \beta_1$ (vgl. Abb. 3.7). In einer Stator/Rotor-Kombination zeigt jedoch der Nachlauf der Stäbe grundsätzlich in die Richtung der Abströmung und damit auch in die der relativen Zuströmrichtung des Gitters, was einen qualitativen Unterschied zur Kinematik der Stabnachläufe im Experiment darstellt. Durch die, bei einer instationären Rechnung dem Strömungsfeld des Rotors aufgeprägte Relativgeschwindigkeit der Schaufeln, wird der Zu-

strömwinkel $\beta_{1,rel}$ festgelegt. Die Stäbe müssen daher bereits in der für die instationäre Rechnung notwendigen stationären Startlösung mit dem Absolut-Zuströmwinkel des Gitters angeströmt werden (Abb. 4.27). Die eingezeichneten Stromlinien verdeutlichen den Effekt der fehlenden Relativgeschwindigkeit der Stäbe auf die Nachlaufriechung. Somit muß für jede Stabgeschwindigkeit ein entsprechender Zuströmwinkel über die Stäbe hinweg gefunden und aufgrund der sich ändernden Axialgeschwindigkeitskomponente zusätzlich ein passendes Druckverhältnis bereitgestellt werden, mit dem sich dann, ausgehend von der stationären Lösung, im Verlauf der instationären Rechnung die korrekte Anströmung und Profildruckverteilung im Relativsystem der Schaufel einstellen kann. Die Transformation in ein Rotor/Stator-System erfolgt mit der Stabgeschwindigkeit u_{Stab} . Weitere iterativ zu bestimmende Eingabegrößen sind die vorzugebenden druck- und saugseitigen Transitionsstart- und -endpunkte, die so gefunden bzw. gesetzt werden müssen, daß die laminare Ablöseblase nach Lage und Erstreckung wiedergegeben wird.

Abb. 4.28 (links) zeigt den Vergleich von gemessenem und mit UNSFLO berechnetem Geschwindigkeitsprofil der Zuströmung in der Gittereintrittsebene. Das berechnete Geschwindigkeitsdefizit ist mit über 30% wesentlich ausgeprägter als in der Messung. Die fehlende Ausmischung im reibungsfreien Gebiet zwischen Stäben und Gitter kann hierfür nicht allein verantwortlich gemacht werden, da auch mit TRACE-U eine ähnliche Größenordnung des Defizits berechnet wurde (vgl. Abb. 4.17). Abb. 4.29 zeigt die resultierende zeitlich gemittelte isentrope Machzahl im Vergleich mit dem gemessenen Verlauf. Der Einfluß des stark überhöhten Geschwindigkeitsdefizits der UNSFLO/STAROT-Rechnung auf die Ablöseblase hat eine sehr ähnliche Auswirkung auf den Druckverlauf, wie das in der Messung wesentlich geringere Geschwindigkeitsdefizit.

4.4.2.2 Wake-Rotor-Rechnungen (WAKROT)

Eine weitere Möglichkeit der Simulation von Schaufelnachläufen in der Zuströmung bietet UNSFLO mit der sogenannten Wake/Rotor – Option (WAKROT).

Eine vordefinierte und über eine Schaufelteilung periodische Geschwindigkeitsverteilung mit nachlaufartigem Geschwindigkeitsdefizit bildet hierbei die instationäre Eintrittsrandbedingung für die Berechnung des Strömungsfelds innerhalb einer Schaufelteilung. Es kann eine Sinus-, Gauß- und eine nach Hodson modifizierte Gaußverteilung (Hodson, 1997) für die Zuströmgeschwindigkeit gewählt und die zugehörige Dellenbreite, das Geschwindigkeitsdefizit und der Delleneintrittswinkel eingestellt werden. Diese Option bietet gegenüber einer STAROT-Rechnung den Vorteil des kleineren Rechengebiets (Modellierung der Stabseite entfällt) und damit kürzerer Rechenzeiten, da lediglich das Strömungsfeld für eine Schaufelpassage berechnet werden muß. Durch die Wahl der entsprechenden Vorgabewerte für die jeweilige Wellenform des Geschwindigkeitsdefizits ist eine sehr genaue Anpassung des simulierten Geschwindigkeitsprofils an das gemessene möglich. Die beste Übereinstimmung zeigt

die modifizierte Gauß-Verteilung, die eine Verbreiterung des ungestörten Bereiches und eine Verschlangung der Delle im Vergleich zur klassischen Gauß-Verteilung aufweist (Abb. 4.28, rechts). Da auch bei dieser Art der Berechnung der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion Turbulenz- und Viskositätseinflüsse des Nachlaufs unberücksichtigt bleiben, sind die Ergebnisse mit denen der STAROT-Rechnungen vergleichbar. Obwohl alle Nachlaufarten mit einem vorgegebenen Geschwindigkeitsdefizit von 10% erzeugt wurden, zeigt die sinusförmige Vorgabe eine starke Übertreibung im resultierenden Geschwindigkeitsdefizit, was auf eine fehlerhafte Implementierung dieser Randbedingung im Rechenprogramm schließen läßt. Obwohl die beiden Gauß-Verteilungen in der Gittereintrittsebene am besten mit der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung übereinstimmen, ist ein Einfluß auf die Unterdrückung der Ablösung kaum feststellbar (Abb. 4.30). Lediglich die sinusförmige Verteilung mit ihrem stark übertriebenen Geschwindigkeitsdefizit, die der resultierenden Verteilung der STAROT-Rechnung sehr nahe kommt, gibt auch einen ähnlich starken Einfluß wieder.

Abb. 4.31 zeigt die Auswirkungen der unterschiedlichen Modellierungsarten der Nachlaufströmung auf das instationäre Grenzschichtverhalten. Das Geschwindigkeitsdefizit der Verteilung nach Hodson, das die Messung am besten widerspiegelt, zeigt nur einen sehr geringen Einfluß auf die Grenzschichtentwicklung. Die Ablöseblase wird zu keiner Zeit vollständig unterdrückt, was durch die durchgehend hohen Werte des Formfaktors erkennbar ist, und es kann in Lage und Erstreckung der Ablösung lediglich ein schwacher Delleneinfluß festgestellt werden. Wie schon aus Abb. 4.30 ersichtlich ist, sind die Auswirkungen der sinusförmigen Verteilung und der STAROT-Rechnung sehr ähnlich, was durch das Weg-Zeit-Diagramm bestätigt wird. Der Vergleich mit einer TRACE-U-Rechnung, bei der stabseitig laminar gerechnet wurde und demzufolge ebenfalls nur ein Geschwindigkeitsdefizit und keinerlei Nachlaufviskosität auf die Schaufelgrenzschicht wirkt, zeigt ein sehr ähnliches Grenzschichtverhalten. Das Ergebnis der TRACE-U Rotor/Stator-Rechnung mit turbulent berechneten Stabgrenzschichten und somit auch turbulente Viskosität konvektiv transportierenden Nachläufen zeigt jedoch deutlich, daß die Berücksichtigung ausschließlich eines Geschwindigkeitsdefizits für derartige Untersuchungen nicht ausreichend ist, da nur in diesem Ergebnis die periodisch auftretende Unterdrückung der Ablöseblase erkennbar ist.

4.4.2.3 UNSFLO/PUIM

Die Berechnung der instationären, transitionalen Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion wird mit UNSFLO durch das Zusatzprogramm PUIM bewerkstelligt. Das Ablaufschema, das die hierfür nötigen Schritte aufzeigt, ist in [Abb. 4.32](#) und [Abb. 4.33](#) dargestellt: ausgehend von einer stationären Lösung für das Strömungsfeld in der Gitterpassage mit definiertem Transitionsbereich wird eine stationäre Intermittenzverteilung erzeugt. Diese dient, zusammen mit einer Steuerdatei, dem Rechenetz, sowie dem für eine Stabperiode ensembledemittelten Zuström-

turbulenzgradprofil in der Gittereintrittsebene als Eingabedaten zur Bestimmung der instationären Intermittenzverteilung entlang der Schaufeloberfläche mit PUIM. Hiermit wird das instationäre transitionale Grenzschichtverhalten in einer instationären UNSFLO-Rechnung berechnet. Abb. 4.34 zeigt die so berechnete Intermittenzverteilung exemplarisch für den Fall t40u30, die bei Verwendung des Transitionskriteriums von Mayle (3.53) und der Produktion turbulenter Bereiche nach Mayle (3.63) von PUIM ausgegeben wird.

Neben der Wahl des Transitionskriteriums und der Formulierung der Produktion turbulenter Flecken besteht beim Einsatz von PUIM die Möglichkeit, die Bestimmung des Transitionspekts nach der *concentrated* oder *continuous breakdown* Hypothese durchzuführen. Abb. 4.35 zeigt exemplarisch den Vergleich des berechneten Formfaktors im Hinterkantenbereich unter Verwendung der *concentrated* (unten) und *continuous* (oben) *breakdown*-Formulierung. Die eingezeichneten Linien kennzeichnen die mit PUIM berechneten Pfade von Vorder (LE)- und Hinterkante (TE) turbulenter Bereiche sowie des nachfolgenden modellierten beruhigten Bereichs. Ein Unterschied ist für Rechnungen mit dem Transitionskriterium nach Mayle und der Produktionsrate turbulenter Flecken nach Addison und Hodson (t40u30) als auch bei anderen Kombinationen kaum feststellbar. Aufgrund dieser Tatsache wurde dieser Parameter nicht variiert und die folgenden Rechnungen ausschließlich unter der Annahme *concentrated breakdown* durchgeführt.

Eine Gegenüberstellung der Ergebnisse für den Formfaktor H_{12} , berechnet mit den verfügbaren Kombinationen aus Produktionsrate turbulenter Bereiche und den Transitionskriterien, zeigen die Abbildungen Abb. 4.36 und Abb. 4.37. Die Wahl des Transitionskriteriums hat auf das Ergebnis der Rechnung mit der Produktionsrate nach Addison und Hodson keinen merklichen Einfluß. Ähnlich verhält es sich für die Rechnung mit der nach Mayle formulierten Produktionsrate. Beide Formulierungen berücksichtigen den Druckgradienten der beschleunigten Strömung und verwenden entweder Thwaites' Druckparameter λ (Addison und Hodson) oder den Beschleunigungsparameter k (Mayle). Auch die Variante nach Gostelow und Walker (Abb. 4.36, unten) verwendet den mit der Impulsverlustdicke gebildeten Druckparameter λ_{δ_2} , zeigt jedoch, je nach Wahl des Transitionskriteriums, ein deutlich verschiedenes Bild der Grenzschichtentwicklung. In allen Rechnungen fällt auf, daß nur mit dem Mayle'schen Transitionskriterium die Ablöseblase vollständig periodisch unterdrückt wird. Das Ergebnis der Rechnung mit der Produktionsrate nach Narashima (Abb. 4.37, unten) fällt dahingehend in besonderem Maße auf, da in Kombination mit dem AGS-Transitionskriterium hier zu keiner Zeit eine vollständige Unterdrückung der Ablösung stattfindet und ein Einfluß der Nachlaufströmung auf die Grenzschichtentwicklung an der Hinterkante kaum feststellbar ist. Die Rechnungen mit der Produktionsrate nach Addison und Hodson weisen eine Grenzschichtentwicklung auf, die weitestgehend unabhängig von der Wahl des Transitionskriteriums ist. Sie sind dem der Rechnung mit sowohl der Produktionsrate, als auch dem Transitionskriterium nach Mayle (Abb. 4.37) in guter Übereinstimmung, was im Folgenden detaillierter untersucht werden soll.

Um die Einflüsse einzelner Stabperioden separieren zu können, wird in [Abb. 4.38](#), analog der Untersuchung mit TRACE-U, ein Ergebnis der Konfiguration mit großer Stabteilung analysiert ($t80u20$, $Sr=0,26$) und mit dem Verlauf der gemessenen Schiefe μ_3 verglichen. Die zeitliche Entwicklung des Formfaktors der UNSFLO/PUIM-Rechnung zeigt eine gute Übereinstimmung der gemessenen periodischen Unterdrückung der laminaren Ablösung, angezeigt durch das weit nach vorn verlagerte Maximum der Schiefe (Bereich A). Ebenso stellt man Übereinstimmung im Bereich C bezüglich der Wiederausbildung der Ablösung zwischen den Nachlaufdübeln fest: sowohl in der Messung, als auch in der Rechnung dauert es fast eine halbe Stabperiode, bis sich ein quasistationärer Zustand ausbildet. Lage und Erstreckung der Ablösung (Bereich B) stimmen ebenso mit dem vom Nachlauf beeinflussten Bereich der Messung überein.

Der Vergleich mit der RMS-Verteilung für die Strouhalzahl $Sr=0,79$ ($t40u30$) ([Abb. 4.39](#)) zeigt ebenfalls sehr gute Übereinstimmung: die durch den Formfaktor größer $H_{12}=3,5...3,8$ bezeichnete Ablösung wird wiederum sehr genau vorhergesagt und auch der zeitliche Verlauf ist stimmig mit der gemessenen Grenzschichtentwicklung hinsichtlich des vorgelagerten Bereichs höherer Werte des Formfaktors zwischen zwei Nachläufen.

4.4.3 Vergleich UNSFLO – TRACE-U

Der direkte Vergleich des Verlaufs des zeitlich gemittelten Reibungsbeiwerts c_F für die unterschiedlichen Berechnungsarten der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion des T115 ist in [Abb. 4.40](#) dargestellt. Das Niveau der stationären UNSFLO-Lösung ist um nahezu 30% höher als das der Rotor/Stator-Rechnungen (TRACE-U, UNSFLO/STAROT). Dieser Unterschied beruht auf der Vernachlässigung Terme zweiter und vierter Ordnung bei der Berechnung der Schubspannung τ_{xy} bei Intermittenz-basierten Berechnungsverfahren, was Fehler von 15-30% verursachen kann (Mayle, 1991). Da die instationäre Rechnung mit PUIM auf diesem Ergebnis basiert, ist auch deren Mittelwert von derselben Größenordnung und somit höher als derjenige der Rechnungen, in denen die Stabnachläufe berechnet wurden. Da für die STAROT-Rechnung die Einstellungen bzgl. Lage und Erstreckung des Transitionsbereichs der stationären Rechnung übernommen wurden, ist die weitestgehende Übereinstimmung in der Vorhersage der Ablösung an der Hinterkante stimmig. Deren Unterdrückung wird jedoch kaum vorhergesagt, was sich bereits im Verlauf des Formfaktors abzeichnete ([Abb. 4.31](#)). Das Ergebnis der UNSFLO/PUIM-Rechnung bestätigt die Tendenz der Unterdrückung der laminaren Ablöseblase unter dem Einfluß der Stabnachläufe. Im Vergleich zur TRACE-U-Rechnung für diesen Fall ($t40u30$) wird dieser Effekt jedoch stark übertrieben berechnet. Das Ergebnis der TRACE-U-Rechnung liegt zwischen den Werten der Ergebnisse der unterschiedlichen UNSFLO-Modellierungen: das Niveau im vorderen Schaufelbereich ist in Übereinstimmung mit der STAROT-Rechnung, die im Gegensatz zur PUIM-Rechnung den Stabeinfluß an der Vorderkante berücksichtigt. Dagegen wird im Hinterkantenbereich die Unterdrückung der

Ablösung in Übereinstimmung mit der Messung vorhergesagt, was bereits aus dem Vergleich mit der gemittelten istentropen Machzahl ersichtlich ist (vgl. Abb. 4.6).

Abb. 4.41 zeigt die gemessenen und berechneten Profilverluste in Abhängigkeit von der Strouhalzahl Sr . Die instationären Messungen zeigen eine deutliche Verminderung des Profilverlusts für alle Variationen im Vergleich zum stationär ermittelten Wert und erreichen eine Verringerung um bis zu 32%. Die Rechnung folgt diesem Trend nur ansatzweise. Für höhere Stabgeschwindigkeiten weist die Rechnung im Fall von TRACE-U sogar einen höheren Verlust auf als bei stationärer Zuströmung, wohingegen die mit UNSFLO/PUIM ermittelten Profilverlustbeiwerte nahezu keine Abhängigkeit von der Strouhalzahl zeigen. Aufgetragen sind, stellvertretend für alle PUIM-Rechnungen, die Ergebnisse von Rechnungen mit der Transitionsmodellierung nach Mayle und der Produktionsrate turbulenter Bereiche nach Addison und Hodson, da die Verlustbeiwerte aus anderen Kombinationen nahezu identisch sind. Die Ursache hierfür ist der sehr eingeschränkte Bereich an der Hinterkante, der von diesen Variationen betroffen ist, sowie die massive druckseitige Ablösung, die für alle vorgestellten Rechnungen eine große Unsicherheit bei der Bestimmung dieses integralen Wertes darstellen. Unter Berücksichtigung der o.g. Einschränkungen kann jedoch bei fast allen Rechnungen eine Verringerung des Profilverlustbeiwerts mit einsetzender Stabbewegung festgestellt werden. Die nochmalige zusätzliche Verringerung des Profilverlusts für $u_{\text{stab}}=25\text{m/s}$, die in der Messung festgestellt wird, kann jedoch in keiner der Rechnung nachvollzogen werden. Da die Auswertung der Weg-Zeit-Diagramme sowohl der Meßergebnisse als auch der Rechnungen für diesen Fall keinen Hinweis auf eine derartig ausschlaggebende Abhängigkeit der Grenzschichtentwicklung von der Strouhalzahl gibt, liegt die Frage nach der Konsistenz der Meßwerte für diesen Punkt näher, als die nach der Eignung der Rechenverfahren.

4.5 Ergebnisse der numerischen Untersuchungen für das Turbinengitter T106-D

Das Niederdruckturbinengitter T106-D (Abb. 4.42) ist eine Variante des Turbinengitters T106, bei der die Teilung um 30% von $t/l=0,799$ auf 1,05 erhöht wurde. Die bereits in der Standardkonfiguration vorhandene laminare Ablöseblase an der saugseitigen Hinterkante wird aufgrund der deutlich erhöhten Belastung des Gitters vergrößert und einer meßtechnischen Beobachtung besser zugänglich gemacht. Da die Vergrößerung der Teilung ohne Modifikation der Profilform oder anderweitige Anpassungen vorgenommen wurde, handelt es sich bei den in Abb. 4.42 dargestellten Auslegungsdaten nicht mehr um solche im eigentliche Sinn.

Die umfangreichen Meßergebnisse, die für das Turbinengitter T106-D für den Betriebspunkt $Re_{2\text{th}}=200.000$, $Ma_{2\text{th}}=0,4$ bei konstanter Stabgeschwindigkeit $u_{\text{stab}}=20\text{m/s}$ und der Stabteilung $t_{\text{stab}}=40\text{mm}$ zur Verfügung stehen (Stadtmüller, 2000) umfassen u.a. Grenzschichttraversie-

rungen an unterschiedlichen Positionen der Saugseite und ermöglichen so den direkten Vergleich der integralen Grenzschnittparameter mit den entsprechenden Größen der Rechnung.

4.5.1 Instationäre Rechnungen mit TRACE-U

Das Rechennetz für die TRACE-U Rechnungen zeigt (Abb. 4.43). Aufgrund der bereits erörterten Problematik bzgl. der Periodizität der Teilungsverhältnisse wurde die Stabteilung des Rechennetzes von 40mm auf 35mm verringert (Tab. 4.2). Um der Terminologie der Messung zu entsprechen, wird im Folgenden jedoch auch bei den Ergebnissen der Rechnung von der Stabteilung t_{40} gesprochen.

Die Vorgehensweise für die iterative Feinabstimmung der Randbedingungen für die instationäre Rechnung ist analog derer, der bereits vorgestellten Rechnungen (s. Kap. 4.3). Der Vergleich von berechneter und gemessener isentroper Machzahl für den Fall t_{40u20} (Abb. 4.44) zeigt, daß ein Einfluß aus der durch den o.g. Leckagemassenstrom hervorgerufenen Inhomogenität der Zuströmung auch bei diesem Gitter festgestellt werden kann. Die Rechtecksymbole kennzeichnen die Ergebnisse von Messungen mit konventionellen Druckbohrungen an Schaufel 2 und 4 (Abb. 4.42), die grau unterlegten Dreiecke symbolisieren ebensolche Meßdaten für die Saugseite der mittleren Schaufel (3). Das leicht abgesenkte Niveau der isentropen Machzahl entlang der Saugseite von Schaufel 3 ist ein deutlicher Hinweis auf die erwähnte Inhomogenität der Zuströmung bei eingebautem EIZ in der Meßstrecke. Der Vergleich des mit TRACE-U berechneten zeitlich gemittelten Verlaufs zeigt bei guter Übereinstimmung entlang der Saugseite eine deutliche Abweichung von der druckseitigen Verteilung gemessen an Schaufel 4, was ein weiterer Beleg für die genannte Zuströmungsinhomogenität darstellt. Die Druckbohrungen zur Messung des statischen Druckes an der Profilloberfläche liefern darüber hinaus lediglich einen „pneumatisch“ gemittelten Wert, der die Kriterien eines zeitlichen Mittelwerts nicht streng erfüllt. Der Vergleich mit dem durch ausgefüllte Dreiecksymbole gekennzeichneten Verlauf der mit instationär messenden *Kulite*-Sonden gemessenen und zeitlich gemittelten isentropen Machzahlverteilung zeigt, daß das zeitliche Mittel des Plateaus, das die Ablösung kennzeichnet, mit instationärer Meßtechnik gemessen, wesentlich ausgeprägter ist, als es mit stationärer Meßtechnik ermittelt oder bspw. hier mit TRACE-U berechnet werden kann. Stationäre Meßwerterfassung mit Druckbohrungen ist demzufolge offensichtlich wenig geeignet, den zeitlichen Mittelwert von periodischen Druckschwankungen zu liefern. Das Ergebnis der Rechnung zeigt zwar ebenfalls eine zu stark unterdrückte Ablösung, die Ursache hierfür ist jedoch weniger in der verwendeten arithmetischen Mittelung, als vielmehr im Ergebnis der Rechnung selbst zu finden.

Die Meßpositionen und eine schematische Darstellung der Meßergebnisse der Traversierung der Grenzschnitt bei instationärer Zuströmung sind in Abb. 4.45 dargestellt. Abb. 4.46 zeigt den Vergleich der Verteilung der mit diesen ensemblegemittelten Meßwerten gebildeten in-

tegralen Grenzschichtparametern mit den Ergebnissen einer Rotor/Stator-Rechnung mit TRACE-U. Gezeigt ist die auf die Sehnenlänge bezogene Verdrängungsdicke δ_1/l , Impulsverlustdicke δ_2/l und der Formfaktor H_{12} im jeweiligen Weg-Zeit-Diagramm. Das hohe Maß an Übereinstimmung der Ergebnisse untereinander erschließt sich nicht auf den ersten Blick, doch korrespondieren sowohl die Niveaus der berechneten Grenzschichtgrößen als auch die axiale Erstreckung der Bereiche konstanter Werte für alle drei Parameter bis auf den vorderen instrumentierten Bereich ($0,68 \leq x/l_{ax} \leq 0,76$) sehr gut mit den entsprechenden Werten der Messung. Auch die auftretenden Minimal- und Maximalwerte bewegen sich auf gleichem Niveau. Da sich die Darstellung nicht über die gesamte Schauffellänge, sondern auf den Bereich der Meßpositionen beschränkt, erscheinen auch hier Abweichungen stark übertrieben (s.a. Kap. 4.4.1.2). Optisch augenfälligster Unterschied in allen drei Darstellungen ist die ausgeprägte axiale Streckung Bereiche konstanter Werte im Ergebnis von TRACE-U. Dieser Unterschied zur Messung beruht nicht etwa auf der Darstellung der diskreten Meßwerte als interpolierter Konturplot, sondern auf der sehr ausgeprägten Wirkung des Nachlaufs auf die Grenzschichtparameter. Die Darstellungen der Machzahl (auf die lokale Schallgeschwindigkeit a bezogener Geschwindigkeitsbetrag) in Schnitten konstanter x/l_{ax} -Position in Abhängigkeit des auf die Sehnenlänge bezogenen orthogonalen Wandabstands bestätigen diese Aussage (Abb. 4.47). Die wellige Erscheinungsform mit niedrigen Amplituden der aus den Meßwerten ermittelten Machzahl, in Abhängigkeit von der, mit der Stabdurchgangsperiode normierten Zeit, steht einem Ergebnis der Rechnung mit starken Schwankungen und ausgeprägten Extrema gegenüber. Das Geschwindigkeitsniveau der Rechnung im Schnitt $x/l_{ax}=0,68$ liegt deutlich unter dem der Messung und bestätigt den Unterschied der integralen Grenzschichtdicken zwischen Rechnung und Messung (Abb. 4.46). Die Übereinstimmung nimmt weiter stromab jedoch wieder deutlich zu.

4.5.2 Instationäre Rechnungen mit UNSFLO/PUIM

Da sich die Berücksichtigung der viskosen Nachlaufeffekte zur Berechnung der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion als unabdingbar erwiesen hat (s. Kap. 4.4.2), beschränken sich die ausgeführten UNSFLO-Rechnungen auf solche mit PUIM und den bereits für die T115-Rechnungen bewährten Einstellungen: Transitionskriterium nach Mayle, Variation der Formulierung für die Produktion turbulenter Bereiche nach Mayle und nach Addison und Hodson.

Abb. 4.48 zeigt das für UNSFLO erzeugte unstrukturierte Rechennetz. Abb. 4.49 bis Abb. 4.52 zeigen den Vergleich der integralen Grenzschichtparameter, die aus den Meßdaten und den berechneten Größen ermittelt wurden. Sowohl die Erstreckung der Isoflächen als auch Maximal- und Minimalwerte stimmen für beide Variationen der Formulierung für die Produktion turbulenter Bereiche kaum erkennbar mit den Meßdaten überein. Die für numerische Verfahren typische und hier sehr ausgeprägte Trennung der Bereiche unter Nachlaufeinfluß ist in den UNSFLO/PUIM-Rechnungen von diskreten Bereichen entlang der Zeitachse geprägt, die,

besonders stromab der Ablösung ($x/l_{ax}=0,8$, vgl. Abb. 4.44) zu erkennen sind. Diese treten in den Darstellungen der Machzahl bei ausgewählten x/l_{ax} -Positionen ebenfalls in Erscheinung (Abb. 4.50 und Abb. 4.52). Zwischen den beiden Formulierungen für die Produktion turbulenter Bereiche sind qualitativ und quantitativ kaum Unterschiede feststellbar. Das stark zergliederte Bild der zeitlichen Grenzschichtentwicklung in Strömungsrichtung findet sich in dem von sehr scharfkantigen und abrupten Übergängen dominierten zeitlichen Verhalten der Geschwindigkeitsentwicklung innerhalb der Grenzschicht wieder und ist mit den Meßwerten allenfalls bzgl. der Größenordnung der Mittelwerte vergleichbar.

4.5.3 Vergleich UNSFLO – TRACE-U

Der Grund für das geringe Maß an Übereinstimmung von UNSFLO/PUIM-Rechnung mit den Meßergebnissen liegt, wie in den Weg-Zeit-Diagrammen deutlich erkennbar wird, offensichtlich in der Erfassung der laminaren Ablöseblase. In den Abb. 4.53 und Abb. 4.54 wird der mit TRACE-U (jeweils links) berechnete zeitliche Verlauf der Ausbildung der Ablösung demjenigen der UNSFLO/PUIM-Rechnung (jeweils rechts) gegenübergestellt. Während das von TRACE-U berechnete Strömungsfeld zu allen Zeitpunkten ein plausibles Strömungsfeld liefert, sind die Strukturen in der Ablöseblase der UNSFLO/PUIM-Rechnung schwerlich physikalisch interpretierbar. In der TRACE-U-Rechnung wird die nach Hatmann und Wang (1998) für eine lange Ablöseblase typische, gleichsinnig drehende Doppelwirbelstruktur wiedergegeben (Abb. 4.54, links unten). Messungen für die Reynoldszahl $Re_{2th}=60.000$ bei gleicher Abström-Machzahl zeigten, daß die Grenzschichtströmung ohne turbulentes Wiederanlegen ablöst. Eine Erklärung für die oben beschriebene Diskrepanz liegt daher sehr wahrscheinlich darin, daß sich das Gitter, mit der um über 30% vergrößerten Teilung, bei einer ebenfalls sehr geringen Reynoldszahl von $Re_{2th}=100.000$ und in Verbindung mit dem Auftreten einer langen Ablöseblase in einem stabilitätsmäßigen Grenzbereich befindet, der mit UNSFLO/PUIM bzgl. des Verhaltens der Ablöseblase nicht befriedigend berechnet werden kann.

Abb. 4.55 zeigt die gemessenen RMS-Werte mit überlagerten Isolinien der gemessenen und der von TRACE-U berechneten bezogenen Verdrängungsdicke δ_1/l . Die gestrichelte Linie kennzeichnet den Nachlaufpfad. Die Stromaufverlagerung des Transitionspunkts entspricht dem Verhalten der Grenzschicht bei nachlaufinduzierter Bypass-Transition, wie es bereits beim Turbinengitter T115 beobachtet werden konnte. Mit Hilfe der bezogenen Verdrängungsdicke δ_1/l als Vergleichsgröße läßt sich der Nachlaufpfad eindeutig identifizieren und so die zeitliche Grenzschichtentwicklung aus Rechnung und Messung synchronisiert darstellen. Die Abbildung macht die Schwierigkeiten deutlich, die beim Vergleich von RMS-Werten mit den berechneten Grenzschichtparametern auftreten. Die Wanderung des Transitionspunkts ist gut im RMS-Verlauf ablesbar, wohingegen dessen Auswirkungen auf die Grenzschichtgrößen selbst, gerade bei Anwesenheit einer Ablösung, nur indirekt zu erkennen sind. Da der Transitionsvorgang nach dem Wiederanlegen oftmals nicht abgeschossen ist (Wunderwald, 1995), kann dieser, gerade bei periodisch instationärer Zuströmung, nur durch den Formfaktor ver-

läßlich identifiziert werden. Abb. 4.56 zeigt die nach Abb. 4.55 synchronisierten und dem RMS-Wert überlagerten Isolinien des Formfaktors im Vergleich mit den aus der Messung gebildeten Werten. Abb. 4.57 zeigt zusätzlich die Isolinien der Impulsverlustdicke (oben). Die Linie konstanten berechneten Formfaktors $H_{12}=2,6$ deckt sich im Bereich der unterdrückten Ablösung weitestgehend mit dem Verlauf des Transitionsbereichs (vgl. Kap. 4.4.1.2, Abb. 4.23). Auch ohne eine direkt übertragbare Rechengröße zur Anzeige des aktuellen Transitionspunktes kann somit eine aussagekräftige Analyse auf Basis des Formfaktors erfolgen.

Abb. 4.58 zeigt die Bereiche, in die die instationäre Grenzschichtentwicklung typischerweise eingeteilt werden kann. Der nachlaufinduzierte Pfad besteht ausgehend von der Vorderkante aus dem laminaren Bereich A, dem nachlaufinduzierten transitionalen Bereich B und dem nachlaufinduzierten turbulenten Bereich C. Man erkennt in der RMS-Verteilung eine relaminarisierende Vorderkantenablösung, die aufgrund des Zuströmwinkels unter Off-Design-Bedingungen entsteht. Der Pfad zwischen zwei Nachläufen besteht aus dem laminaren Bereich A, einem beruhigten Bereich D, dem transitionalen Bereich E und dem turbulenten Bereich F. Der Vergleich mit dem mit TRACE-U berechneten Formfaktor zeigt ein weiteres Mal ein hohes Maß an Übereinstimmung auf. Werte von $H_{12}>3,5$ kennzeichnen die Ablösung, die entlang des Nachlaufpfads, zeitlich etwas verzögert, unterdrückt wird. Der nachfolgende transitionale Bereich B und der turbulente Bereich C unterscheiden sich nur leicht von den, den Messungen entsprechenden eingezeichneten Bereichen. Der turbulente Bereich zwischen zwei Stabdurchgängen F ist in Zeit und Erstreckung in der Rechnung etwas kürzer ausgeprägt, was die stärker prognostizierte Wirkung der Delle in der Rechnung belegt. Die Ablösung erstreckt sich in der TRACE-U - Rechnung weiter stromab in Richtung der Hinterkante als dies in der Messung der Fall ist und so ist auch der transitionale Bereich E kürzer in der Zeit und etwas größer im Ausmaß als in der Messung.

Dieses hohe Maß an Übereinstimmung spiegelt sich nicht in der Analyse der zeitlichen Mittelwerte wider. Abb. 4.59 zeigt die zeitlichen Mittelwerte der auf die Sehnenlänge bezogenen Verdrängungsdicken δ_1/l und Impulsverlustdicken δ_2/l aus Rechnung und Messung im Vergleich. Die mit den Symbolen gekennzeichnete gemessene bezogene Impulsverlustdicke unterscheidet sich in erheblichem Maß von den berechneten Werten, wobei die Ergebnisse von TRACE-U und UNSFLO sehr eng beieinander liegen. Eine Ursache für diese Diskrepanz liegt in dem aus Abb. 4.47, Abb. 4.50 und Abb. 4.52 ersichtlichen starken Absinken der Strömungsgeschwindigkeit im Einflußbereich der Nachlaufdellen, woraus sich bei der zeitlichen Mittelung ein geringerer Durchschnittswert ergibt. Der Verlauf in Strömungsrichtung wird qualitativ richtig vorhergesagt. Das lokale Maximum bei $x/l_{ax}=0,76$ im gemessenen Verlauf kennzeichnet den Transitionspunkt, wird jedoch in keiner der Rechnungen in dieser Deutlichkeit erfaßt. Lediglich in der Verteilung der Verdrängungsdicke wird diese Spitze in einem Plateau sichtbar. Der relative Fehler in deren Verlauf ist geringer, da diese Größe nur durch eine einfache Integration mit der Geschwindigkeit gebildet wird. Das zu stark berechnete Geschwindigkeitsdefizit wirkt sich daher weniger aus. Im Fall von TRACE-U zeigen beide Ver-

läufe den richtigen Trend, wenn auch deutlich zu niedrigeren Werten hin verschoben. Die Ergebnisse der beiden UNSFLO/PUIM-Rechnungen stimmen im Hinterkantenbereich mit den Werten des gemessenen Verlaufs sogar überein. Diese Tendenz kann auch in den o.g. Darstellungen der Geschwindigkeitsverteilungen beobachtet werden, in denen das starke Abfallen der Geschwindigkeiten im Nachlaufbereich durch Übergeschwindigkeiten in den ungestörten Bereichen mehr als kompensiert wird. Die zeitlich gemittelten Werte der Grenzschichtgrößen für die verschiedenen Auswerteebenen können Tab. 4.4 entnommen werden.

Die Auswertung des integralen Profilverlustbeiwertes (Tab. 4.5) zeigt wiederum ein anderes Bild. Der Unterschied des mit TRACE-U berechneten Werts zu dem der Messung beträgt fast 65%, der des mit UNSFLO/PUIM bestimmten noch 55%, wobei weder die Wahl des Transitionskriteriums, noch die der Formulierung für die Produktion turbulenter Bereiche einen merklichen Einfluß haben. Bezieht man den Profilverlust auf den Wert bei stationärer Zuströmung, scheinen die UNSFLO-Ergebnisse hervorragend mit den gemessenen Werten des bezogenen Profilverlusts übereinzustimmen. Die Ursache hierfür liegt jedoch im deutlich zu gering berechneten stationären Wert.

4.6 Ergebnisse der numerischen Untersuchungen für das Verdichtergitter V111

Das untersuchte Verdichtergitter V111 ist mit seinen Auslegungsdaten in Abb. 4.60 dargestellt. Es handelt sich um ein Verdichterprofil mit einer sog. *roof-top*-Machzahlverteilung, die zu einer hohen Belastung im vorderen Teil der Schaufel führt.

Die Untersuchungen für diesen Fall konzentrieren sich auf den Vergleich von Rechnung und Messung bei $Re_1=200.000$ und $Ma_1=0,66$ bei einer Variation der Strouhalzahl, bewerkstelligt durch Stabteilungen von $t_{Stab}=40\text{mm}$ und $t_{Stab}=80\text{mm}$ bei einer Stabgeschwindigkeit von $u_{Stab}=20\text{m/s}$ (t40u20, t80u20). Die bereits bei den beiden Turbinengittern erwähnte Teilungsproblematik führt im Fall dieses Gitters auf eine modellierte Stabteilung von $t_{Stab}=37,75\text{mm}$ (t40) und $75,5\text{mm}$ (t80). Zusätzlich wird für den Fall der vergrößerten Stabteilung die auf den Auslegungsfall von $Re_1=584.000$ erhöhte Reynoldszahl untersucht.

4.6.1 Instationäre Rechnungen mit TRACE-U

Abb. 4.61 zeigt das Rechennetz für die Strömungssimulation mit TRACE-U. Für den Fall der kleinen Stabteilung (t40) besteht es aus 17 Blöcken mit ca. 47.000 Punkten und für die große Stabteilung (t80) aus 14 Blöcken mit ca. 48.000 Punkten. Die Grenzschicht wird in Oberflächennormalenrichtung mit 31 Punkten aufgelöst, wodurch der für den Anwendungsbereich des Turbulenzmodells erforderliche y^+ -Wert $<1,5$ auf der gesamten Schaufeloberfläche erreicht wird.

Die iterative Bestimmung der Randbedingungen für das Verdichtergitter unterscheidet sich nicht wesentlich von der der Turbinengitter. Lediglich die Zuströmwinkelproblematik stellt sich bei Verdichtergittern in einer anderen Weise, denn bereits von Hübner (1996) beschrieben und von Teusch (1999) bestätigt, ist der Grund für die Veränderung des Zuströmwinkels im Vorfeld eines Verdichtergitters der, daß die Zuström Grenzschicht der Seitenwand aufgrund des Druckanstiegs stark aufdickt und so ein Zuströmwinkeländerung herbeiführt. Im Zusammenspiel mit dem EIZ-Einbau jedoch tritt dieser Effekt nicht mehr auf und die in der stationären Rechnung bestätigte Zuströmwinkeländerung von -2° kann beim Vergleich der Ergebnisse der instationären Rechnung mit der Messung nicht mehr festgestellt werden. Die Umlenkung der Zuströmung durch den im Fall des Verdichtergitters eingesaugten Leckageluftmassenstroms bei laufendem EIZ gleicht diesen Effekt in der untersuchten Anordnung offensichtlich gerade aus. Daher muß für diesen Fall der durch Vergleich mit stationären Messungen und in stationären Vorrechnungen zu 132.3° bestimmte Zuströmwinkel auf 134° korrigiert werden. Abb. 4.63 zeigt im Detail das durch den so veränderten Zuströmwinkel stromab verlagerte Maximum der isentropen Machzahlverteilung (Abb. 4.62).

Der Einfluß der Stromröhrenkontraktion erweist sich für die Berechnung des Verdichtergitters wiederum als sehr sensibler Parameter, der eine sehr sorgfältige Anpassung erfordert. Gemessene 17% AVDR müssen auf nur noch 7% für die 2D-Untersuchungen verringert werden, um die Druckverteilung der Messung nachbilden zu können.

Wie bereits erwähnt sind die Ergebnisse einer Simulation der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion mit dem EIZ aufgrund der zu niedrigen maximalen Stabgeschwindigkeiten trotz des realitätsnahen Betriebspunktes nicht mit den realen Verhältnissen in einer Turbomaschine vergleichbar (s. Kap. 4.2). Besonders deutlich wird diese Problematik an der Zuströmung des Verdichtergitters. Abb. 4.64 zeigt schematisch die Zuströmkinematik der Stabnachlaufströmung anhand eines Konturplots der turbulenten Viskosität bei einer EIZ-typischen Stabgeschwindigkeit von $u_{\text{Stab}}=20\text{m/s}$. Die zulässigen Stabgeschwindigkeiten reichen bei weitem nicht aus, um das steile punktuelle Auftreffen der Nachlaufdellen auf die Schaufeloberfläche, das bei real auftretenden Rotorgeschwindigkeiten vorliegt, zu simulieren. Abb. 4.65 zeigt exemplarisch die Nachlaufkinematik für eine Stabgeschwindigkeit $u_{\text{Stab}}=200\text{m/s}$. Der prinzipielle Unterschied in der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion ist deutlich erkennbar: während sich bei relativ niedrigen Stabgeschwindigkeiten der Nachlauf wie ein Schleier gleichmäßig über die gesamte Schaufel absenkt, trifft bei der um den Faktor 10 höheren Stabgeschwindigkeit der Nachlauf lokal konzentriert auf die Schaufel auf (weißer Kreis). Die sich einstellenden Effekte der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion unterscheiden sich im Fall des Verdichters qualitativ und phänomenologisch wesentlich deutlicher von dem maschinentypischen Fall, als bei den untersuchten Turbinenanordnungen, bei denen der Unterschied zwischen Nachlaufrichtung (w_{Nachlauf}) und der Zuströmrichtung (c_1) wesentlich geringer ist. Trotz der relativ hohen Auflösung des Rechengebietes ist auch für den Fall des Verdichtergitters eine hohe Aus-

mischung in der Nachlaufströmung zu beobachten, die ab ca. 15 Stabdurchmessern d stromab der Stabebene kaum noch von Karmansche Wirbel aufweist.

Abb. 4.66 zeigt die instationäre Grenzschichtentwicklung für den Fall t_{40u20} bei der Zuström-Reynoldszahl $Re_1=200.000$ und Machzahl $Ma_1=0,66$. Wiederum macht die Problematik der Vergleichbarkeit unkalibrierter Dünnfilmmessungen mit Rechenergebnissen eine Zuordnung der Strömungsmuster in der dargestellten Weise erforderlich. Der durchgängig eingezeichnete Verlauf des Nulldurchgangs der gemessenen Schiefe μ_3 (weiße Linie) zeigt den Verlauf des Transitionspunkts, der in einem Bereich von $0,52 \leq x/lax \leq 0,61$ unter Nachlaufeinfluß wandert (nachlaufinduzierte Bypass-Transition). Als numerische Vergleichsgröße ist, ebenfalls über beide Bildhälften, die Höhenlinie des berechneten Formfaktors $H_{12}=2,0$ eingezeichnet. Deren Schwankungsweite ist etwa doppelt so groß wie die der gemessenen Transitionspunktwanderung und umfaßt den Bereich $0,48 \leq x/lax \leq 0,65$. Die periodische Unterdrückung der laminaren Ablöseblase, die sich in der Zeit zwischen zwei passierenden Nachlaufzellen ausbildet, ist an den hohen Werten des Formfaktors im Konturplot der oberen Bildhälfte deutlich zu erkennen. Aufgrund des positiven Druckgradienten löst die Grenzschicht bei einem Wert von ca. $H_{12}=3,5$ ab und legt bei Werten von ca. $H_{12}= 2,0$ turbulent wieder an. Bestätigt wird dies durch das lokale Maximum des RMS-Wertes im Schnitt $t=t_{sep}$ der xy -Darstellung des RMS-Verlaufs. Der Vergleich mit dem ebenfalls aufgetragenen Formfaktor der Rechnung zeigt diesbezüglich eine sehr gute Übereinstimmung und bestätigt den Formparameter als geeignete Vergleichsgröße.

Der Verlauf des Maximums der turbulenten kinetischen Energie in der Grenzschicht k ist in Abb. 4.67 dargestellt. Wiederum sind der Nulldurchgang der Schiefe und die Höhenlinie des Formfaktors $H_{12}=2,0$ eingetragen. Der Verlauf des turbulenten Nachlaufpfades ist als gestricheltes Linienpaar eingezeichnet. Die Zeitpunkte des Auftreffens der Dellen ist deutlich an den Maxima im Vorderkantenbereich zu erkennen, deren zeitliche und örtliche Ausbreitung sich entlang der erhöhten k -Werte im Hinterkantenbereich ergänzen läßt. Die Übereinstimmung mit dem vorgelagerten Transitionsbeginn ($\mu_3=0$ -Linie) bestätigt diese Zuordnung. Mit den so identifizierten Zusammenhängen können nun die Abläufe der Grenzschichtentwicklung unter instationärer Zuströmung nach Abb. 4.68 identifiziert werden. Es lassen sich wieder zwei Pfade erkennen: der turbulente Nachlaufpfad mit dem laminaren Bereich A, dem nachlaufinduzierten transitionalen Bereich B und dem nachlaufinduzierten turbulenten Bereich C sowie der Pfad zwischen zwei Dellen, bestehend wiederum aus dem laminaren Bereich A, dem transitionalen Bereich E oberhalb der Ablöseblase und dem turbulenten Bereich F. Der in der Messung beobachtete und als solcher interpretierte beruhigte Bereich D (Teusch, 2000), kann im Ergebnis der TRACE-U-Rechnung in keiner der Vergleichsgrößen gefunden werden. So konnten beruhigte Bereiche, die sich durch ein „völliges“ Geschwindigkeitsprofil und niedrigen Formfaktor auszeichnen, in keiner der mit TRACE-U durchgeführten Verdichtergitter-Rechnungen beobachtet werden.

Das Ergebnis für die doppelte Stabteilung t80 zeigt für denselben Betriebspunkt ein ähnliches Maß an Übereinstimmung (Abb. 4.69). Die für diesen Fall in Zeit und Erstreckung wesentlich ausgeprägtere Ablöseblase wird in nahezu vollständiger Übereinstimmung mit der Messung vorhergesagt. Die Lage des transitionalen Bereichs zwischen den Nachläufen stimmt sehr gut mit der des turbulenten Wiederanlegens der Ablöseblase überein ($H_{12} \approx 2$). Ebenso zeigt sich der auffällige Bereich eines gestreckten stromabverlagerten RMS-Maximums (strichpunktierter Kreis) deutlich sowohl in der Messung als auch in der Rechnung.

Die Frage nach der Wiedergabe eines beruhigten Bereichs ist auch für den Fall der hohen Reynoldszahl ($Re_1=584.000$) nicht eindeutig zu beantworten. Der in der Messung nun wesentlich deutlichere Bereich eines gestreckten stromabverlagerten RMS-Maximums (Abb. 4.70, strichpunktierter Kreis) wird auch in der Rechnung, nunmehr jedoch nur noch ansatzweise gezeigt. Aufgrund mit steigender Reynoldszahlen tendenziell dünner werdender Grenzschichten, wirken sich Fehler bei der betragsmäßigen Bestimmung der Verdrängungs- und der Impulsverlustdicke stärker aus, als bei niedrigen Reynoldszahlen. Bei der Ermittlung des Formfaktors als Quotient dieser beiden Größen kann dieser daher sowohl fehlereliminierend als auch -verstärkend wirken. Der Formfaktor verliert demzufolge in Abhängigkeit dieser Randbedingungen an Aussagekraft. Der Transitionsunkt, der durch den Nulldurchgang der Schiefe dargestellt wird (weiße Linie), liegt weiter stromauf, als man aufgrund dieses axialen Streubereichs hoher RMS-Werte zu dieser Zeit an dieser Stelle erwarten würde und erweist sich als der genauere Indikator für den Transitionsunkt. Die Form der Höhenlinie des berechneten Formfaktors $H_{12}=1,9$ spiegelt die, im Vergleich zur kleineren Stabteilung, wesentlich diskreter auftretende Stromaufverlagerung des Transitionspunktes auch für diesen Fall sehr gut wieder und trifft sowohl nach Lage als auch zeitlicher Dauer die Messung nahezu exakt. Ebenso verhält es sich mit der Wiedergabe der einzelnen Bereiche des turbulenten Nachlaufpfades (A, B, C) und der Bereiche zwischen dem Wirkungsbereich der Dellen.

4.6.2 Instationäre Rechnungen mit UNSFLO/PUIM

Auch für das Verdichtergitter werden in Anbetracht der gemachten Erfahrungen mit Stator/Rotor- und Wake/Rotor-Rechnungen ausschließlich Rechnungen mit UNSFLO/PUIM vorgestellt. In umfangreichen Voruntersuchungen haben sich Rechnungen mit dem Transitionskriterium nach Mayle und der Produktion turbulenter Bereiche nach Addison und Hodson als diejenigen mit der besten Übereinstimmung mit den Meßwerten erwiesen, weshalb alle nachfolgend vorgestellten Ergebnisse mit diesen Einstellungen berechnet wurden. Das hierfür verwendete Rechennetz zeigt Abb. 4.71, in dem die Grenzschicht mit 25 Punkten normal zur Schaufeloberfläche aufgelöst wurde.

Abb. 4.72 zeigt die Verteilung der isentropen Machzahl des Gitters für den Betriebspunkt $Re_1=200.000$ bei $Ma_1=0,66$. Die mit UNSFLO erzeugte stationäre Lösung gibt das deutlich ausgebildete Druckplateau, das die Ablösung kennzeichnet, annähernd identisch zur Messung

mit stationär messenden Profildruckbohrungen wieder. Die zeitlich gemittelte Verteilung der isentropen Machzahl für die instationäre Rechnung zeigt jedoch, daß in der mit PUIM simulierten Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion die Ablösung im Mittel vollständig unterdrückt wird. Auffallend ist eine massive druckseitige Ablösung, die sich fast bis zur Hälfte der druckseitigen Lauflänge der Schaufel erstreckt und zu einer erheblichen Veränderung in der Druckverteilung führt. Abb. 4.73 zeigt, daß diese Ablösung auch bei Erhöhung der Reynoldszahl auf den Auslegungswert von $Re_1=584.000$ nicht unterdrückt wird. Da die axiale Position des saugseitigen Maximums der Machzahlverteilung mit dem der Messung übereinstimmt und keinerlei saugseitigen Ablösungserscheinungen an der Vorderkante zu erkennen sind, kann dies nicht auf eine Fehlanströmung des Gitters zurückgeführt werden. Der Grund hierfür liegt in der von PUIM für die Druckseite berechneten Lösung für die instationäre Intermitenzverteilung, die dieses Strömungsbild verursacht.

Abb. 4.74 zeigt, in Analogie zu den mit TRACE-U durchgeführten Rechnungen, den bewährten Vergleich des Formfaktors mit der gemessenen RMS-Verteilung. Auch hier lassen sich die einzelnen Bereiche der instationären Grenzschichtentwicklung zuordnen. Den transitionalen Bereich zwischen den Nachläufen berechnet UNSFLO/PUIM mit einer Erstreckung von $0,27 \leq x/l \leq 0,33$ und damit deutlich stromauf des gemessenen Werts von ca. $x/l=0,4$. Das hohe Maß an Übereinstimmung in der *axialen* Bestimmung des turbulenten Pfades wiederum ist mit dem Arbeitsprinzip von PUIM zu begründen, bei dem die Nachlaufkinematik und der zeitlich und betragsmäßige Verlauf des Turbulenzgrades Eingabegrößen für die Berechnung des turbulenten Pfades sind. Gerade diese Faktoren sind es jedoch, die dafür verantwortlich sind, daß die „Breite“ des turbulenten Pfades (= zeitliche Wirkungsdauer des Nachlaufs) wesentlich zu groß bestimmt ist, da das hier zugrunde gelegte Tubulenzgradprofil eine Verteilung der Turbulenz aufweist, die im Vergleich zur Verteilung bei der Stabteilung t80, sehr flache Flanken und eine sehr breite Basis aufweist. Entlang der Flanken der Turbulenzgradverteilung ist deren Wert jedoch bereits ausreichend, um den laminar/turbulenten Umschlag zu bewirken. Diese eigentlich zu lange Wirkungsdauer des Nachlaufes führt dazu, daß im Bereich D? ein axial weit stromab verschobener Bereich hoher Werte des Formfaktors H_{12} berechnet wird.

Die oben getroffenen Aussagen hinsichtlich der berechneten, sehr diskret auftretenden Auswirkungen der Nachläufe bestätigt sich besonders in den Rechnungen bei vergrößerter Stabteilung (Abb. 4.75 und Abb. 4.76). Die räumliche und zeitliche Entwicklung des Nachlaufpfades deckt sich mit derjenigen der Messung. UNSFLO liefert hier, im Vergleich zur kleineren Teilung, demzufolge die besseren Ergebnisse. Man erkennt dasselbe Phänomen bzgl. des „Überschwingers“ im Verlauf des Formfaktors der Rechnung (D?). Da hier nicht die, für beruhigte Bereiche typischen niedrigen Werte für den Formfaktor auftreten, scheidet die ursprüngliche Interpretationsmöglichkeit zunächst aus. Es handelt sich jedoch offensichtlich um einen neuralgischen Punkt der zeitlichen Grenzschichtentwicklung, zumal er auch in den Er-

gebnissen der TRACE-U-Rechnungen als ähnlicher Effekt wiedergegeben wird. Auch die übrigen typischen Bereiche werden in guter Übereinstimmung für beide Reynoldszahlen und die große Stabteilung berechnet.

Insgesamt zeigt die Auswertung der instationären Grenzschichtentwicklung eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Da die Analyse der integralen Beurteilungsparameter im Weg-Zeit-Diagramm eine Form der Auswertung darstellt, die Differenzen zwischen Rechenergebnissen und Meßwerten besonders deutlich hervortreten läßt, zeigen beide Verfahren die bessere Übereinstimmung mit den Messungen bei der zeitlich deutlicheren Trennung und damit geringeren Vermischung der beiden Grenzschichtzustände "abgelöst" oder "anliegend". Die genaue Vorgabe des turbulenten Pfades ist in der UNSFLO/PUIM-Rechnung eine Randbedingung, bei TRACE-U ist dessen Verlauf das Ergebnis des Einflusses einer stromauf berechneten Nachlaufströmung. Das hohe Maß an Übereinstimmung mit den Meßergebnissen im Fall von TRACE-U trotz der starken Ausmischung der Stabnachläufe im Zwischenstufengebiet läßt sich durch den sehr flachen Auftreffwinkel der Dellen erklären, der dazu führt, daß die Form des auftreffenden Turbulenzgradprofils keinen entscheidenden Einfluß hat und Details der Nachlaufstruktur in der Zuströmung offensichtlich nur von untergeordneter Bedeutung in Bezug auf deren Wirkung auf die Grenzschicht sind.

Abb. 4.77 zeigt für den Betriebspunkt $Re_1=200.000$ und $Ma_1=0,66$ die Ergebnisse einer zeitgenauen Grenzschichttraversierung für den Fall $t40u10$ an Position $x/l_{ax}=0,97$. Der eingezeichnete Bereich in der Geschwindigkeitsverteilung kennzeichnet das für einen beruhigten Bereich typische „völlige“ Geschwindigkeitsprofil. Da dieses jedoch mit einem Maximum des Formfaktors einhergehen und sich stromab bis zu Hinterkante fortpflanzt, muss es sich bei den in obigen Abbildungen eingezeichneten und mit $D?$ bezeichneten Bereichen um die Auswirkungen der in der Messung nachgewiesenen Grenzschichtberuhigung handeln (Teusch, 2000). Das Ergebnis der „numerischen Traversierung“ (Abb. 4.78) der TRACE-U Ergebnisse zeigt ein ähnliches Verhalten für die normierte Geschwindigkeitsverteilung. Es zeigt sich ein lokales Maximum im berechneten Verlauf des Formfaktors, das mit einem Minimum der berechneten turbulenten Viskosität einhergeht. Diese Zusammenhänge können auch in der Rechnung mit UNSFLO/PUIM beobachtet werden (Abb. 4.79). Aufgrund der hohen Dellenbreite der Rechnung für den Fall $t40$ sind jedoch die Perioden gestörter Bereiche im Gegensatz zu obigen Darstellungen deutlich breiter als die der ungestörten. Wiederum zeigen die Abbildungen die für UNSFLO/PUIM typische deutliche Abgrenzung einzelner Bereiche unterschiedlich entwickelter Grenzschicht und deren starke Diskretisierung.

4.6.3 Verlustbetrachtung

Der berechnete zeitlich gemittelte integrale Profilverlustbeiwert ist in Abb. 4.80 dargestellt. Es zeigen sich deutliche Unterschiede beim Vergleich der beiden Rechenverfahren mit den Meßergebnissen. Die Messung zeigt bei $Re_1=200.000$ einen um 20% niedrigeren Profilverlust

bei instationärer Zuströmung im Vergleich zum stationären Fall. Eine Abhängigkeit von Stabteilung und/oder –geschwindigkeit ist im weiteren Verlauf kaum festzustellen. Die Werte sind in Übereinstimmung mit den Weg-Zeit-Diagrammen dahingehend interpretierbar, daß die Verluste bei kleiner Stabteilung trotz effektiver unterdrückter Ablösung die der Rechnung mit großer Stabteilung übertreffen. Die Ursache hierfür ist, daß ein größerer Teil der Oberfläche für längere Zeit mit verlustreicherer transitionaler und turbulenter Grenzschicht benetzt ist. In den Ergebnissen der TRACE-U Rechnungen können diese Merkmale ebenfalls gefunden werden. Es zeigt sich zwar eine deutliche Abhängigkeit von der Stabgeschwindigkeit für die Teilung t40, der Trend zur Verlustverringerung wird jedoch korrekt berechnet. Bei 20m/s Stabgeschwindigkeit stimmen berechneter und gemessener Wert sogar genau überein. Auch hier liegt der Verlust für die kleinere Teilung t40 über dem der vergrößerten Teilung t80, was ebenfalls mit der Messung übereinstimmt.

Die Werte der UNSFLO/PUIM-Rechnungen weichen deutlich von diesen Merkmalen ab. Ausgehend von einem sehr niedrigen Wert für den stationären Profilverlust, steigt dieser für die instationären Fälle geradezu dramatisch an, wobei die Stabgeschwindigkeit keinerlei feststellbaren Einfluß auf den weiteren Verlauf hat. Dieses Verhalten ist in der massiven druckseitigen Ablösung begründet, die die Unterschiede aus der Transitionsmodellierung überlagert. Da dies auch für die hohe Reynoldszahl gilt, kann auch für diesen Fall leider keine Wertung vorgenommen werden. Im Fall $Re_1=584.000$ entspricht das Ergebnis der TRACE-U Rechnung dem Verlauf der Messung wieder sehr gut. Die Absolutwerte sind zwar höher als die der Messung, der Trend zu höheren Werten bei instationärer Zuströmung ist jedoch deutlich erkennbar.

4.7 Konsequenzen für den Einsatz der Programme in der Praxis

Die eingesetzten Programme UNSFLO/PUIM und TRACE-U sind hinsichtlich Ihres Aufbaus und ihrer Bedienung grundsätzlich verschieden. Sowohl hinsichtlich der eingesetzten Verfahren zur Lösung der zweidimensionalen RANS, der Modellierung der periodisch instationären Zuströmung des Schaufelgitters, als auch der Modellierung von Turbulenz und deren Kopplung mit Transitionskriterien erfolgt auf grundsätzlich unterschiedliche Art und Weise. Als maßgeblich für den Erfolg der numerischen Untersuchung eines derart detaillierten Strömungsproblems wie dem der Grenzschichtentwicklung unter Nachlaufeinfluß erweist sich die genaue Kenntnis der Randbedingungen des Strömungsproblems unter Berücksichtigung aller Einfluß nehmenden Faktoren:

- Bestimmung des tatsächlichen Druckverhältnisses, d.h. Berücksichtigung von Leckagemassenströme wie Kühl- oder Zapfluft,
- genaue Kenntnis des Zuströmturbulenzgrads und dessen Verteilung in der Zuströmebene,

- Verlauf des Stromdichteverhältnisses im Strömungskanal zur Berücksichtigung des Einflusses von Sekundärströmung auf die Strömung im Mittelschnitt bei zweidimensionalen Rechnungen,
- die für eine stationäre UNSFLO-Startlösung vorzugebende Position und Erstreckung des Transitionsbereichs in engen Grenzen.

Die genannten Größen sind im allgemeinen nicht in der Genauigkeit bekannt, wie sie für die vorliegenden Rechnungen in umfangreichen Untersuchungen ermittelt wurden. Für den Fall von Mehrstufenrechnungen muß außerdem berücksichtigt werden, daß die Abweichungen vom Strömungsfeld der realen Maschine von Stufe zu Stufe zunehmen und so die Zuströmbedingungen stromab liegender Schaufelgitter entsprechend stärker von den realen Verhältnissen abweichen können, falls strömungsbeeinflussenden Faktoren wie den o. g. nicht Rechnung getragen wird.

Es sollten daher bei der Modellierung von Stufenverbänden die genannten Punkte unbedingt berücksichtigt werden, insbesondere bei Mehrstufenrechnungen mit Programmen wie TRACE-U, bei denen die Genauigkeit der Zuströmbedingungen der hinteren Stufen direkt von der Qualität der Berechnung des stromauf liegenden Strömungsfelds abhängt.

5 Zusammenfassung und Empfehlung für weitere Arbeiten

Die hohen Anforderungen an die Turbokomponenten in Fluggasturbinen bzgl. Wirkungsgrad und Leistungsdichte, machen die genaue Kenntnis aller Details der Strömung erforderlich. Insbesondere die Auswirkungen der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion auf das Verlust- und Betriebsverhalten einer Stufe spielen bereits in der Auslegungsphase einer Turbine oder eines Verdichters zunehmend eine tragende Rolle. Zu deren zuverlässigen Vorhersage ist der Einsatz entsprechend validierter numerischer Verfahren unerlässlich. Aufgrund der Komplexität der Phänomene, wie sie bei der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion auftreten können, stellt sich die Frage nach dem erforderlichen Aufwand zur Berechnung dieser Effekte.

Es wurden daher im Rahmen dieser Arbeit drei unterschiedliche ebene Schaufelgitter mit den beiden 2D-Strömungsrechenprogrammen TRACE-U und UNSFLO hinsichtlich der Effekte der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion untersucht:

- das für hohe Belastung ausgelegte Niederdruckturbinengitter T115,
- das Niederdruckturbinengitter T106 mit stark vergrößerter Teilung,
- das Hochdruck-Verdichtergitter V111.

Zur Modellierung der instationären Transitionsvorgänge in der Schaufelgrenzschicht kamen zwei unterschiedliche Methoden zum Einsatz:

- ein Eingleichungsturbulenzmodell nach Spalart und Allmaras in Verbindung mit dem nach Drela modifizierten Transitionskriterium nach Abu Ghannam und Shaw (TRACE-U),
- ein algebraisches Turbulenzmodell nach Cebeci und Smith in Verbindung mit einem Intermittenzverfahren zur Bestimmung des Transitionspunktes mit unterschiedlich formulierten Produktionsraten turbulenter Bereiche in Kombination mit den Transitionskriterien nach Abu Ghannam und Shaw sowie nach Mayle (UNSFLO/PUIM).

Mit beiden Programme sind zum Teil sehr gute Ergebnisse erzielbar, wobei die genauer bestimmten integralen Profilverluste im Falle von TRACE-U mit vergleichsweise langen Rechenzeiten erkauft werden müssen. UNSFLO in Verbindung mit dem Zusatzprogramm PUIM ermöglicht eine Vielzahl von Kombinationen der darin implementierten Verfahren zur Modellierung periodisch instationärer Transitionsvorgänge in der Grenzschicht, jedoch erweisen sich nur zwei grundsätzlich als geeignet, die auftretenden Effekte in ausreichender Übereinstimmung mit Meßergebnissen zu berechnen: die Kombination aus einer nach Mayle bzw. nach Addison und Hodson formulierten Produktionsrate turbulenter Bereiche und dem Transitionskriterium nach Mayle.

Die im Fall von UNSFLO/PUIM benötigten Rechenzeiten sind um Größenordnungen kleiner, als im Fall von TRACE-U. Dies ist u.a. auf das im Falle von TRACE-U umfangreichere Lösungsgebiet, das die Stabseite des nachgebildeten Versuchsaufbaus beinhaltet und die niedrigen Stabgeschwindigkeiten zurückzuführen. Für den Fall realitätsnaher Umfangsge-

schwindigkeiten des Rotors und der sich daraus ergebenden kürzeren Konvergenzhistorie relativiert sich dieser Punkt jedoch. Ein weiterer Vorteil der Berechnung des gesamten Stufenverbandes ist die Möglichkeit, mehrere aufeinanderfolgenden Stufen gleichzeitig zu berechnen, was im Fall von UNSFLO/PUIM, aufgrund der Vorgabe der Eintrittsrandbedingung als Turbulenzgradprofil zur Bestimmung der instationären Intermittenzverteilung in der vorliegenden Version nicht möglich ist. Dem gegenüber steht der Vorteil, das zur Bestimmung der Intermittenzverteilung vorzugebende Turbulenzprofil sehr genau aus Messungen übernehmen und somit die Randbedingungen für das Transitionskriterium entsprechend definieren zu können. Es konnte jedoch gezeigt werden, daß das genaue Profil des Nachlaufs bei den hier untersuchten vergleichsweise flachen Auftreffwinkeln der Delle auf die Schaufeloberfläche keine notwendige Voraussetzung für eine gute Vorhersage der Grenzschichtentwicklung darstellt.

Die Stärken von UNSFLO/PUIM liegen in der sehr schnellen Bestimmung des instationären Grenzschichtverhaltens unter Nachlaufeinfluß und den damit möglichen Parametervariationen für ein einzelnes Gitter. Die maßgeblichen instationären Effekte der Rotor/Stator-Interaktion hinsichtlich des Transitionsverhaltens der Grenzschicht werden mit Einschränkungen auch bei Anwesenheit einer laminaren Ablöseblase hinreichend genau vorhergesagt. Aufgrund der Tatsache, daß ausschließlich der Transitionsbereich als solcher instationär modelliert wird, werden jedoch anderweitige Auswirkungen der Nachlaufströmung auf die Schaufelgrenzschicht nicht erfaßt und die Bestimmung des Profilverlusts entsprechend ungenau. Die weiteren Möglichkeiten, die UNSFLO zur Berechnung der Rotor/Stator-Interaktion bereitstellt (STAROT, WAKROT), haben sich für diese Art der Untersuchung als ungeeignet erwiesen.

TRACE-U ermöglicht die Berechnung mehrerer Turbomaschinenstufen und liefert sogar hinsichtlich der, für numerische Verfahren „traditionell“ sehr schwer zu berechnenden, integralen Profilverluste gute Ergebnisse. Die entscheidenden Phänomene des instationären Grenzschichtverhaltens werden in Weg-Zeit-Diagrammen in z.T. hervorragender Übereinstimmung mit den experimentellen Daten vorhergesagt. Die Kombination eines relativ kompakten Eingleichungs-Turbulenzmodells mit einem modifizierten Transitionskriterium nach Abu Ghannam und Shaw erweist sich im Fall von TRACE-U als überaus leistungsfähige Kombination zur Berechnung instationärer Grenzschichten in Turbomaschinen. Die Überlegenheit der nach Drela modifizierten Version des AGS-Transitionskriteriums gegenüber der Originalversion wurde durch den Vergleich mit entsprechenden UNSFLO/PUIM-Rechnungen demonstriert.

Die im Rahmen dieser Arbeiten untersuchten Strömungen stellen, aufgrund sehr flacher Auftreffwinkel der Nachlaufdellen und der großen zeitlichen Skalen, die sich durch die, im Vergleich zur realen Maschine, geringen Dellenfrequenzen ergeben, eine große Herausforderung für die numerische Simulation dar. Es konnte jedoch gezeigt werden, daß die Erfassung des komplexen Grenzschichtverhaltens unter dem Einfluß der periodisch instationären Rotor/Stator-Interaktion durch die eingesetzten Verfahren in z.T. sehr guter Übereinstimmung

mit Meßergebnissen möglich ist. Die guten Ergebnisse lassen es daher naheliegend erscheinen, diese, für den 2D-Fall sehr gut funktionierenden Methoden, auch in zeitgenauen 3D-Rechnungen zu validieren und anhand von Meßergebnissen zu verifizieren. Angesichts der Forderung nach sehr hohen Wirkungsgraden bei aerodynamisch hoch belasteten Schaufelgittern muß zukünftig die Gesamtheit der Wechselwirkung von Nachläufen (Seitenwandströmung, Spaltströmung, etc.) berücksichtigt werden. Der Einsatz von 3D-Verfahren, die mittlerweile für stationäre Problemstellungen Standard geworden sind und die eine detaillierte Untersuchung von Sekundärströmungen unter stationären Bedingungen ermöglichen, wird mit steigender Rechnerleistung zunehmend auch für die zeitgenaue Berechnung der Effekte der Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion mit den hierfür hohen Netzauflösungen möglich. Eine 3D-Variante von TRACE-U wird zukünftig die hier verwendete zweidimensionale Version mit ihrer "quasi-3D" Modellierung zur Berücksichtigung der Stromröhrenkontraktion ergänzen. Erste Ergebnisse sind sehr vielversprechend und angesichts der rasanten Entwicklung auf dem Gebiet leistungsstarker Prozessoren wird konsequenterweise die zeitgenaue Berechnung der dreidimensionalen Strömung und die Analyse der Sekundärströmungseffekte mit numerischen Mitteln mehr und mehr an Bedeutung zunehmen. Druckseitige Ablösungen der Grenzschicht, wie sie beim Niederdruckturbinengitters T115 unter dem Einfluß der periodisch auftretenden Nachlaufströmung auftreten, können dann sehr genau numerisch untersucht werden. Dieses Designmerkmal stellt eine völlig neue Art der Beeinflussung des Verlustverhaltens von Niederdruckturbinenschaufeln dar, die unter rein stationären Aspekten wohl nie etabliert worden wäre. Die vorliegenden Ergebnisse der am HGK durchgeführten Messungen eignen sich sehr gut für den Vergleich mit einer detaillierten numerischen Untersuchung dieses bislang nur stationär untersuchten Phänomens.

6 Literatur

Abu-Ghannam, B. J., Shaw, R., 1980, "Natural Transition of Boundary Layers – the Effects of Pressure Gradient and Flow History", *Journal of Mechanical Engineering Science*, Vol. 22, No.5, pp. 213-228.

Acton, P., Fottner, L., 1996, "The Generation of Instationary Flow Conditions in the High Speed Cascade Wind Tunnel", 13th Symposium on Measuring Techniques, Zürich / Schweiz.

Acton, P., 1998, "Untersuchung des Grenzschichtumschlags an einem hochbelasteten Turbinengitter unter inhomogenen und instationären Zuströmbedingungen", Dissertation, Universität der Bundeswehr, München.

Adamczyk, J.J., 1999, "Aerodynamic Analysis of Multistage Turbomachinery Flows in Support of Aerodynamic Design", ASME Paper 99-GT-80.

Addison, J. S., Hodson, H. P., 1990, "Unsteady Transition in an Axial Flow Turbine: Part 2- Cascade Measurements and Modeling", *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 215-221.

Addison, J. S., Hodson, H. P., 1991, "Modelling of Unsteady Transitional Boundary Layers", *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 114, pp. 580-589.

Anderson, D. A., Tannehill, J. C., Pletcher, R. H., 1984, "Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer", Hemisphere Publishing Corporation.

Beam, R., Warming, R., 1978, "An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations", *AIAA Journal*, Vol. 16, pp. 393-403.

Benz, E., 1994, "Entwicklung und Erweiterung von grundlegenden Ansätzen zur numerischen Berechnung turbulenter Unter- und Überschallströmungen in Gasturbinen", Dissertation, Universität Karlsruhe.

Binder, A., Schröder, Th., Hourmouziadis, J., 1988, "Turbulence Measurements in a Multistage Low-Pressure Turbine", ASME 88-GT-79.

Bradshaw, P., Ferris, D. H., Atwell, N. P., 1967, "Calculation of Boundary Layer Development Using the Turbulence Kinetic Energy Equation", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 28, Pt.3, pp. 593-616.

Breear, M.J., Hodson, H.P., Gonzales, P., Harvey, N.W., 2001, "Pressure Surface Separations in Low Pressure Turbines: Part 1 of 2 – Midspan Behaviour", ASME 2001-GT-0437.

- Breear, M.J., Hodson, H.P., Gonzales, P., Harvey, N.W., 2001, "Pressure Surface Separations in Low Pressure Turbines: Part 2 of 2 – Interactions with the Secondary Flow", ASME 2001-GT-0438.
- Brunner, S., 2000, "Untersuchung des Strömungsverhaltens von hochbelasteten ungekühlten Niederdruck-Turbinengittern unter Berücksichtigung der Rotor/Stator-Interaktion", Dissertation, Universität der Bundeswehr, München.
- Cantwell, B., D., Dimotakis, P., 1978, "Structure and Entrainment in the Plane of Symmetry of a Turbulent Spot", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 87, pp. 641-672.
- Cebeci, T., Smith, A. M. O., 1974, "Analysis of Turbulent Boundary Layers", McGraw Hill Book Company, New York.
- Chen, K. K., Thyson, N. A., 1971, "Extension of Emmons' Spot Theory to Flows on Blunt Bodies", *AIAA Journal*, Vol.9, No.5, pp. 821-825.
- Chen, M.Z., Wu, X. H., 1999, "Vortex Simulation of Rotor/Stator Interaction in Turbomachinery", *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol.121, pp. 358-364.
- Curtis, E.M., Hodson, H.P., Baniaghbal, M.R., Denton, J.D., Howell, R.J., 1996, "Development of Blade Profiles for Low Pressure Turbine Applications", ASME 96-GT-358.
- Dawes, W.N., 1998, "Simulation of Unsteady Blade Row Interaction with CFD: Background", von Karman Lecture Series 1998-02.
- Deregel, P., Tan, C.S., 1996, "Impact of Rotor Wakes on Steady-State Axial Compressor Performance", ASME 96-GT-253.
- Drela, M., 1998, "MISES Implementation of Modified Abu Ghannam/Shaw Criterion", MIT Aero-Astro.
- Dunham, J., 1972, "Prediction of Boundary Layer Transition on Turbomachinery Blades", AGARD-AG-164, pp. 55-71.
- Van Dyken, R.D., Ekaterinaris, J.A., Chandrasekhara, M.S., Platzer, M.F., 1996, "Analysis of Compressible Light Dynamic Stall Flow at Transitional Reynolds Numbers", *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 7, pp. 1420-1427.
- A. D'Ovidio, J. A. Harkins, J. P. Gostelow, 2001, "Turbulent Spots in Strong Adverse Pressure Gradients, Part 1 – Spot Behavior", ASME 2001-GT-0194.

A. D'Ovidio, J. A. Harkins, J. P. Gostelow, 2001, „Turbulent Spots in Strong Adverse Pressure Gradients, Part 2 – Spot Propagation and Spreading Rates“, ASME 2001-GT-0406.

Emmons, H.W., 1951, “The Laminar Turbulent Transition in a Boundary Layer- Part 1”, *Journal of Aerospace Science*, Vol. 18, No.7, pp. 490-498.

Engber, M., 1996, “Untersuchungen von Ablöseblasen in Turbinen- und Verdichtergittern unter dem Einfluß einer inhomogenen Zuströmung”, Dissertation, Universität der Bundeswehr, München.

Engel, K., 1997, “Numerische Simulation der instationären Strömung in Turbomaschinenkomponenten”, DLR Forschungsbericht 97-19.

Eulitz, F., 2000, “Numerische Simulation und Modellierung der instationären Strömung in Turbomaschinen”, DLR Forschungsbericht 2000-05.

Eulitz, F., Nürnberger, D., Schmitt, S., 2000, “Numerical Modelling of Unsteady Turbomachinery Flow”, ECCOMAS 2000, Barcelona

Fan, S., Lakshminarayana, B., 1994, “Computation and Simulation of Wake-Generated Unsteady Pressure and Boundary Layers in Cascades, Part 1: Description of the Approach and Validation”, ASME 94-GT-140.

Gaster, M., 1967, “The Structure and Behaviour of Separation Bubbles”, Reports&Memo No. 3595.

Giles, M. B., 1988, “Calculation of Unsteady Wake/Rotor-Interaction”, *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 12, pp. 2050-2058.

Giles, M., 1991, “UNSFLO: A Numerical Method for the Calculation of Unsteady Flow in Turbomachinery”, GTL-Report #205.

Gostelow, J.P., 1984, “Cascade aerodynamics”, Pergamon Pr., Oxford.

Gostelow, J.P., Blunden, A.R., Walker, G.J., 1992, “Effects of Free-Stream Turbulence and Adverse Pressure Gradients on Boundary Layer Transition”, ASME 92-GT-380.

Halstead, D.E., Wisler, D.C., Okiishi, T.H., Walker, G.J., Hodson, H.P., Shin, H.W., 1995, “Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines – Part 1 to 4“, ASME Papers 95-GT-461 bis 95-GT-464.

Hatman, A., Wang, T., 1998, “Separated-Flow Transition, Part 3: Primary Modes and Vortex Dynamics”, ASME 98-GT-463.

Hatman, A., Wang, T., 1999, "A Prediction Model for Separated Flow Transition", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 121, pp. 594-602.

Hildebrandt, T., 1998, "Weiterentwicklung von 3D Navier-Stokes-Strömungsrechenverfahren zur Anwendung in hochbelasteten Verdichter- und Turbinengittern", Dissertation, Universität der Bundeswehr, München.

Hildebrandt, T., Ganzert, W., Fottner, L., 2000, "Systematic Experimental and Numerical Investigation on the Aerothermodynamics of a Filmcooled Turbine Cascade with Variation of the Cooling Hole Shape – Part II: Numerical Approach", ASME 2000-GT-295.

Hirsch, C., 1988, "Numerical Computation of External and Internal Flows", Vol.1 und 2, Wiley Interscience-Publication.

Hodson, H.P., 1985, "A Blade-to-Blade Prediction of a Wake-Generated Unsteady Flow", ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 107.

Hodson, H.P., 1997, "User Guide for PUIIM308", Programm Dokumentation.

Hoffmann, K. A., Chiang, S. T., 1993, "Computational Fluid Dynamics for Engineers", Publication of Engineering Education System, Wichita, Kansas, USA.

Hourmouziadis, J., 1989, "Aerodynamic Design of Low Pressure Turbines", AGARD – LS – 167.

Hübner, J., 1996, "Experimentelle und theoretische Untersuchung der wesentlichen Einflußfaktoren auf die Spalt- und Sekundärströmung in Verdichtergittern", Dissertation, Universität der Bundeswehr, München.

Johnson, M. W., 1998, "Turbulent Spot Characteristics in Boundary Layers Subjected to Streamwise Pressure Gradients", ASME 98-GT-24.

Johnson, M. W., Dris, A., 1999, "The Origin of Turbulent Spots", ASME 99-GT-32.

Katz, Y., Seifert, A., Wagnanski, I., 1990, "On the Evolution of a Turbulent Spot in a Favorable Pressure Gradient", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 221, pp. 1-22.

Kaufmann, W., 1963, "Technische Hydro- und Aerodynamik", 3. Auflage, Springer Berlin.

Kerrebrock, J.L., Mikolajczak, A.A., 1970, "Intra-Stator Transport of Rotor Wakes and its Effect on Compressor Performance", ASME Journal of Engineering for Power, 92A, pp. 359-368.

Kittichaikarn, C., Ireland, P. T., Zong, S., Hodson, H. P., 1999, "An Investigation on the Onset of Wake Induced Transition and Turbulent Spot Production Rate Using Thermochromic Liquid Crystals", ASME 99-GT-126.

Korakianitis, T., 1992, "On the Prediction of Unsteady Forces on Gas Turbine Blades, Part 1: Description of the Approach, Part 2: Analysis of the Results", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 114, pp. 114-131.

Ladwig, M., 1991, "Experimentelle Untersuchungen zum Einfluß einer inhomogenen Zuströmung auf die Entwicklung des Strömungsfeldes in Turbinenschaufeln", Dissertation, Universität der Bundeswehr, München.

Mayle, R. E., 1991, "The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 113, pp. 509-537, The 1991 IGTI Scholar Lecture.

Mayle, R. E., Schulz, A., 1996, "The Path to Predicting Bypass Transition", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 119, pp. 405-411.

Menter, F. R., 1994, "Eddy-Viscosity Transport Equations and their Relation to the k- ϵ Model", NASA Technical Memorandum, TM-108854.

Meyer, R. X., 1958, "The Effect of Wakes on the Transient Pressure and Velocity Distribution in Turbomachines", ASME Journal of Basic Engineering, October 1958, pp. 1544-1552.

Narashima, R., 1957, "On the Distribution of Intermittency in the Transition Region of a Boundary Layer", Journal of Aerospace Science, Vol. 24, pp. 711-712.

Narashima, R., 1985, "The Laminar Turbulent Transition Zone in the Boundary Layer", Progress in Aerospace Science, Vol. 22, pp. 29-80.

Ni, R.-H., 1981, "A Multiple Grid Scheme for Solving the Euler Equations", AIAA Journal, Vol. 20, No.11, pp. 1565-1571.

Noll, B., 1993, "Numerische Strömungsmechanik", Springer Verlag.

Nürnberg, D., Eulitz, F., Schmitt, S., 1999, "Effiziente Berechnung der instationären Strömung in Turbomaschinen mittels impliziter Zeitintegration", DGLR-JT99-181.

Orth, U., 1993, "Unsteady Boundary Layer Transition in Flow Periodically Disturbed by Wakes", ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 115, pp. 707-713.

Opiela, M., Meinke, W., Schröder, W., 2000, "LES of Wake Blade Interaction in a Turbine Stage", ISUAAAT 2000, Lyon.

- Patel, V. C., Rodi, W., Scheuerer, G., 1984, "Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows: A Review", *AIAA Journal* 23, S.1308-1319.
- Pfeil, H., Eifler, J., 1975, "Messungen im turbulenten Nachlauf des Einzelzylinders", *Forschung im Ingenieurwesen*, Band 41, Nr. 5, S. 137-168.
- Pfeil, H., Herbst, R., Schröder, T., 1983, "Investigation of the Laminar-Turbulent Transition of Boundary Layers Disturbed by Wakes", *ASME Journal of Engineering for Power*, Vol. 105, pp. 130-137.
- Power, G.D., Verdon, J.M., Kousen, K.A., 1991, "Analysis of Unsteady Compressible Viscous Layers", *ASME 90-GT-14*.
- Roberts, W.B., 1980, "Calculation of Laminar Separation Bubbles and their Effects on Airfoil Performance", *AIAA Journal*, Vol. 18, pp. 25-31.
- Rodi, W., Scheuerer, G. 1986, "Scrutinizing the k- ϵ -Turbulence Model under Adverse Pressure Gradient Conditions", *J. Fluid Engineering*, Vol. 108, S.174-179.
- Roe, P., 1981, "Approximative Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes", *Journal Comp. Physics*.
- Roe, P., 1986, "Characteristic-Based Schemes for the Euler Equations", *Annual Revue of Fluid Mechanics*, Vol. 18, pp. 337-365.
- Sanz, W., Platzer, M.F., 1996, "On the Navier-Stokes Calculation of Separation Bubbles with a New Transition Model", *ASME 96-GT-487*.
- Sanz, W., Platzer, M.F., 1997, "On the Calculation of Laminar Separation Bubbles Using Different Transition Models", *ASME 97-GT-453*.
- Saxer, A. P., Giles, M. B., 1993, "Quasi-Three-Dimensional Nonreflecting Boundary Conditions for Euler Equations Calculations", *AIAA J. Prop. and Power*, Vol. 9, No. 2, pp. 263-271.
- Schlichting, H., 1965, "Grenzschicht-Theorie", Verlag G. Braun, Karlsruhe.
- Schmidt, R.C., Patankar, S.V., 1991, "Simulating Boundary Layer Transition with Low-Reynolds-Number k- ϵ Turbulence Models: Part1-An Evaluation of Prediction Characteristics", *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 113, pp. 10-17.

Scholz, N., Hopkes, U., 1959, „Der Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal der Deutschen Forschungsanstalt für Luftfahrt Braunschweig“, Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens, Band 25, Nr.5, Düsseldorf.

Schulte, V., 1995, “Unsteady Separated Boundary Layers in Axial-Flow Turbomachinery”, Dissertation, Cambridge University, Engineering Department.

Schulte, V., Hodson, H.P., 1996, “Unsteady Wake-Induced Boundary Layer Transition in High Lift LP Turbines”, ASME Paper 96-GT-486.

Schulte, V., Hodson, H.P., 1997, “Prediction of the Recalmed Region for LP Turbine Profile Design”, ASME Paper 97-GT-398.

Seifert, A., Zilberman, M., Wygnanski, I., 1994, “On the Simultaneous Measurement of Two Velocity Components in a Turbulent Spot“, Journal of Engineering Mathematics, 28, pp. 43-54.

Seifert, A., Wygnanski, I., 1995, “On Turbulent Spots in a Laminar Boundary Layer Subjected to a Self-Similar Adverse Pressure Gradient”, Journal of Fluid Mechanics, 296, Aug. 10, pp. 185-209.

Sharma, O., 1998, “Impact of Reynolds Number on LP Turbine Performance”, Minnowbrook Workshop on Boundary Layer Transition in Turbomachines, pp. 65-69, Syracuse University, New York, NASA/CP-1998-206958.

Sieger, K., Schiele, R., Kaufmann, F., Wittig, S., Rodi, W., 1995, “A Two Layer Turbulence Model for the Calculation of Transitional Boundary Layers”, ERCOFTAC Bulletin, Vol. 24, pp. 21-25.

Sieverding, C.H., Hodson, H.P., 1998, “Blade Row Interface Effects in Axial Turbomachinery Stages”, von Karman Lecture Series 1998-02.

Smith, L. H., 1966, “Wake Dispersion in Turbomachines“, Journal of Basic Engineering, ASME Transactions, Vol. 88, Ser. D, No. 3.

Sohankar A., Norberg, C., Davidson, L., 1999, “Numerical Simulation of Flow past a Square Cylinder”, FEDSM99-7172, 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference.

Solomon, W.J., 2000, “Effects of Turbulence and Solidity on the Boundary Layer Development in a Low Pressure Turbine”, ASME 2000-GT-0273.

Sondak, D.L., Dorney, D.J., 1999, “Simulation of Vortex Shedding in a Turbine Stage”, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 121, pp. 428-435.

Spalart, P.R., Allmaras, S.R., 1992, "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows", AIAA-Paper 92-0439.

Spalding, D.B., Chi, S.W., 1964, "The Drag of a Compressible Turbulent Boundary Layer on a Smooth Flat Plate with and without Heat Transfer", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 18, pp. 117-143.

Stadtmüller, P., Fottner, L., Fiala, A., 2000, "Experimental and Numerical Investigation of Wake-Induced Transition on a Highly Loaded LP Turbine at Low Reynolds Numbers", ASME paper 2000-GT-0269.

Sturm, W., Fottner, L., 1985, "The High Speed Cascade Wind Tunnel of the German Armed Forces University", Proc. 8th Symposium on Measuring Techniques for Transonic Flows in Cascades and Turbomachines.

Teusch, R., 1999, "Untersuchung am Verdichtergitter V111 zur Bestimmung der Gittercharakteristik, der Profildruckverteilung, des Transitionsverhaltens und des Strömungsfelds hinter dem Gitter", Institutsbericht LRT-WE12-99/05.

Teusch, R., 2000, "Der Einfluß periodisch instationärer Zuströmung auf das Transitionsverhalten von Verdichtergittern", Dissertation, Universität der Bundeswehr, München.

Thurso, J., Stoffel, B., 2001, "Numerical Simulation of Wake Velocity and Wake Turbulence Effects on Unsteady Boundary Layer Transition", Proc. 4th European Conference on Turbomachinery, ATI-CST-074/01.

Valkov, T., Tan, S.C., 1993, "Control of the Unsteady Flow in a Stator Blade Row Interacting with Upstream Moving Wakes", ASME paper 93-GT-23.

Walker, G.J., 1975, "Observation of Separated Laminar Flow on Axial Compressor Blading", ASME 75-GT-63.

Walker, G.J., Gostelow, J.P., 1990, "Effects of Adverse Pressure Gradients on the Nature and Length of Boundary Layer Transition", *Journal of Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 196-205.

Walraevens, R.E., Cumpsty, N.A., 1993, "Leading Edge Separation Bubbles on Turbomachine Blades", ASME 93-GT-91.

White, F.M., 1991, "Viscous Fluid Flow", 2nd Edition, McGraw-Hill Book Company, New York.

Wilcox, D.C., 1993, "Turbulence Modelling for CFD", DCW Industries In., La Canada, Ca., USA.

Wisler, D.C., 1988, "Advanced Compressor and Fan Systems", General Electric Aircraft Engine Business Group, Cincinnati, Ohio.

Wisler, D. C., 1998, "The Technical and Economic Relevance of Understanding Blade Row Interaction Effects in Turbomachinery", VKI Lecture Series 1998-02.

Wunderwald, D., 1995, "Untersuchung der Turbulenzstrukturen in hochbelasteten Verdichter- und Turbinengittern", Dissertation, Universität der Bundeswehr, München.

Wynanski, I., Sokolow, M., Friedmann, D., 1976, "On a Turbulent 'Spot' in Laminar Boundary Layer", Journal of Fluid Mechanics, Vol.78, pt.4, pp. 785-819.

7 Tabellen und Abbildungen

Tabellen:

Tab. 4.1: Konstanten des k- ϵ -Modells

Tab. 4.2: Teilungsverhältnisse in Messung und Rechnung

Tab. 4.3: T115: Stabgeschwindigkeits- und Teilungsvariationen für T115

Tab. 4.4: T106-D: zeitlich gemittelte integrale Grenzschichtparameter

Tab. 4.5: T106-D: Profilverluste ($Re_{2th}=200.000$, $Ma_{2th}=0,4$, $t40u20$)

Abbildungen:

Abb. 2.1: Sekundärströmung in einem Verdichterschaufelgitter (Wisler, 1988)

Abb. 2.2: Rotor/Stator-Interaktion (Binder et al., 1988)

Abb. 2.3: Natürliche Transition nach White (1991)

Abb. 2.4: Turbulenzfleck im Wasserkanal (Cantwell et al., 1978)

Abb. 2.5: Transition über eine laminare Ablöseblase (Walker, 1975)

Abb. 2.6: Druckverteilungen für unterschiedliche Transitionsformen (Ladwig, 1991)

Abb. 2.7: Transition über eine Ablöseblase (Hatman und Wang, 1999): a) transitionale Ablösung, b) Transition über ein kurze Ablöseblase, c) Transition über eine lange Ablösung;

Abb. 2.8: Nachlaufinduzierte Unterdrückung einer laminaren Ablöseblase (Mayle, 1991)

Abb. 2.9: Schematische Darstellung eines Turbulenzfleckens mit beruhigtem Bereich (Hodson, 1997)

Abb. 2.10: Idealisierter Turbulenzfleck und Darstellung im Weg-Zeit-Diagramm (Halstead et al., 1995)

Abb. 2.11: Ermittlung der Geschwindigkeiten von Turbulenzflecken durch Analyse von Dünnfilm-Messungen (Teusch, 2000)

Abb. 2.12: Verlauf des Formparameters H_{12} für die Plattengrenzschicht im Bereich des laminar/turbulenten Umschlags (Kaufmann, 1963)

Abb. 2.13: Nachlaufdelle als *negative jet* (Sieverding et al., 1998)

Abb. 2.14: Deformation des Nachlaufes in Turbomaschinenströmungen (Adamczyk, 1999)

Abb. 2.15: RMS-Verteilung unter Einfluß eines Schaufel- (1) und Stab-(2) Nachlaufs entlang der Oberfläche einer Verdichterschaufel (Halstead et al., 1995)

- Abb. 3.1: Konturplot der turbulenten Viskosität (links) und der Entropie (rechts) bei gekoppelter Euler-Grenzschicht-Rechnung
- Abb. 3.2: Reynolds-Mittelung der turbulenten Skalen bei stationärer (links) und instationärer (rechts) Strömung (Anderson, et al., 1984)
- Abb. 3.3: Getrennte (links) und überlappende (rechts) Frequenzspektren bei instationären Strömungen (Eulitz, 2000)
- Abb. 3.4: Aufteilung der Grenzschicht im Zweischichtenmodell von Cebeci und Smith (Hirsch, 1988)
- Abb. 3.5: Definition des Einflußvolumens nach der Turbulent Spot Theory (Emmons, 1951)
- Abb. 3.6: Korrelation für die Produktion turbulenter Flecken in Abhängigkeit des Beschleunigungsparameters k und des Einflußparameters $\alpha(Tu)$ (Hodson, 1997)
- Abb. 3.7: Geschwindigkeitsdreieck im Stabnachlauf
- Abb. 3.8: Turbulenzgradverteilung im Stabnachlauf ($Sr = 0,26$)
- Abb. 3.9: Berechnete Intermittenz bei *continuous* und *concentrated breakdown* Bedingungen in Abhängigkeit des Thwaites'schen Druckparameters (Hodson, 1997)
- Abb. 4.1: Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal (HGK) der Universität der Bundeswehr, München
- Abb. 4.2: Erzeuger Instationärer Zuströmung (EIZ)
- Abb. 4.3: Wandschubspannung $(E_M - E_0)/E_0$ und normierter Schwankungswert E_{RMS}/E_0 bei natürlicher Transition (links) und bei Transition über eine laminare Ablöseblase (rechts) (Engber, 1996)
- Abb. 4.4: Berechnete turbulente Viskosität ν_t im Stabnachlauf (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$)
- Abb. 4.5: Strouhalzahl in Abhängigkeit von der Reynoldszahl für den umströmten Kreiszyylinder (Schlichting, 1965)
- Abb. 4.6: Einfluß der Zuströmwinkeländerung bei EIZ-Einbau (T115, $t_{Stab} = 40$ mm, $u_{Stab} = 30$ m/s)
- Abb. 4.7: Einfluß des Parameters für die Stromröhrenkontraktion (V111, $Re_1=584.000$, $Ma_1=0,66$)
- Abb. 4.8: Gittergeometrie und Auslegungsdaten für das Turbinengitter T115
- Abb. 4.9: Multiblock TRACE-U Rechennetz für Turbinengitter T115 (jeder zweite Punkt dargestellt)

Abb. 4.10: Patched cells (links) und sheared cells Methode (rechts) zur Modellierung der Rotor/Stator-Schnittstelle

Abb. 4.11a:Einfluß des Zuströmturbulenzgrades (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, ohne EIZ, stationär, $\beta_1= 135^\circ$)

Abb. 4.11b:Einfluß des Zuströmwinkels auf die laminare Ablöseblase (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, eingebauter EIZ, stationär)

Abb. 4.12: Beispiel einer TRACE-U Mixing-Plane-Rechnung mit Auswerteebene für den Bezugstotaldruck p^*_{t1} (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$)

Abb. 4.13: Ölanstrichbild der Druckseite (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$)

Abb. 4.14: Einfluß des korrigierten Zuströmtotaldrucks auf die isentrope Profilmachzahl Ma_{is} (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, eingebauter EIZ, stationär, $\beta_{1,TRACE-U}=137,5^\circ$, $\beta_{1,geo}= 135^\circ$)

Abb. 4.15: Laminare Ablöseblase und Transition nach Hatmann und Wang (1999) (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$)

Abb. 4.16: Qualitativer Konturplot der Nachlaufviskosität ν_t (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, $t_{Stab}=40mm$, $u_{Stab}=30m/s$)

Abb. 4.17: Geschwindigkeitsdefizit (oben) und Turbulenzverteilung (unten) des Stabnachlaufs in der Gittereintrittsebene (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, $Sr=0,79$, $t40u30$)

Abb. 4.18: Interpretation von Weg-Zeit-Diagrammen; Vergleich der gemessenen RMS-Verteilung mit dem von TRACE-U berechneten Schubspannungsbeiwert c_F (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, $t40u30$)

Abb. 4.19a:Synchronisation von Stabstellung (turbulente Viskosität ν_t im Nachlauf) und Weg-Zeit-Diagramm (Formfaktor H_{12})

Abb. 4.19b: Synchronisation von Stabstellung (turbulente Viskosität ν_t im Nachlauf) und Weg-Zeit-Diagramm (Formfaktor H_{12})

Abb. 4.20: Konturplot des Formfaktors H_{12} mit Isolinien der maximalen kinetischen Energie in der Grenzschicht k (turbulenter Nachlaufpfad und zeitlicher Einflußbereich)

Abb. 4.21: Einflußbereiche anliegender (P_1) und periodisch abgelöster (P_2) Strömung (Stadtmüller und Fiala, 2000)

Abb. 4.22: Vergleich gemessener RMS-Werte und mit TRACE-U berechneter kinetischer Energie der Grenzschicht k (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, $t80u20$)

Abb. 4.23: Gemessene RMS-Werte (links) und mit TRACE-U berechnete Verteilung der kinetischen Energie k (rechts) (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, $Sr=0,26$)

- Abb. 4.24: Gemessene RMS-Werte (links) und mit TRACE-U berechnete kinetische Energie k (rechts) ($T115$, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, $Sr=0,53$ und $Sr=0,66$)
- Abb. 4.25: Gemessene RMS-Werte (links) und mit TRACE-U berechnete kinetische Energie k (rechts) ($T115$, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, $Sr=0,79$ und $Sr=1,06$)
- Abb. 4.26: UNSFLO Stator/Rotor-Rechennetz
- Abb. 4.27: UNSFLO Stator/Rotor (STAROT)-Rechnung ($T115$, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th}=0,7$)
- Abb. 4.28: Geschwindigkeitsverteilung in der Gittereintrittsebene ($T115$, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, t40u30)
- Abb. 4.29: Zeitlich gemittelte Ma_{is} -Verteilungen (UNSFLO-STAROT, $T115$, $Re_{2th}= 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$)
- Abb. 4.30: Unterdrückung der Ablösung (UNSFLO, $T115$, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$)
- Abb. 4.31: Weg-Zeit-Diagramme für unterschiedliche Nachlaufmodellierungen (UNSFLO: WAKROT, STAROT; TRACE-U: ohne Nachlaufviskosität (o. NLV) und mit turbulent gerechneten Stäben)
- Abb. 4.32: Ablaufschema für PUIM-Rechnung mit UNSFLO
- Abb. 4.33: Schematische Darstellung des PUIM-Prinzips: Überlagerung einer stationären Strömung mit einer ensemble-gemittelten Zuströmturbulenzverteilung
- Abb. 4.34: Mit PUIM ermittelte instationäre Intermittenzverteilung ($T115$, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, Transitionskriterium und Produktionsrate nach Mayle)
- Abb. 4.35: Vergleich von *Continuous* und *Concentrated Breakdown* ($T115$, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, Transitionskriterium nach Mayle, Produktionsrate nach Addison und Hodson, t40u30)
- Abb. 4.36: Variation der Transitionskriterien (AGS, Mayle) jeweils für Produktionsraten turbulenter Bereiche nach Addison/Hodson (obere Bildhälfte) und Gostelow/Walker (untere Hälfte) (UNSFLO/PUIM, $T115$, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, t40u30)
- Abb. 4.37: Variation der Transitionskriterien (AGS, Mayle) jeweils für Produktionsraten turbulenter Bereiche nach Mayle (obere Bildhälfte) und Narashima (untere Hälfte) (UNSFLO/PUIM, $T115$, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, t40u30)
- Abb. 4.38: Vergleich des mit UNSFLO/PUIM berechneten Formfaktors mit der gemessenen Schiefe μ_3 ($T115$, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, t80u20, Transitionskriterium und Produktionsrate turbulenter Bereiche nach Mayle)
- Abb. 4.39: Vergleich des berechneten Formfaktors mit dem bezogenen RMS-Wert ($T115$, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, t40u30, Transitionskriterium und Produktionsrate turbulenter Bereiche nach Mayle)

Abb. 4.40: Zeitlich gemittelter c_F -Verlauf (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0.7$, t40u30)

Abb. 4.41: Vergleich gemessener und berechneter Profildruckverluste in Abhängigkeit von der Stabgeschwindigkeit u_{Stab}

Abb. 4.42: Gittergeometrie und Auslegungsdaten des Turbinengitters T106-D

Abb. 4.43: Multiblock TRACE-U Rechenetz für das Turbinengitter T106-D

Abb. 4.44: Vergleich der mit unterschiedlicher Meßmethoden gewonnenen zeitlich gemittelten isentropen Machzahl mit dem Ergebnis der TRACE-U-Rechnung (T106-D, $Re_{2th}=200.000$, $Ma_{2th}=0,4$, t40u20)

Abb. 4.45: T106-D: Meßpositionen der Grenzschichtuntersuchungen

Abb. 4.46: Vergleich der gemessenen (jeweils oben) und mit TRACE-U berechneten (unten) integralen Grenzschichtgrößen (T106-D, $Re_{2th}=200.000$, $Ma_{2th}=0,4$, t40u20)

Abb. 4.47: Gemessene und mit TRACE-U berechnete zeitliche Entwicklung der Machzahl in der Grenzschicht (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)

Abb. 4.48: Unstrukturiertes UNSFLO-Rechenetz für das Turbinengitter T106-D

Abb. 4.49: Gemessene (jeweils oben) und mit UNSFLO/PUIM (Produktion turbulenter Bereiche nach Addison und Hodson, Transitionskriterium nach Mayle) berechnete integrale Grenzschichtgrößen (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)

Abb. 4.50: Gemessene und mit UNSFLO/PUIM (Produktion turbulenter Bereiche nach Addison und Hodson, Transitionskriterium nach Mayle) berechnete zeitliche Entwicklung der Machzahl in der Grenzschicht (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)

Abb. 4.51: Gemessene (jeweils oben) und mit UNSFLO/PUIM (Produktion turbulenter Bereiche und Transitionskriterium nach Mayle) berechnete integrale Grenzschichtgrößen (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)

Abb. 4.52: Gemessene und mit UNSFLO/PUIM (Produktion turbulenter Bereiche und Transitionskriterium nach Mayle) berechnete zeitliche Entwicklung der Machzahl in der Grenzschicht (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)

Abb. 4.53: Mit TRACE-U (links) und UNSFLO/PUIM (rechts) berechneter zeitlicher Verlauf der Ausbildung einer langen laminaren Ablösung (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)

Abb. 4.54: Mit TRACE-U (links) und UNSFLO/PUIM (rechts) berechneter zeitlicher Verlauf der Ausbildung einer langen laminaren Ablösung (Fortsetzung, T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)

- Abb. 4.55: Konturplot der gemessenen RMS-Werte und Isolinien der gemessenen (oben) und mit TRACE-U berechneten (unten) Isolinien der bezogenen Impulsverlustdicke δ_2 (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)
- Abb. 4.56: Zuordnung von Lage und Erstreckung des mit Meßwerten gebildeten (oben) und mit TRACE-U berechneten (unten) Formfaktors H_{12} (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)
- Abb. 4.57: Gemessene RMS-Verteilung und Isolinien des mit TRACE-U berechneten Formfaktors (unten) und der bezogenen Impulsverlustdicke (oben) (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)
- Abb. 4.58: Interpretation der Grenzschichtentwicklung (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)
- Abb. 4.59: Zeitlich gemittelte Verdrängungsdicke δ_1/l und Impulsverlustdicke δ_2/l (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)
- Abb. 4.60: Gittergeometrie und Auslegungsdaten des Verdichtergitters V111
- Abb. 4.61: Multiblock TRACE-U Rechenetz für Verdichtergitter V111 ($t_{Stab}=40mm$, jeder zweite Punkt dargestellt)
- Abb. 4.62: Vergleich der isentropen Machzahl bei stationärer und instationärer Zuströmung (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$)
- Abb. 4.63: Zuströmwinkeländerung bei instationärer Zuströmung (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$)
- Abb. 4.64: Viskositätsverteilung in der Zuströmung (TRACE-U, V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t40u20)
- Abb. 4.65: Viskositätsverteilung in der Zuströmung (TRACE-U, V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t40u200)
- Abb. 4.66: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit TRACE-U berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t40u20)
- Abb. 4.67: RMS-Verlauf (unten) und mit TRACE-U berechnete turbulente kinetische Energie k (oben) (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t40u20)
- Abb. 4.68: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit TRACE-U berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t40u20)
- Abb. 4.69: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit TRACE-U berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t80u20)
- Abb. 4.70: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit TRACE-U berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=584.000$, $Ma_1=0,66$, t80u20)

Abb. 4.71: Unstrukturiertes UNSFLO-Rechenetz für Verdichtergitter V111

Abb. 4.72: Vergleich der isentropen Profil-Machzahl bei stationärer und instationärer Zuströmung (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$)

Abb. 4.73: Vergleich der berechneten und gemessenen isentropen Profil-Machzahl bei instationärer Zuströmung (V111, $Re_1=585.000$, $Ma_1=0,66$, t80u20)

Abb. 4.74: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit UNSFLO/PUIM (Mayle / Addison und Hodson) berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t40u20)

Abb. 4.75: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit UNSFLO/PUIM (Mayle / Addison und Hodson) berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t80u20)

Abb. 4.76: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit UNSFLO/PUIM (Mayle / Addison und Hodson) berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=584.000$, $Ma_1=0,66$, t80u20)

Abb. 4.77: Grenzschichttraversierung bei $x/l_{ax}=0,97$ (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t40u10) (Teusch, 2000)

Abb. 4.78: „Numerische Traversierung“ bei $x/l_{ax}=0,97$ der mit TRACE-U berechneten Grenzschicht (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t40u10)

Abb. 4.79: „Numerische Traversierung“ bei $x/l_{ax}=0,97$ (UNSFLO/PUIM: Mayle / Addison und Hodson) (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t40u10)

Abb. 4.80: Zeitlich gemittelte integrale Profildruckverluste (V111)

C_{μ}	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_{ε}
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Tab. 4.1: Konstanten des k- ε -Modells

	$t_{Sch}^{1)}$ [mm]	$t_{Stab} (t40)^{2)}$	$N_{Sch}/N_{Stab}^{3)}$	$t_{Stab} (t80)$	N_{Sch}/N_{Stab}	Δt_{Stab} [%]
T115	84,87	42,435	1/2	84,87	1/1	+6
T106-D	105	35	1/3			-14
V111	75,5	37,75	1/2	75,5	1/1	-6

¹⁾ Schaufelteilung ²⁾ modelliert Stabteilung ³⁾ Verhältnis der Anzahl von Schaufeln und Stäben

Tab. 4.2: Teilungsverhältnisse in Messung und Rechnung

u_{Stab} [m/s]		0	10	20	25	30	35	40
t_{Stab} [mm]								
40	$Sr=0$		0,26	0,53	0,66	0,79	0,93	1,06
80				0,26				

Tab. 4.3: T115: Stabgeschwindigkeits- und Teilungsveränderungen für

	x/lax	δ_1/l	δ_2/l	H_{12}
Messung	0,68	0,0113	0,0030	3,835
	0,76	0,0106	0,0040	2,640
	0,83	0,0115	0,0050	2,309
	0,89	0,0147	0,0069	2,135
	0,95	0,0198	0,0093	2,124
	0,99	0,0287	0,0128	2,239
TRACE-U	0,68	0,0051	0,001	3,664
	0,76	0,0069	0,002	2,987
	0,83	0,0076	0,003	2,26
	0,89	0,01	0,005	2,083
	0,95	0,0141	0,006	2,238
	0,99	0,0181	0,008	2,258
UNSFLO/PUIM (Mayle)	0,68	0,005	0,001	4,157
	0,76	0,0075	0,002	3,675
	0,83	0,0089	0,003	2,967
	0,89	0,0134	0,004	3,102
	0,95	0,0208	0,006	3,444
	0,99	0,026	0,007	3,591
UNSFLO/PUIM (Addison und Hodson)	0,68	0,0053	0,001	4,24
	0,76	0,0077	0,002	3,71
	0,83	0,0096	0,003	3,2
	0,89	0,0139	0,004	3,174
	0,95	0,0206	0,006	3,377
	0,99	0,026	0,007	3,606

Tab. 4.4: T106-D: zeitlich gemittelte integrale Grenzschichtparameter

	Messung	TRACE-U	UNSFLO/PUIM (Mayle/Mayle)	UNSFLO/PUIM (Mayle/Add.u.Hods.)
ω_{instat}	6.1 %	3.7 %	3.86 %	3.95 %
$\omega_{\text{instat}}/\omega_{\text{stat}}$	1.39	1.06	1.33	1.36

Tab. 4.5: T106-D: Profilverluste ($Re_{2\text{th}}=200.000$, $Ma_{2\text{th}}=0,4$, $t40u20$)

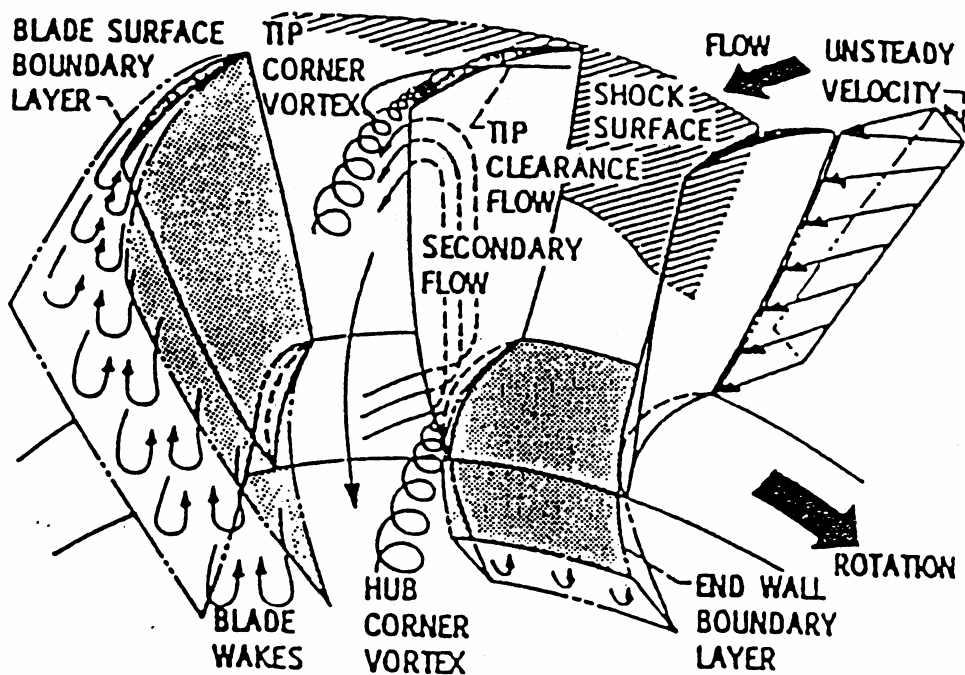


Abb. 2.1: Sekundärströmung in einem Verdichterschaufelgitter (Wisler, 1988)

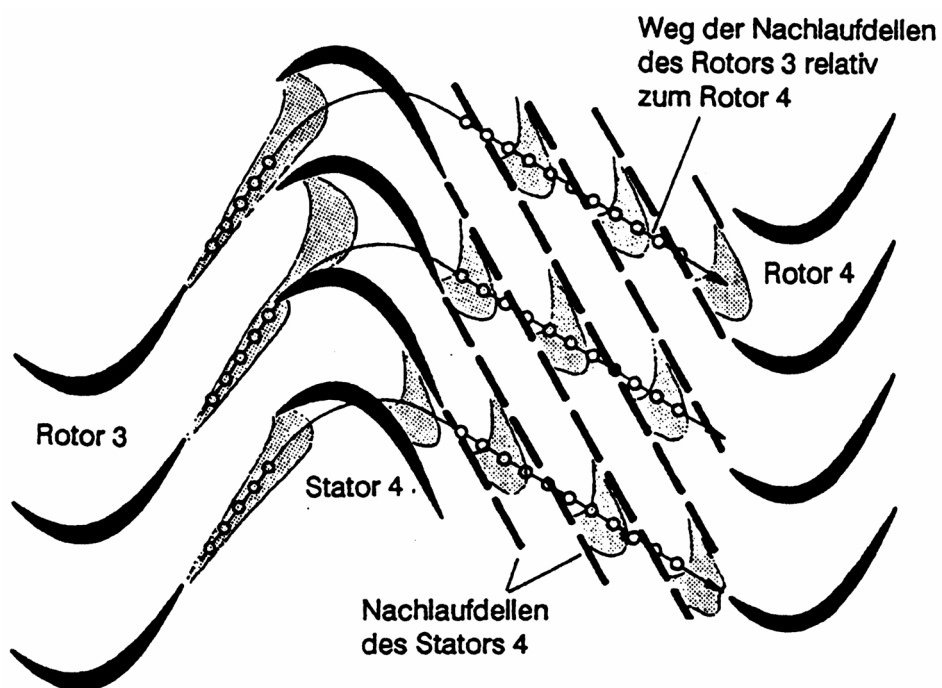


Abb. 2.2: Rotor/Stator-Interaktion (Binder et al., 1988)

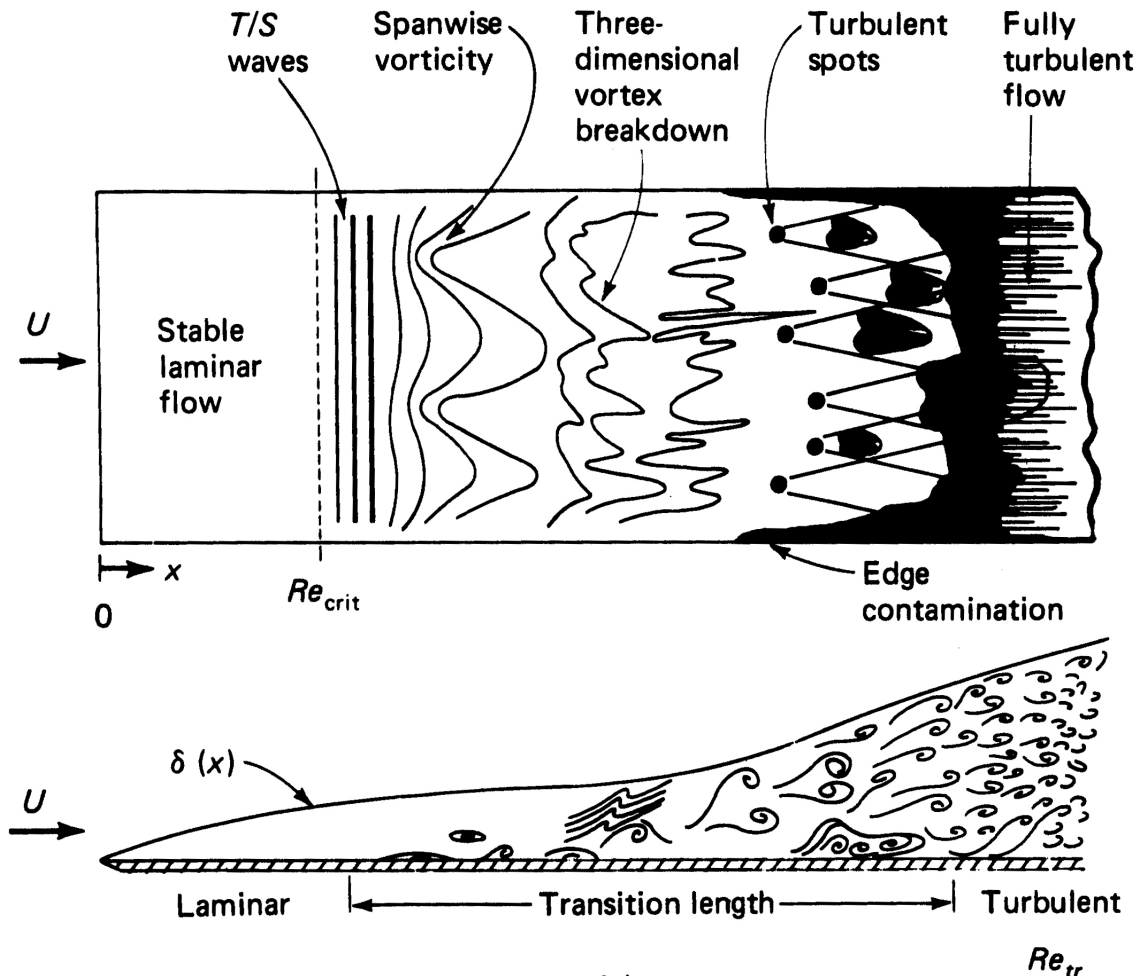


Abb. 2.3: Natürliche Transition nach White (1991)

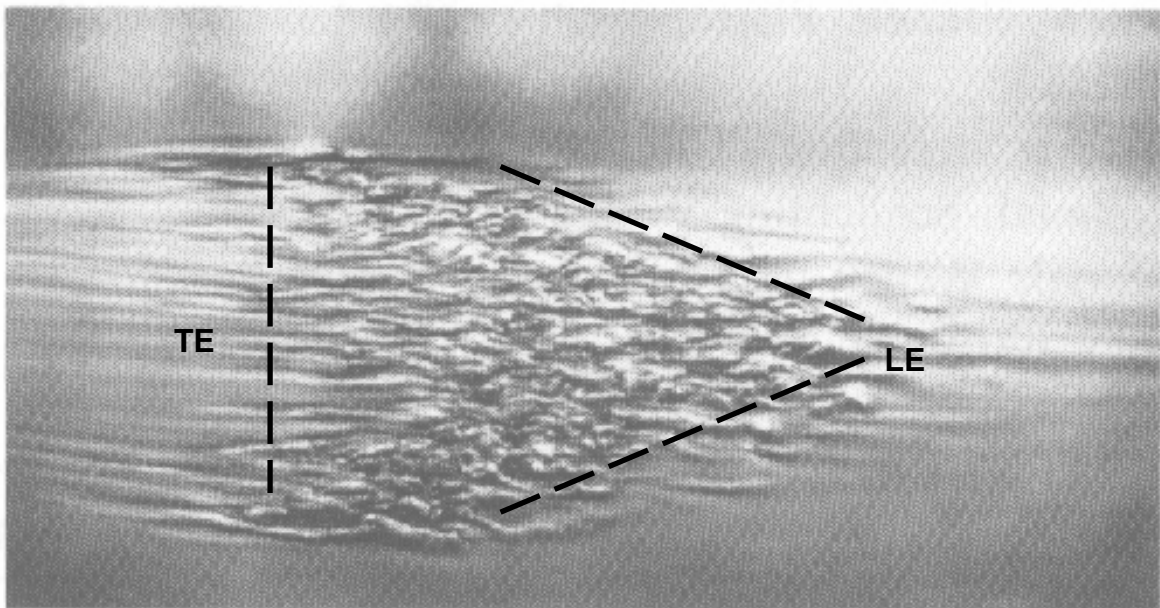


Abb. 2.4: Turbulenzfleck im Wasserkanal (Cantwell et.al., 1978)

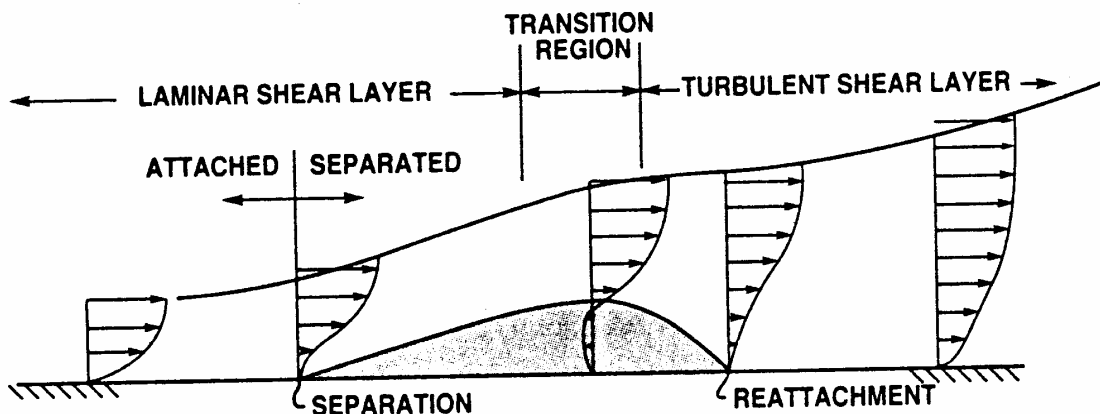


Abb. 2.5: Transition über eine laminare Ablöseblase (Walker, 1975)

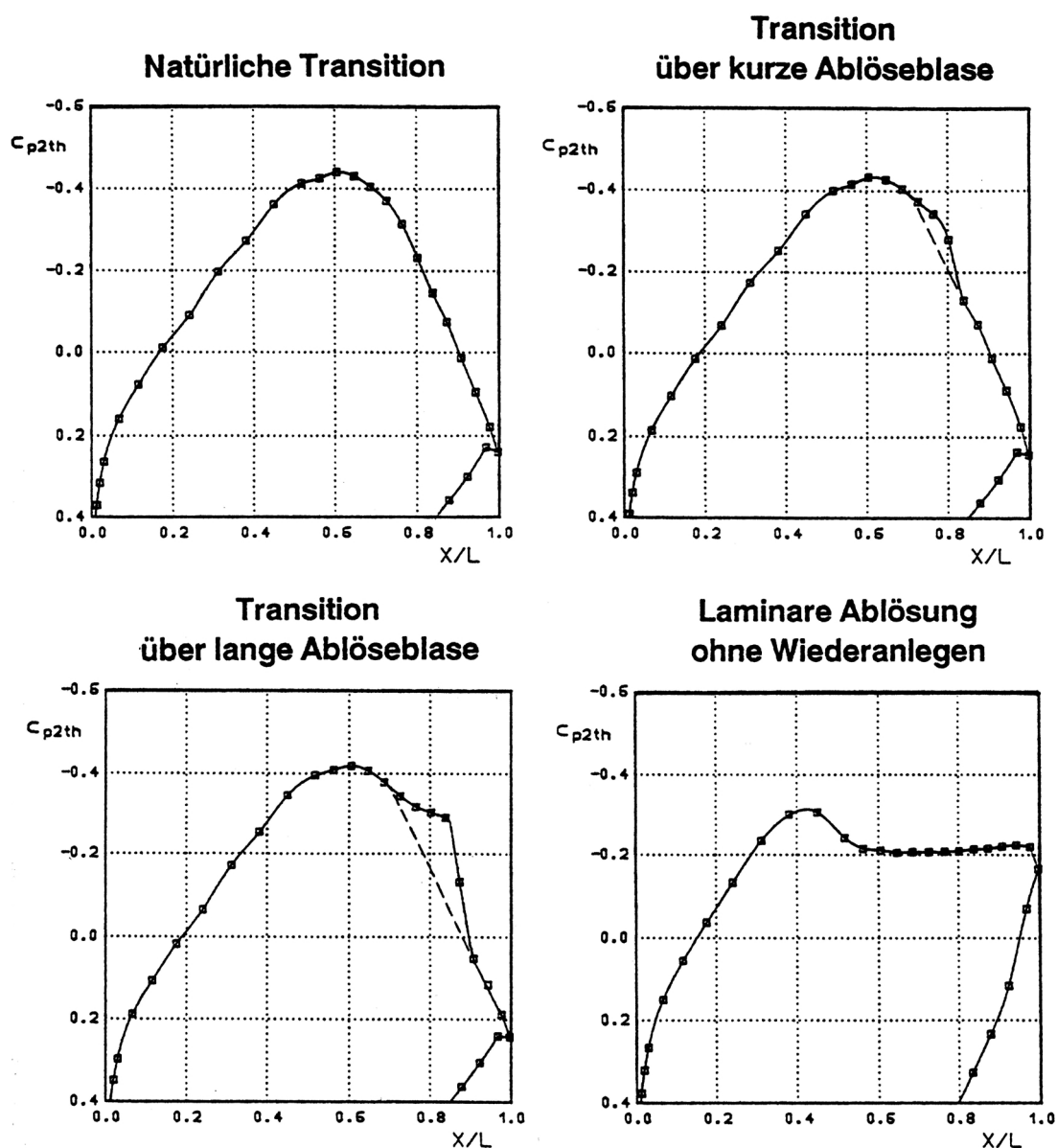


Abb. 2.6: Druckverteilungen für unterschiedliche Transitionsformen (Ladwig, 1991)

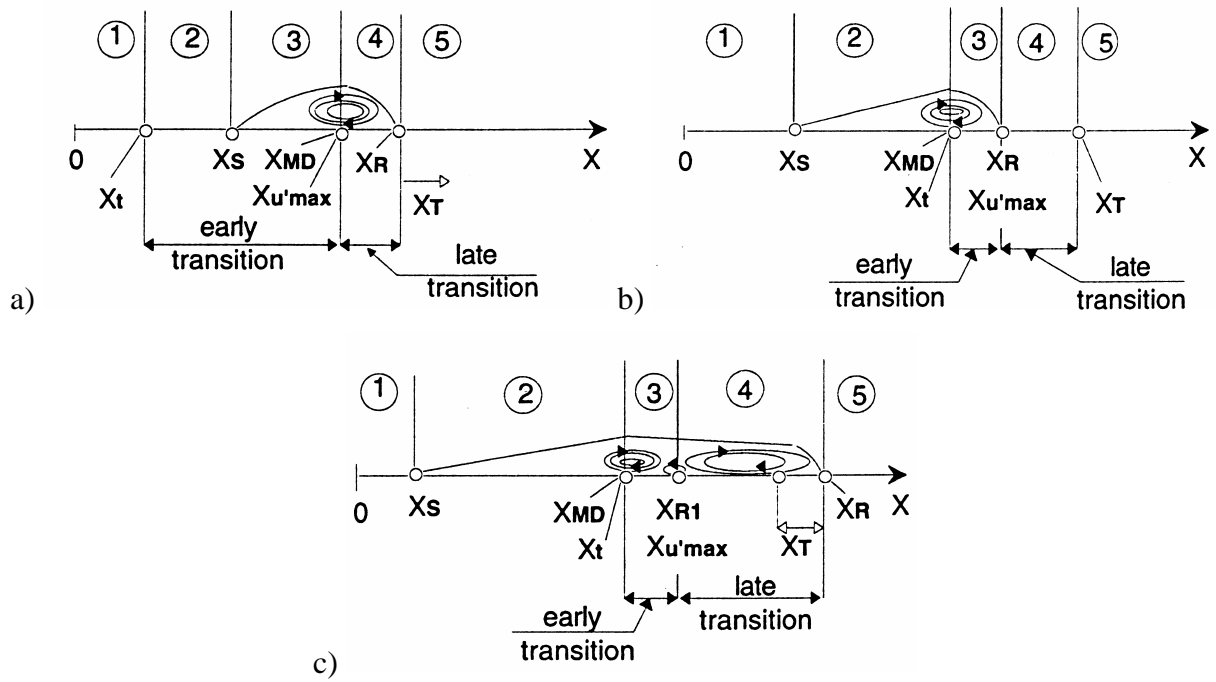


Abb. 2.7: Transition über eine Ablöseblase (Hatman und Wang, 1999): a) transitionale Ablösung, b) Transition über ein kurze Ablöseblase, c) Transition über eine lange Ablösung;

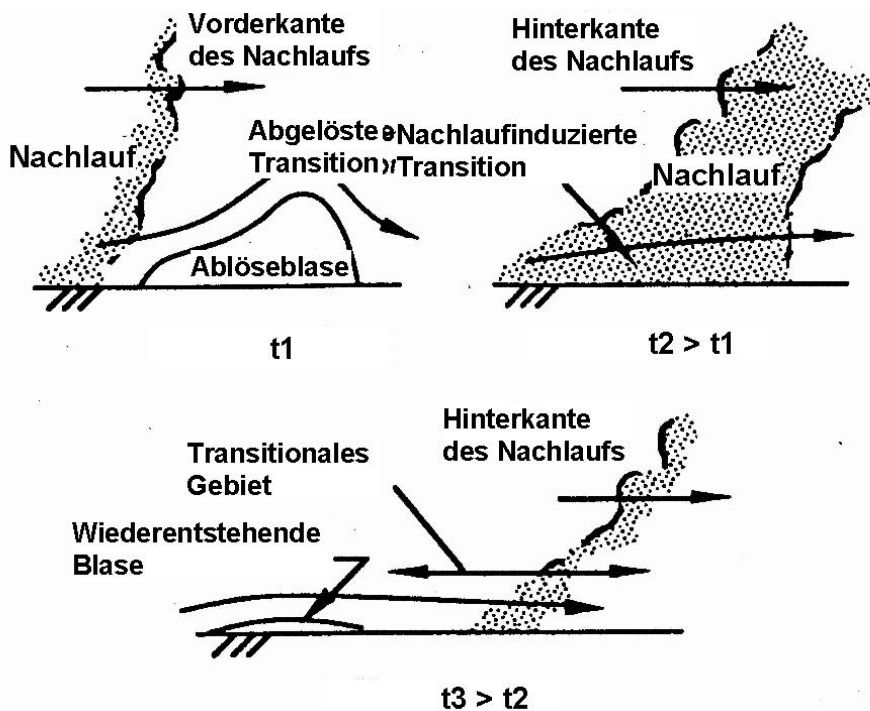


Abb. 2.8: Nachlaufinduzierte Unterdrückung einer laminaren Ablöseblase (Mayle, 1991)

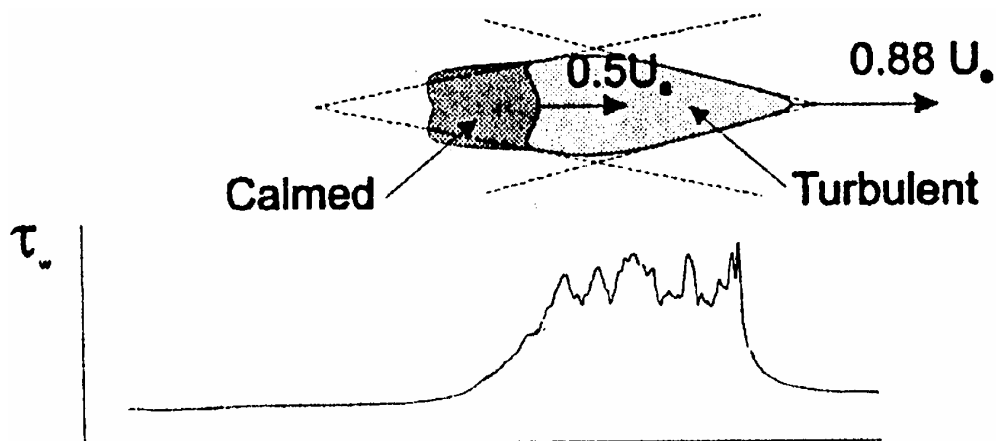


Abb. 2.9: Schematische Darstellung eines Turbulenzfleckens mit beruhigtem Bereich (Hodson, 1997)

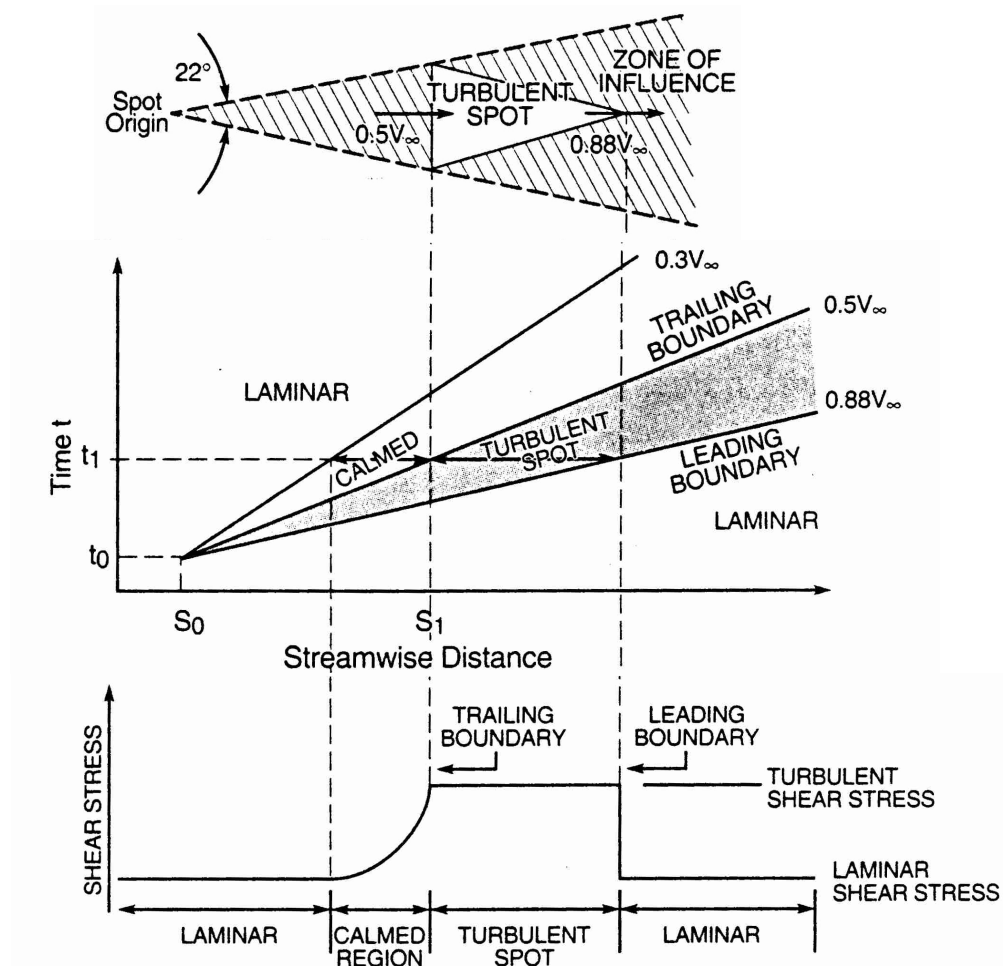


Abb. 2.10: Idealisierter Turbulenzfleck und Darstellung im Weg-Zeit-Diagramm (Halstead et al., 1995)

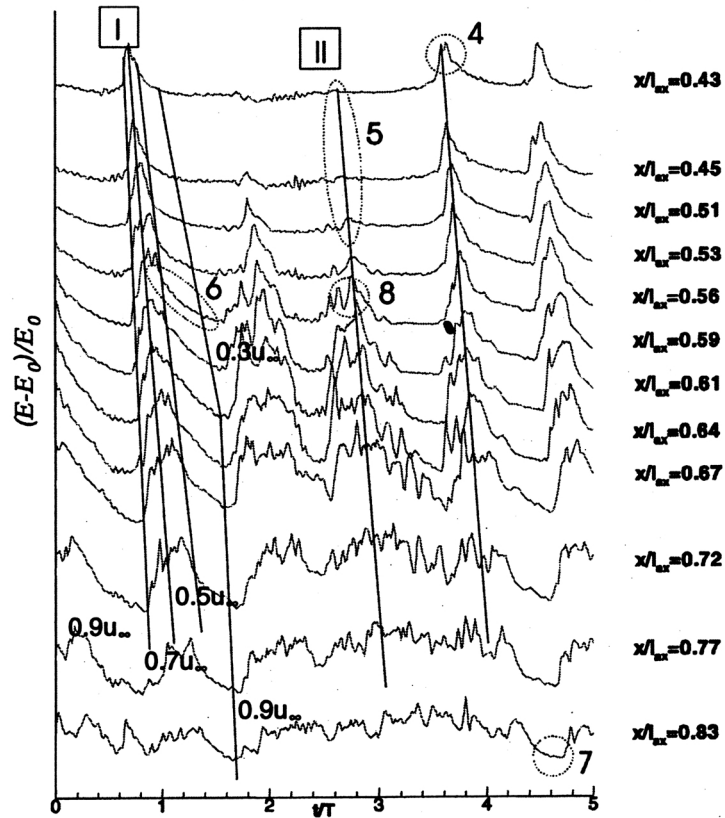
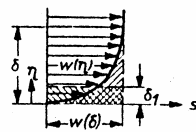


Abb. 2.11: Ermittlung der Geschwindigkeiten von Turbulenzflecken durch Analyse von Dünnsfilm-Messungen (Teusch, 2000)

$$\delta_1 \cdot w(\delta) = \int_0^\delta [w(\delta) - w(\eta)] d\eta$$

$$\delta_1 = \int_0^\delta \left[1 - \frac{w(\eta)}{w(\delta)}\right] d\eta$$



$$\delta_2 \cdot w^2(\delta) = \int_0^\delta [w(\eta) \cdot w(\delta) - w^2(\eta)] d\eta$$

$$\delta_2 = \int_0^\delta \frac{w(\eta)}{w(\delta)} \left[1 - \frac{w(\eta)}{w(\delta)}\right] d\eta$$

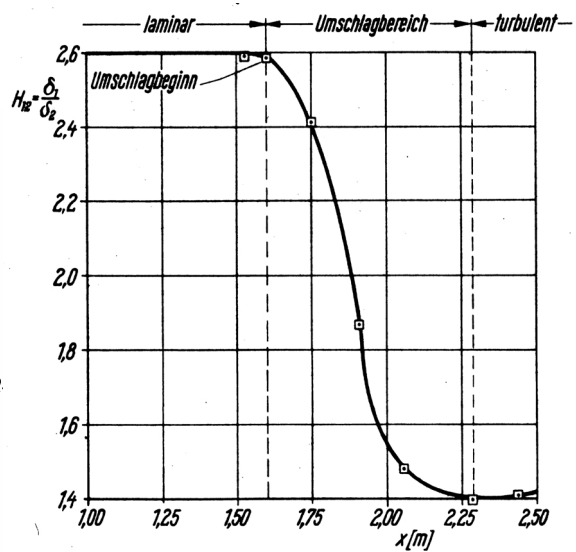
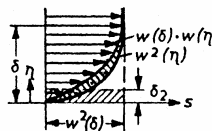


Abb. 2.12: Verlauf des Formparameters H_{12} für die Plattengrenzschicht im Bereich des laminar/turbulenten Umschlags (Kaufmann, 1963)

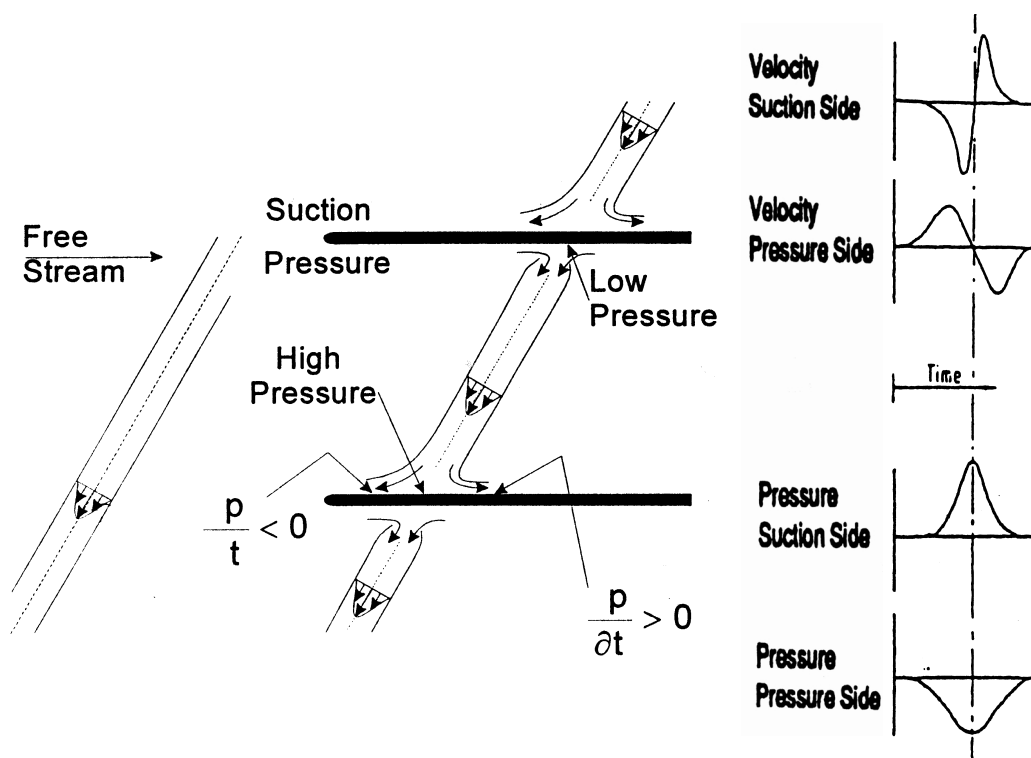


Abb. 2.13: Nachlaufdelle als *negative jet* (Sieverding et al., 1998)

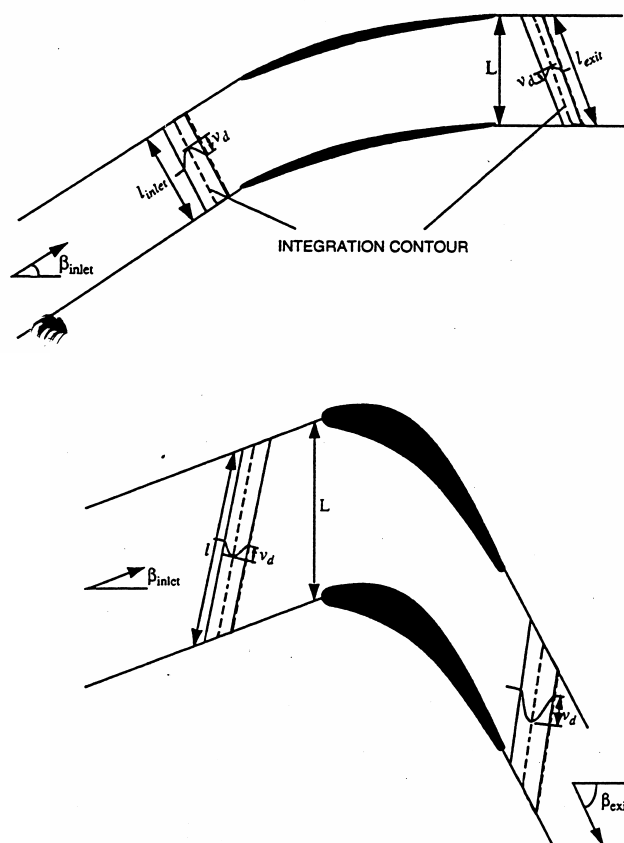


Abb. 2.14: Deformation des Nachlaufes in Turbomaschinenströmungen (Adamczyk, 1999)

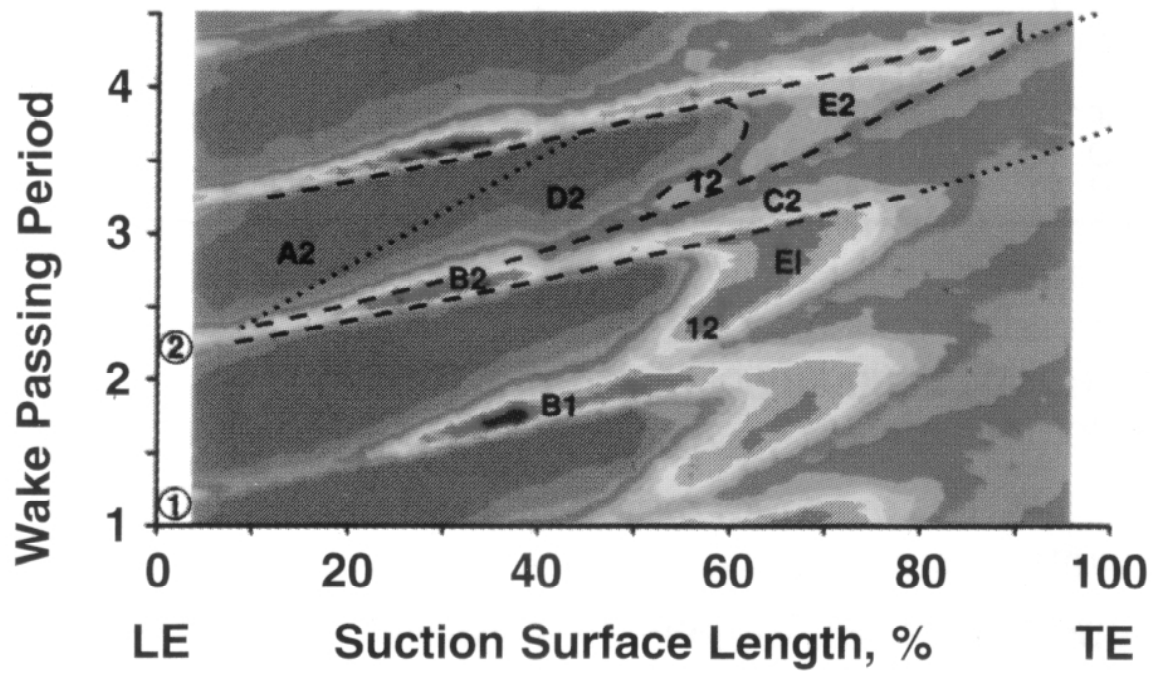


Abb. 2.15: RMS-Verteilung unter Einfluß eines Schaufel- (1) und Stab-(2) Nachlaufs entlang der Oberfläche einer Verdichterschaukel (Halstead et al., 1995)

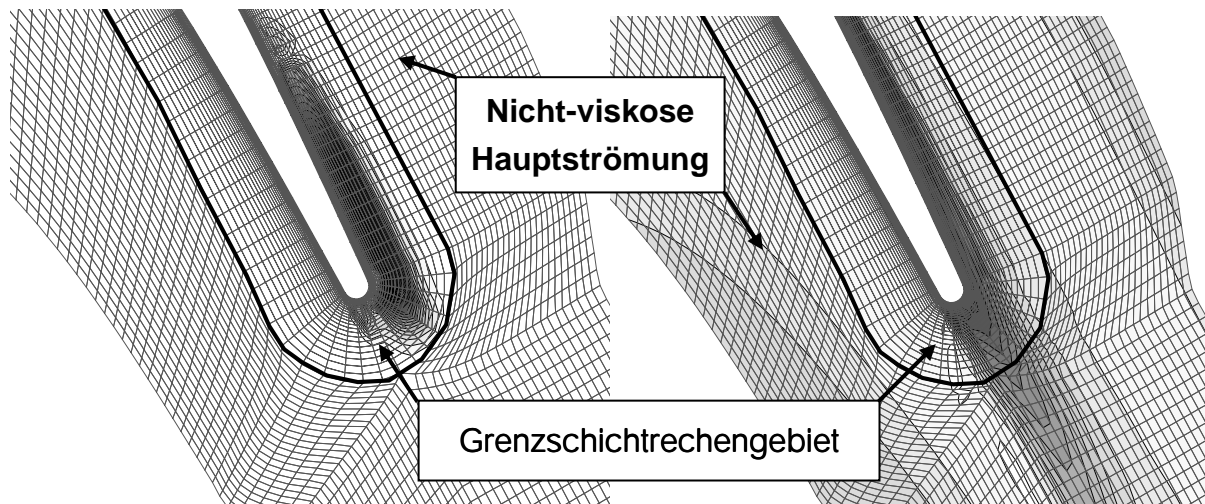


Abb. 3.1: Konturplot der turbulenten Viskosität (links) und der Entropie (rechts) bei gekoppelter Euler-Grenzschicht-Rechnung

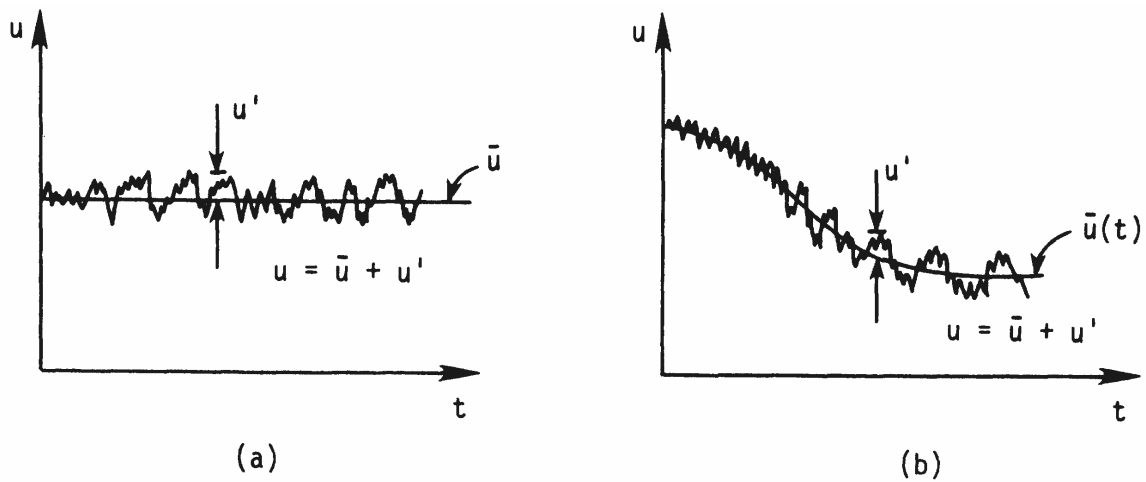


Abb. 3.2: Reynolds-Mittelung der turbulenten Skalen bei stationärer (links) und instationärer (rechts) Strömung (Anderson, et al, 1984)

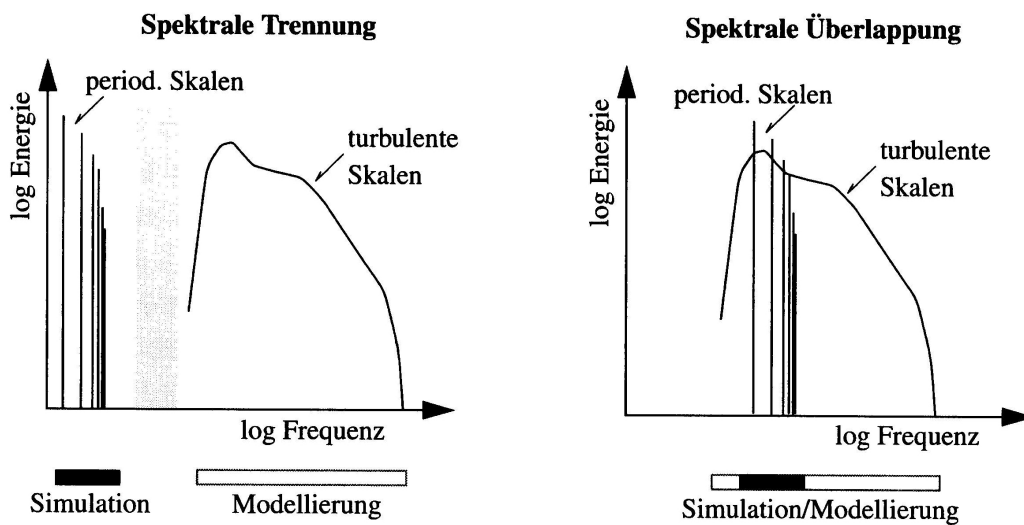


Abb. 3.3: Getrennte (links) und überlappende (rechts) Frequenzspektren bei instationären Strömungen (Eulitz, 2000)

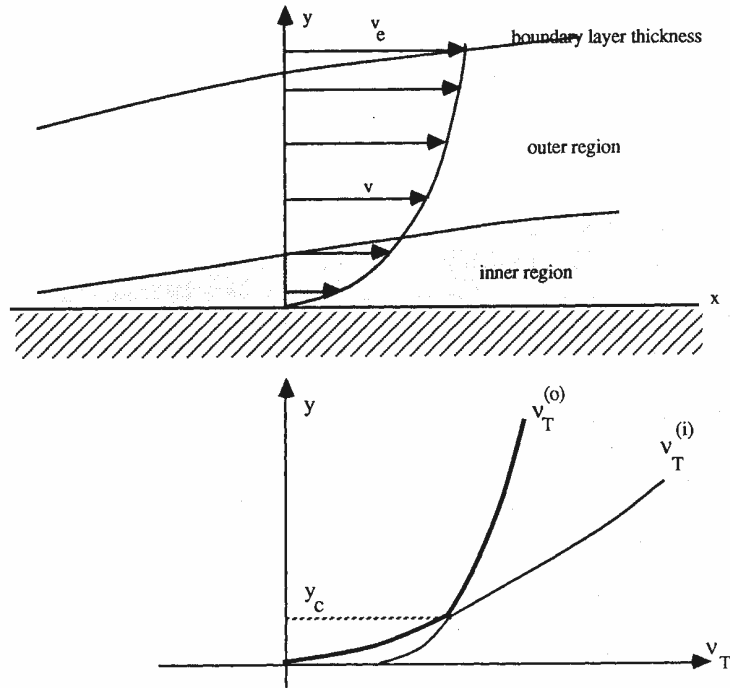


Abb. 3.4: Aufteilung der Grenzschicht im Zweischichtenmodell von Cebeci und Smith (Hirsch, 1988)

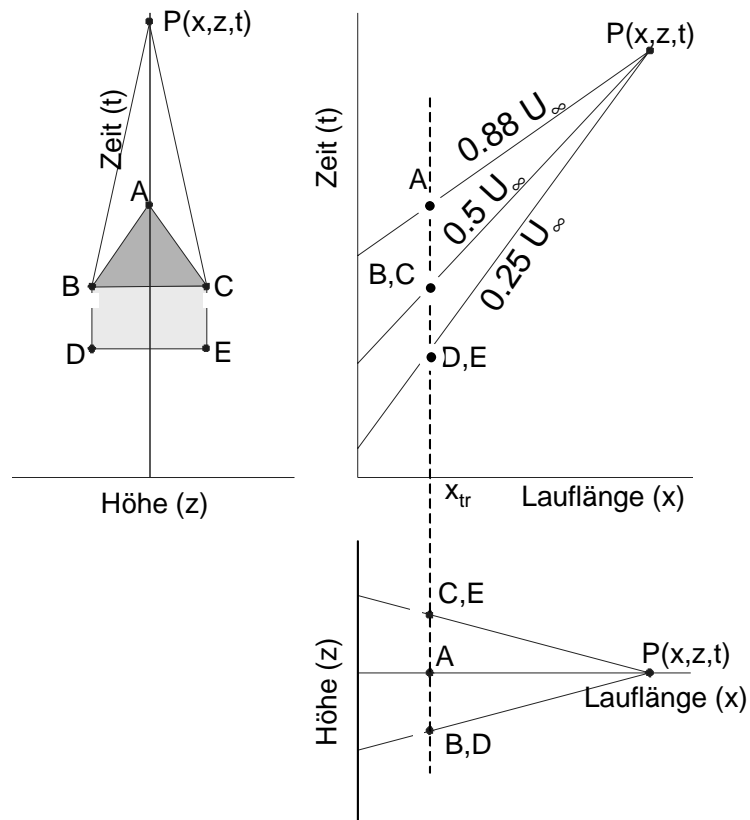


Abb. 3.5: Definition des Einflßvolumens nach der Turbulent Spot Theory (Emmons, 1951)

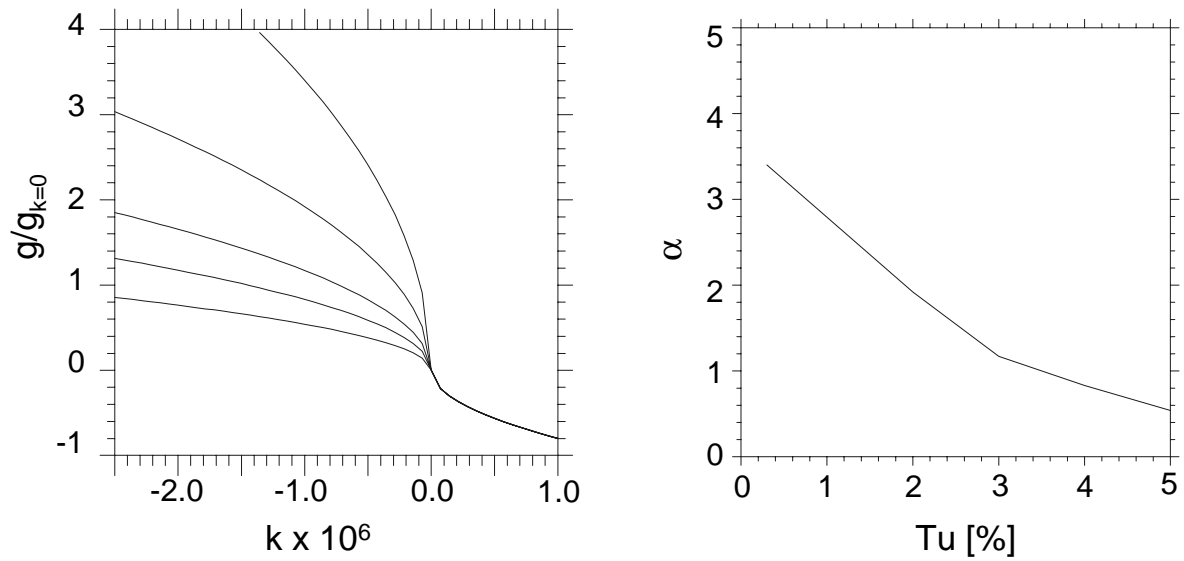


Abb. 3.6: Korrelation für die Produktion turbulenter Flecken in Abhängigkeit des Beschleunigungsparameters k und des Einflußparameters $\alpha(Tu)$ (Hodson, 1997)

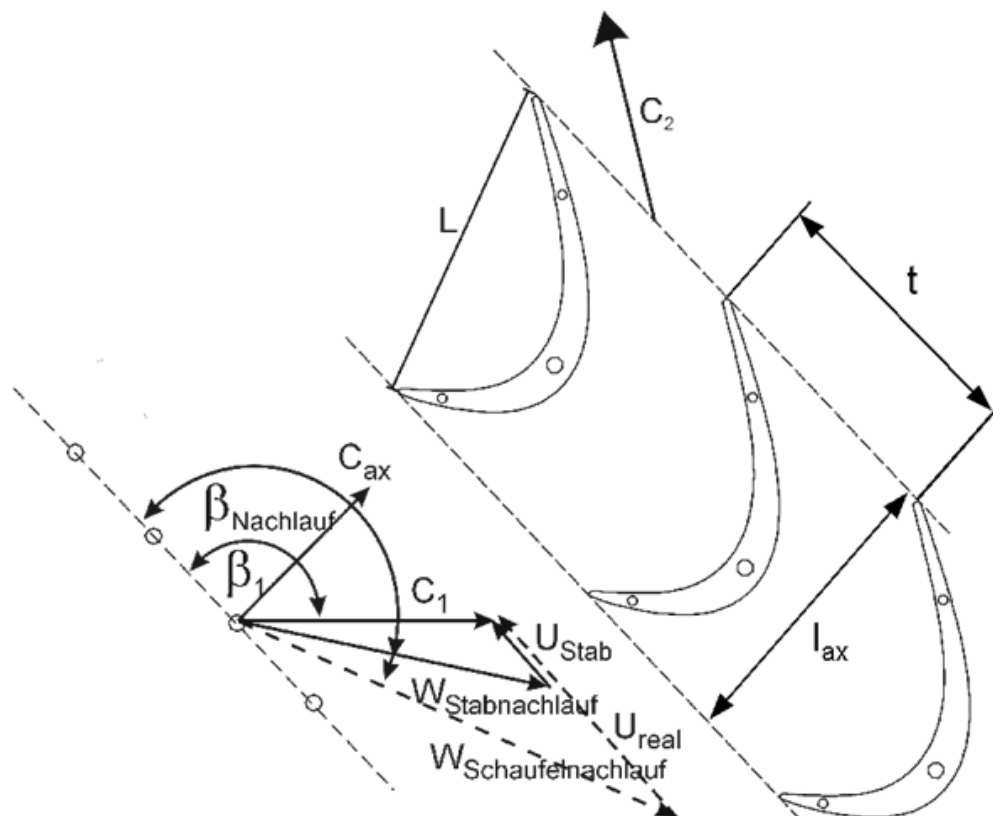


Abb. 3.7: Geschwindigkeitsdreieck im Stabnachlauf

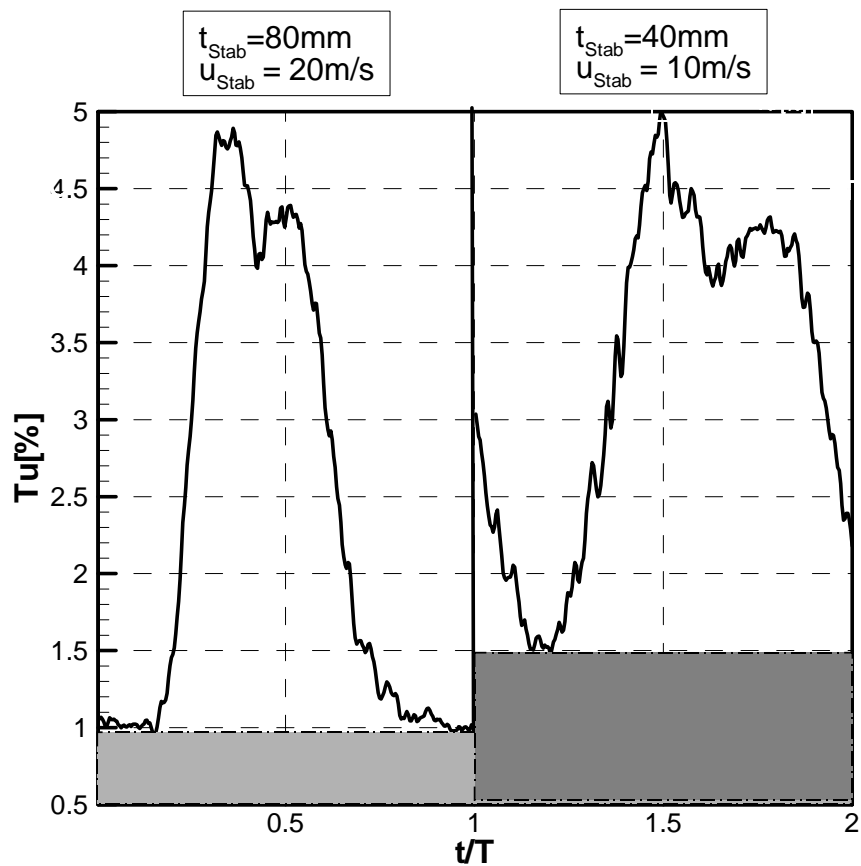


Abb. 3.8: Turbulenzgradverteilung im Stabnachlauf ($Sr = 0,26$)

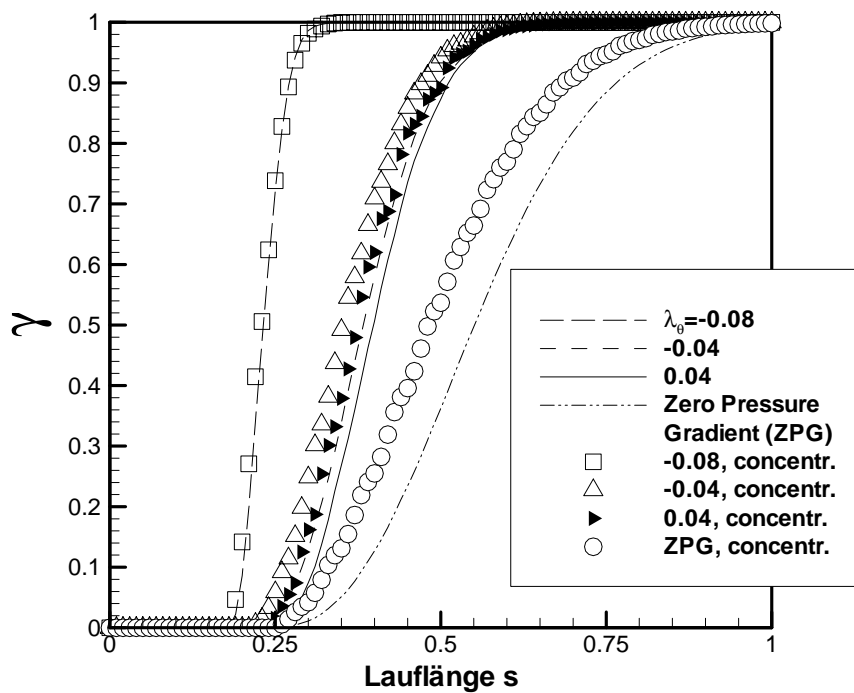


Abb. 3.9: Berechnete Intermittenz bei *continuous* und *concentrated breakdown* Bedingungen in Abhängigkeit des Thwaites'schen Druckparameters (Hodson, 1997)

UniBw München Institut für Strahltriebwerke	Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal (HGK)	1985
<p>Meßstreckenkenneiwerte:</p> <ul style="list-style-type: none"> - Machzahl : $0.2 \leq Ma \leq 1.05$ - Reynoldszahl : $0.2 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1} \leq Re/l \leq 16.0 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ - Turbulenzgrad : $0.4\% \leq Tu_1 \leq 7.5\%$ - Zuströmwinkel : $25^\circ \leq \beta_1 \leq 155^\circ$ - Schaufelhöhe : 300 mm - Zuströmhöhe : 235 mm - 510 mm 	<p>Versorgungseinrichtungen:</p> <ul style="list-style-type: none"> - Vakuumanlage : $P_1 = 30 \text{ kW}$: $P_2 = 20 \text{ kW}$ - Grenzschichtabsaugung : $P = 155 \text{ kW}$ (Radialverdichter) - Sekundärluftversorgung : $P = 1000 \text{ kW}$ (Schraubenverdichter) 	<p>Kanalaten:</p> <ul style="list-style-type: none"> - Drehstrom-Motor : $P = 1300 \text{ kW}$ - Axialverdichter : 6 Stufen Luftdurchsatz : $\dot{V} = 30 \text{ m}^3/\text{s}$ Druckverhältnis : $p_{t1}/p_K = 2.14$ Verdichterdrehzahl: $n_{\text{max}} = 6300 \text{ min}^{-1}$ Kammerdruck : $p_K = 0.04 - 1.2 \text{ bar}$

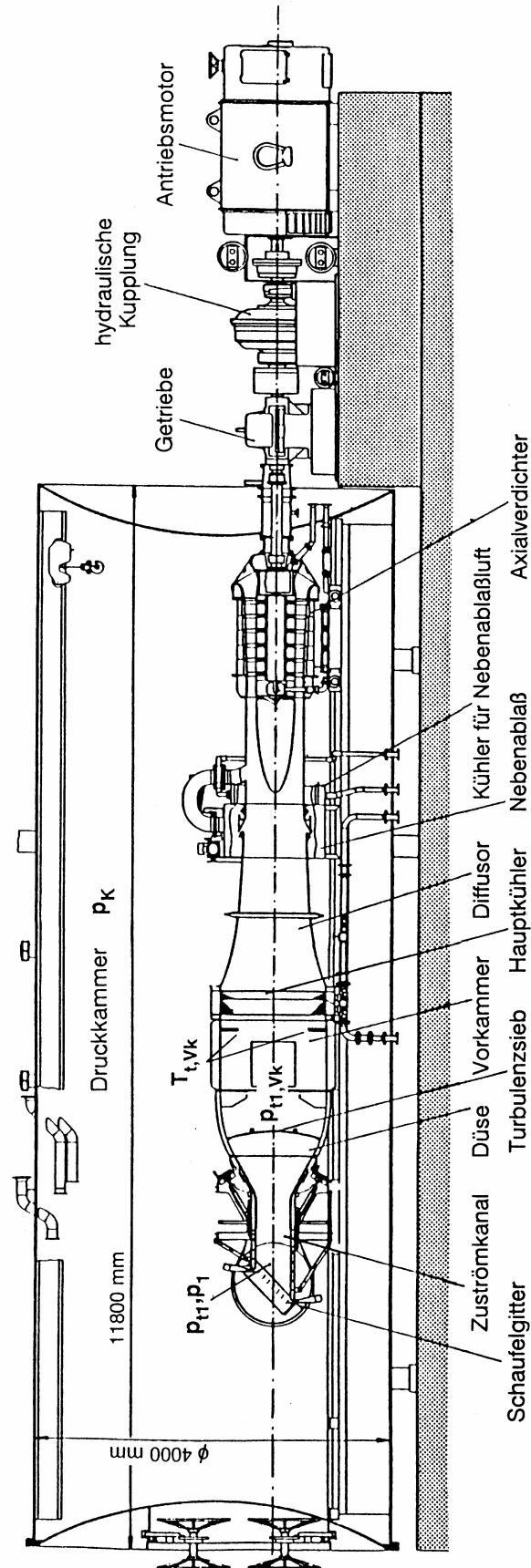


Abb. 4.1: Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal (HGK) der Universität der Bundeswehr, München

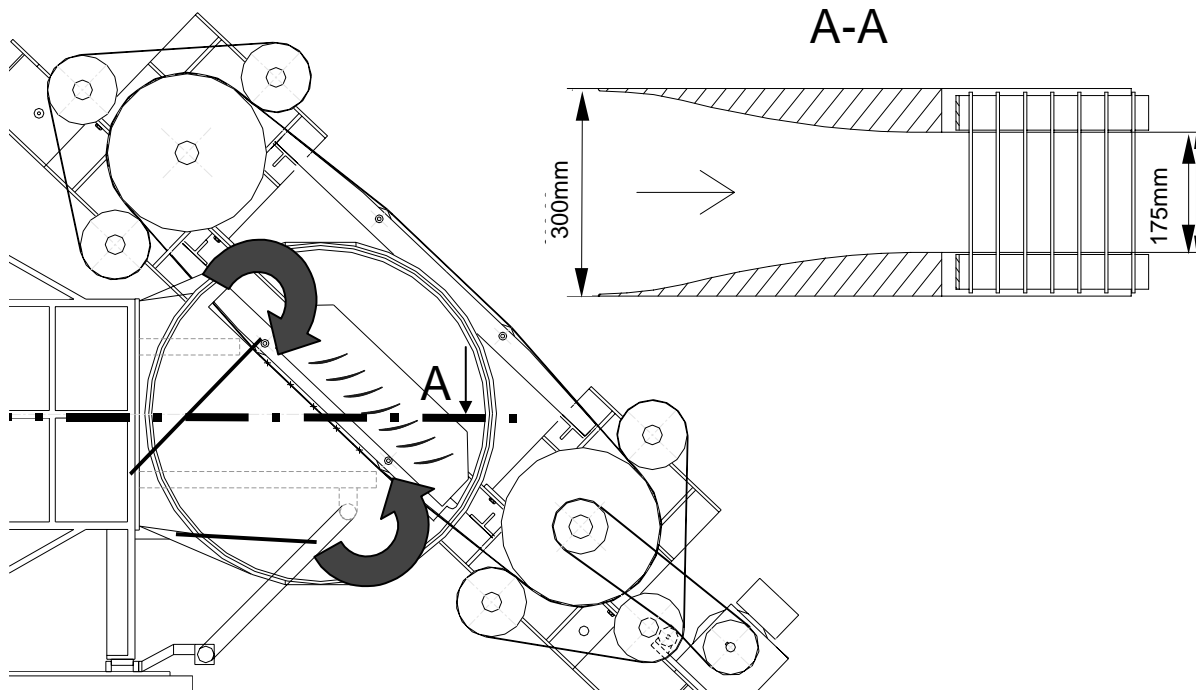


Abb. 4.2: Erzeuger Instationärer Zustromung (EIZ)

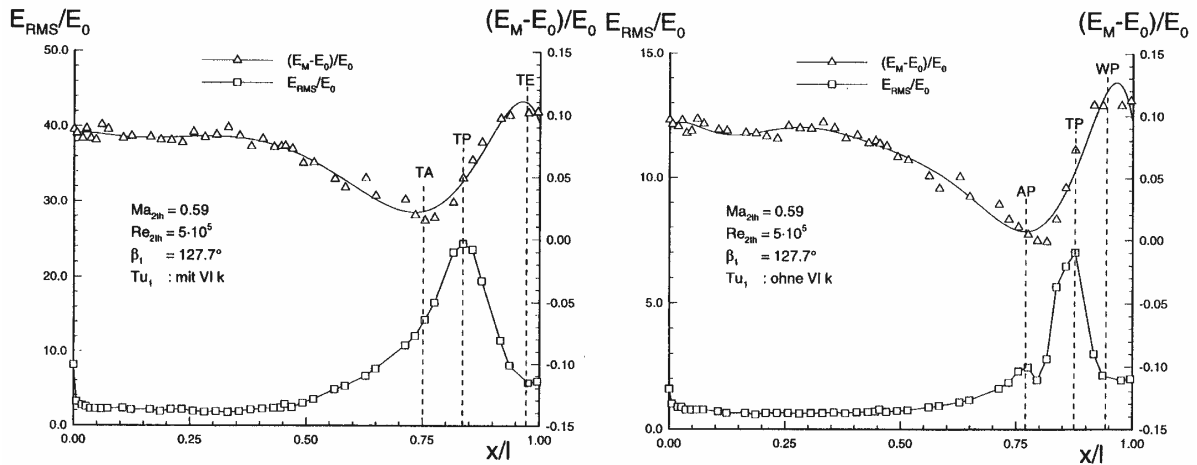


Abb. 4.3: Wandschubspannung $(E_M - E_0)/E_0$ und normierter Schwankungswert E_{RMS}/E_0 bei natürlicher Transition (links) und bei Transition über eine laminare Ablöseblase (rechts) (Engber, 1996)

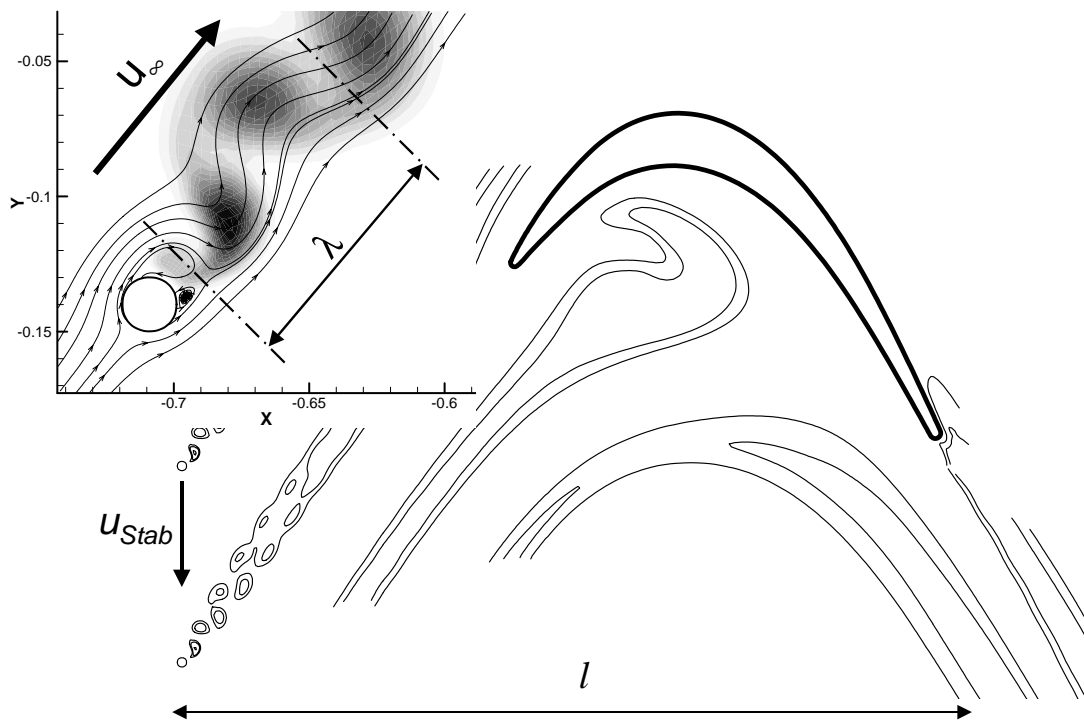


Abb. 4.4: Berechnete turbulente Viskosität v_t im Stabnachlauf (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$)

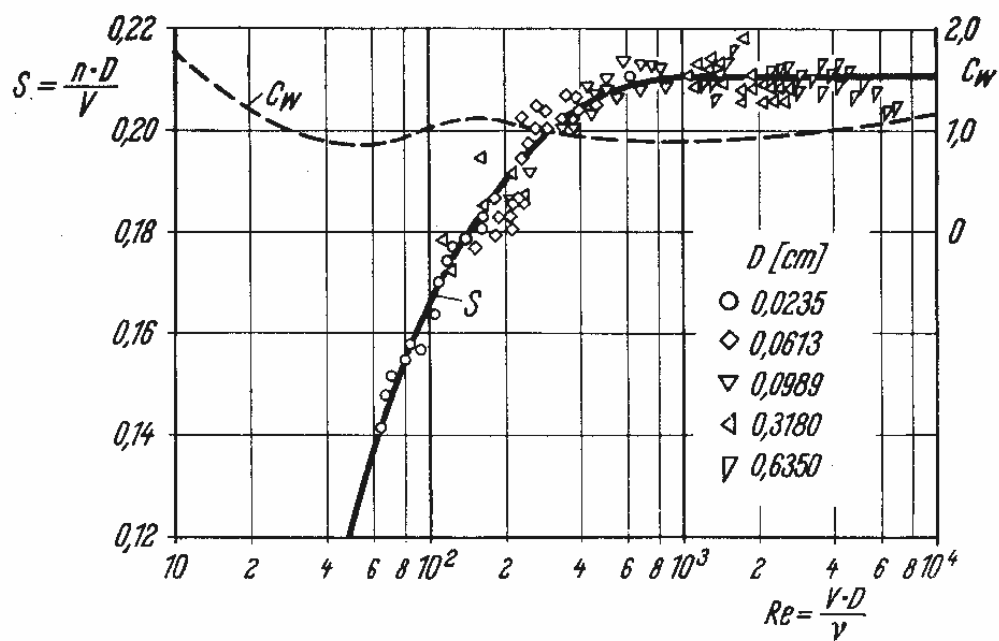


Abb. 4.5: Strouhalzahl in Abhängigkeit von der Reynoldszahl für den umströmten Kreiszylinder (Schlichting, 1965)

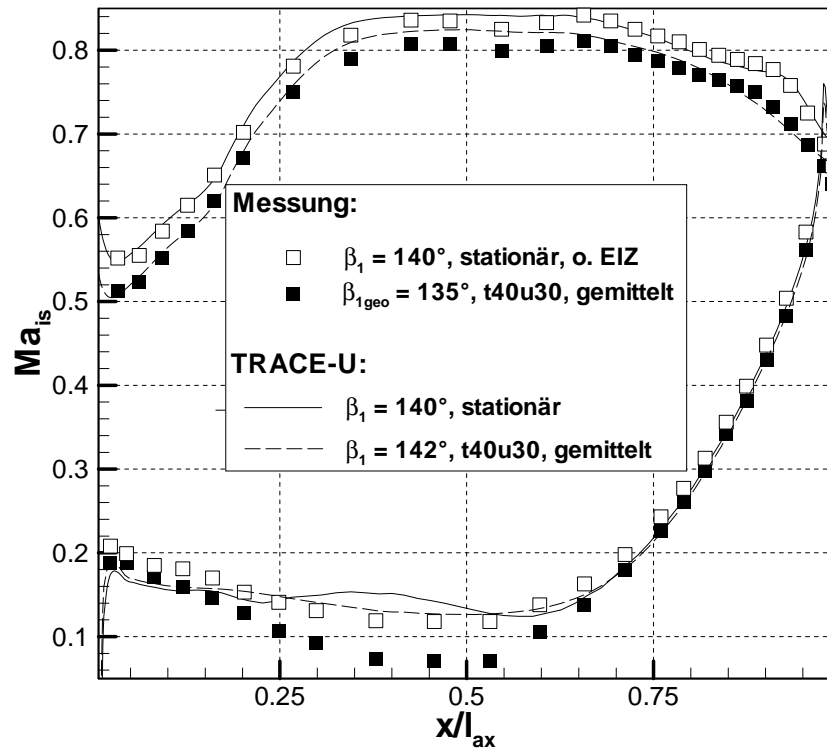


Abb. 4.6: Auswirkung der Zuströmwinkeländerung bei EIZ-Einbau (T115, $t_{Stab} = 40$ mm, $u_{Stab} = 30$ m/s)

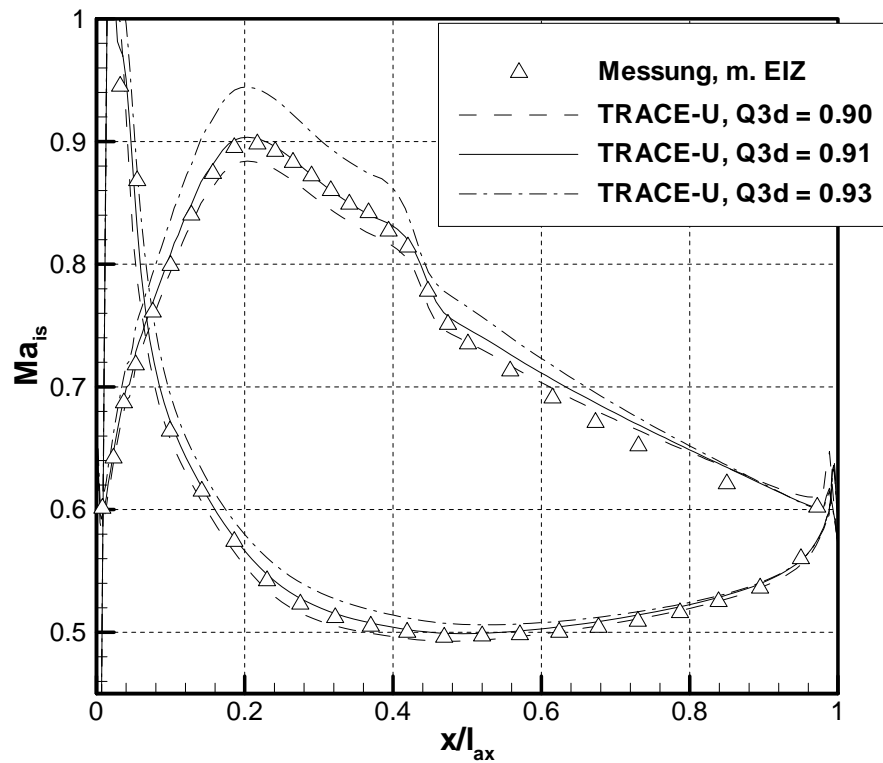


Abb. 4.7: Einfluß des Parameters für die Stromröhrenkontraktion (V111, $Re_1=584.000$, $Ma_1=0,66$)

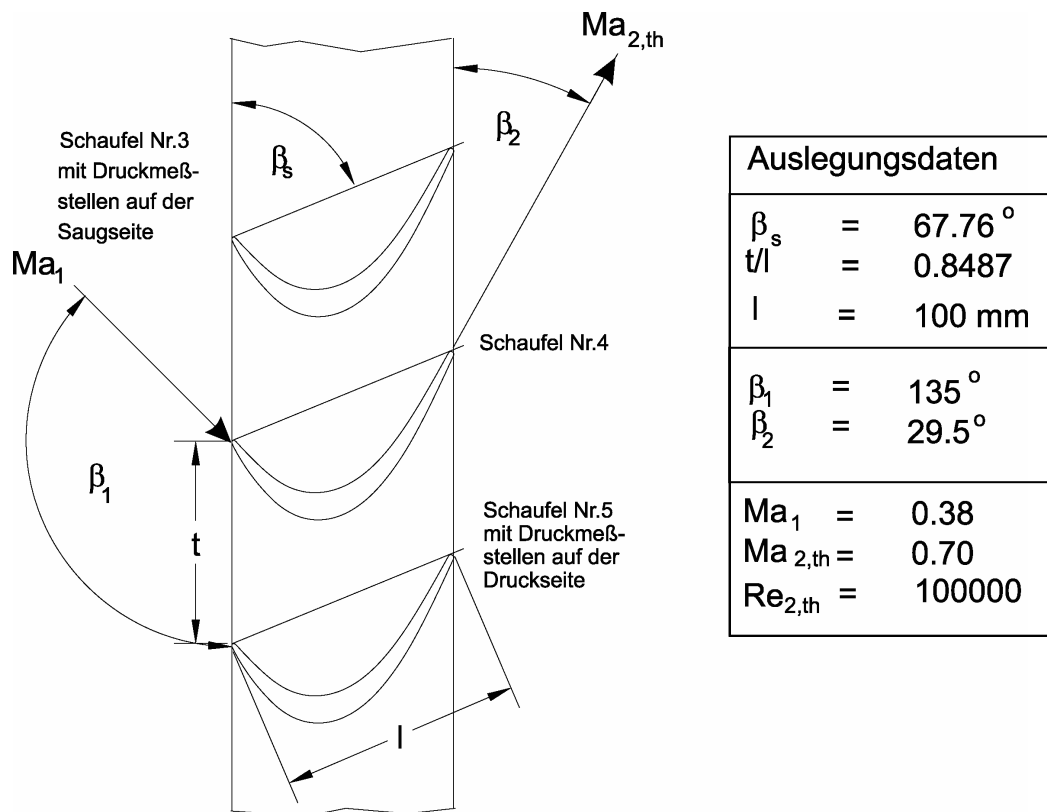


Abb. 4.8: Gittergeometrie und Auslegungsdaten für das Turbinengitter T115

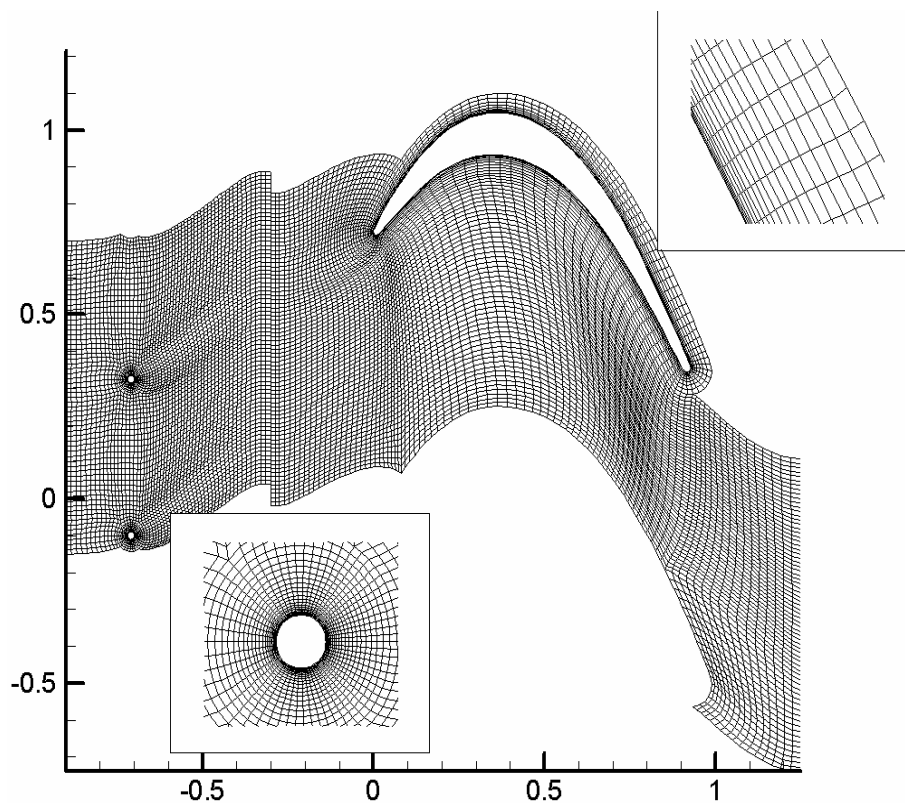


Abb. 4.9: Multiblock TRACE-U Rechennetz für Turbinengitter T115 (jeder zweite Punkt dargestellt)

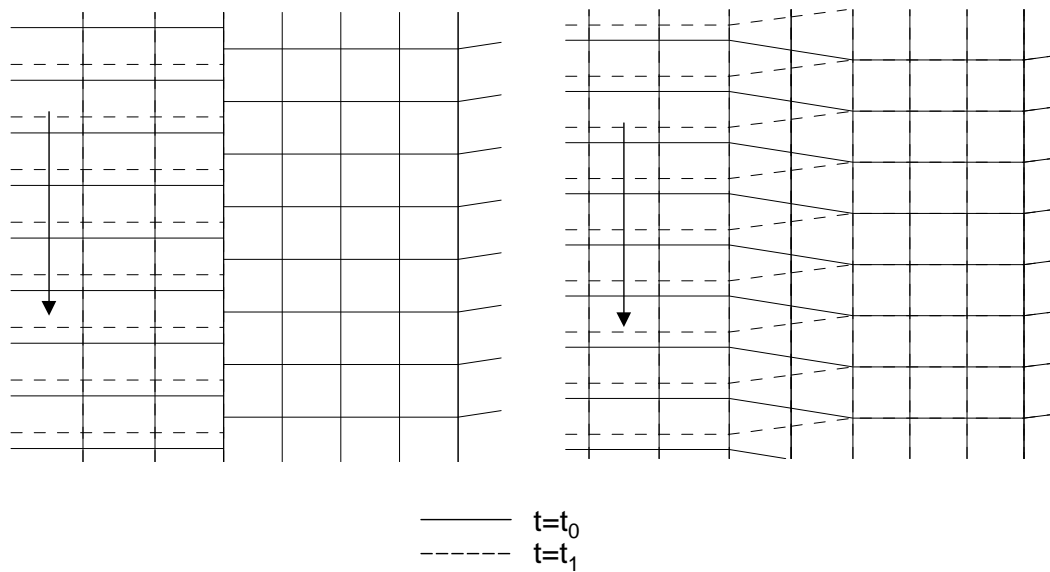


Abb. 4.10: Patched cells (links) und sheared cells Methode (rechts) zur Modellierung der Rotor/Stator-Schnittstelle

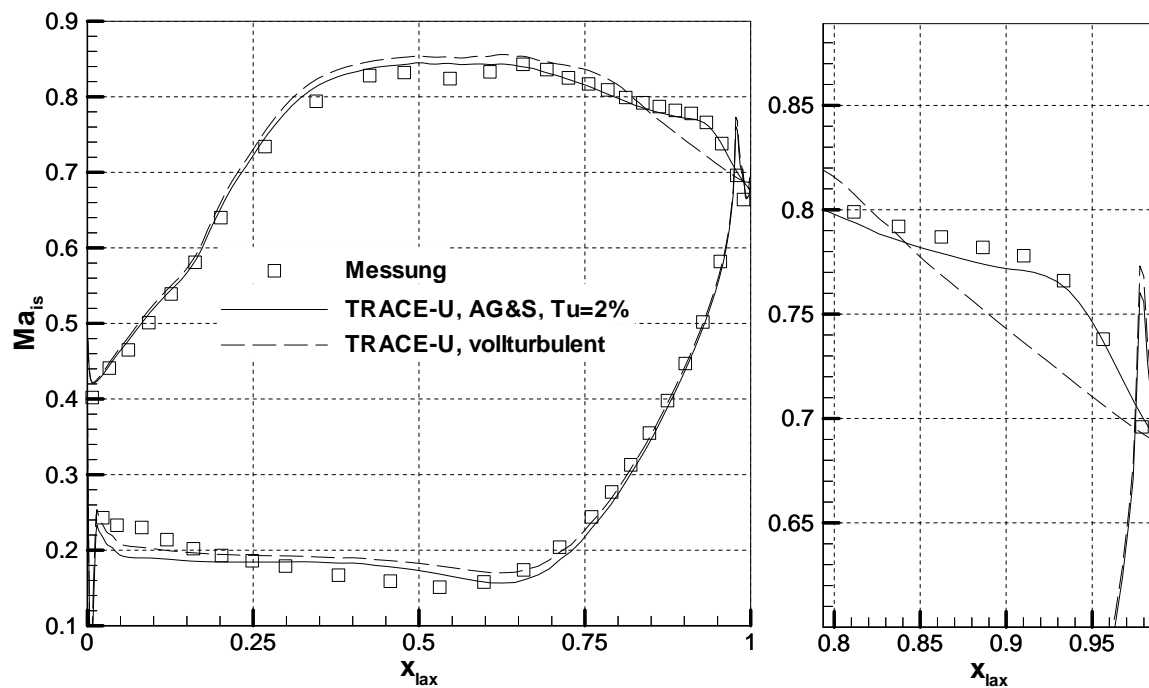


Abb. 4.11a: Einfluß des Zuströmturbulenzgrades (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, ohne EIZ, stationär, $\beta_1 = 135^\circ$)

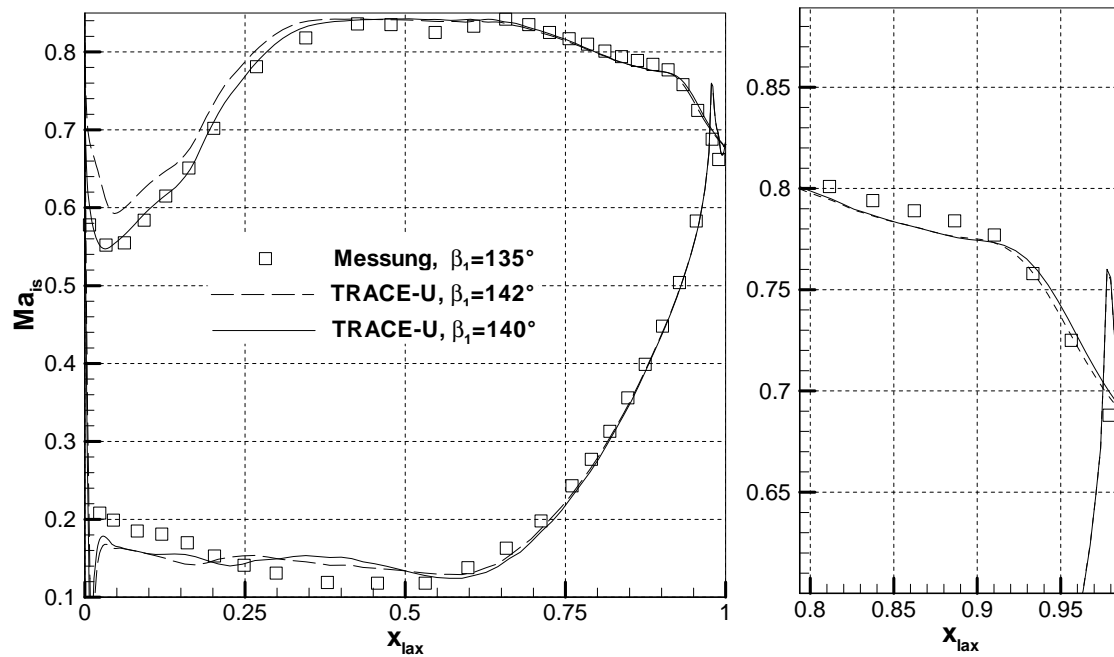


Abb. 4.11b: Einfluß des Zuströmwinkels auf die laminare Ablöseblase (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, eingebauter EIZ, stationär)

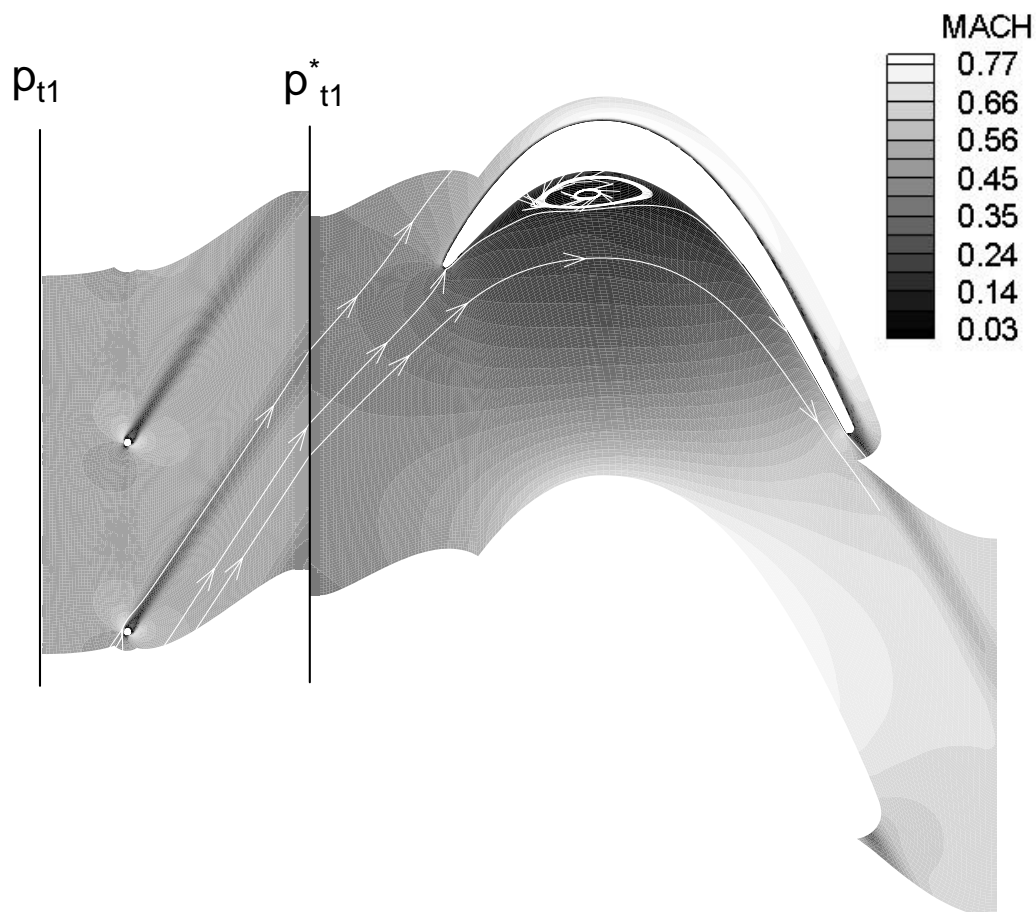


Abb. 4.12: Beispiel einer TRACE-U Mixing-Plane-Rechnung mit Auswerteebene für den Bezugs totaldruck p^*_{t1} (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$)

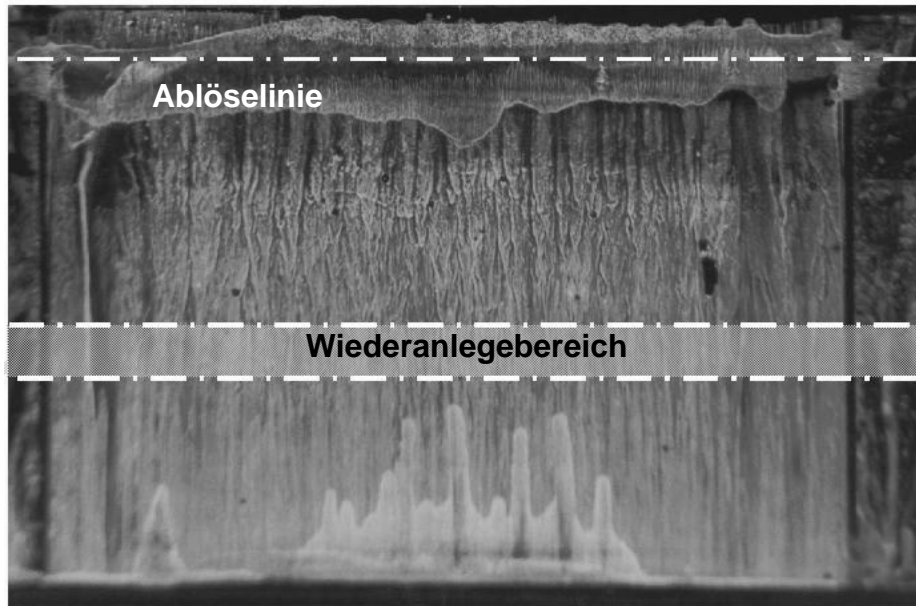


Abb. 4.13: Ölanstrichbild der Druckseite (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$)

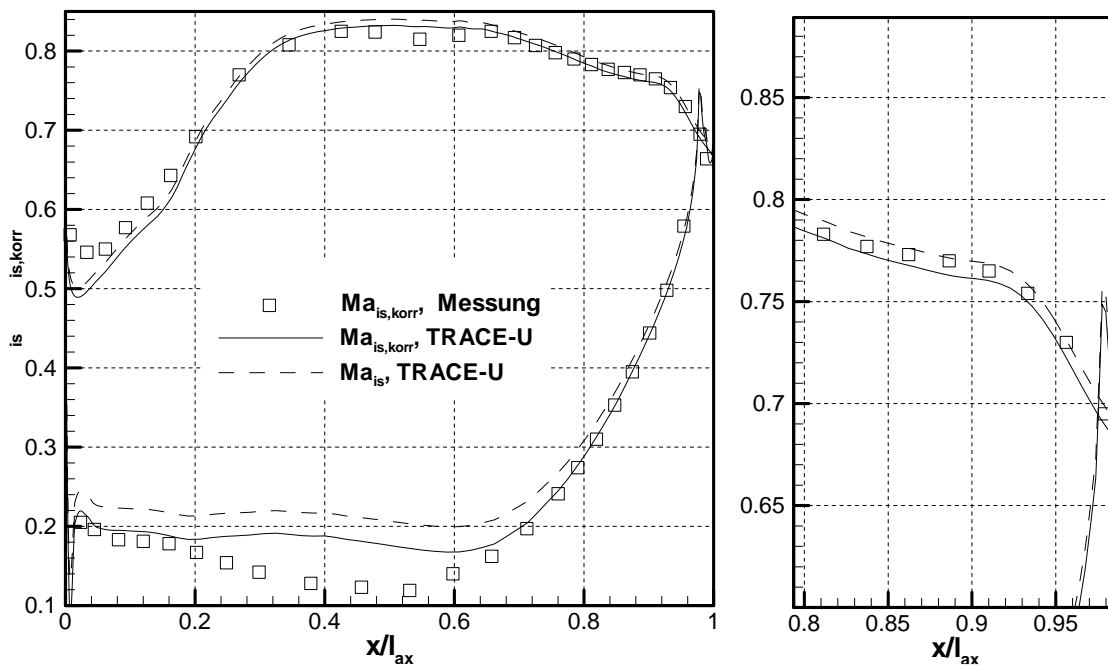


Abb. 4.14: Einfluß des korrigierten Zuströmtotaldrucks auf die isentrope Profilmachzahl Ma_{is} (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, eingebauter EIZ, stationär, $\beta_{1,TRACE-U}=137,5^\circ$, $\beta_{1,geo}=135^\circ$)

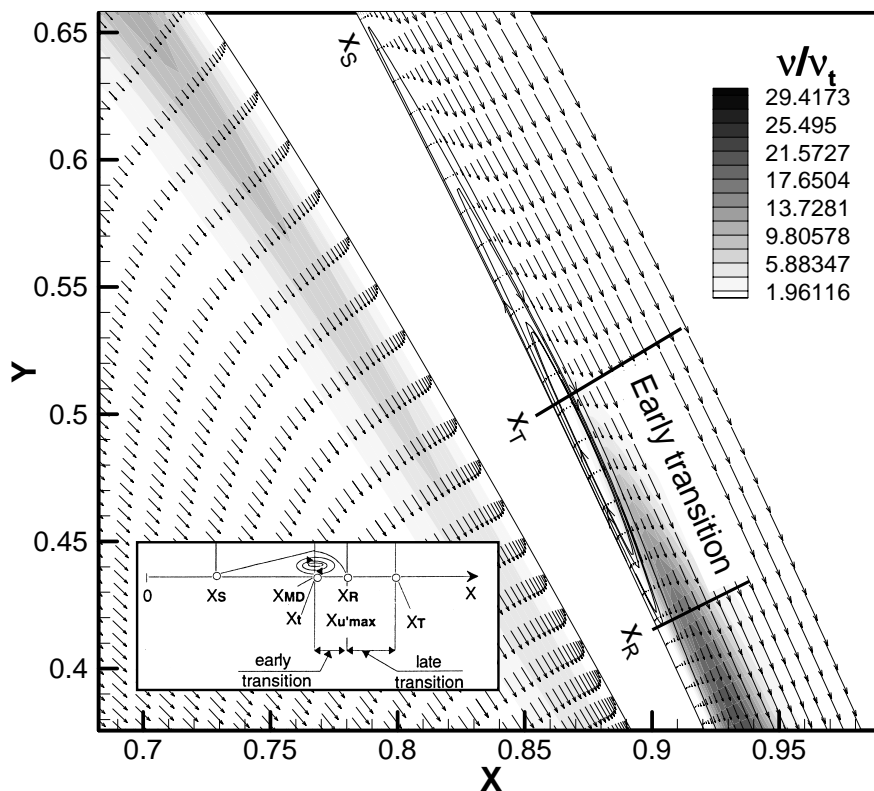


Abb. 4.15: Laminare Ablöseblase und Transition nach Hatmann und Wang (1999) (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$)

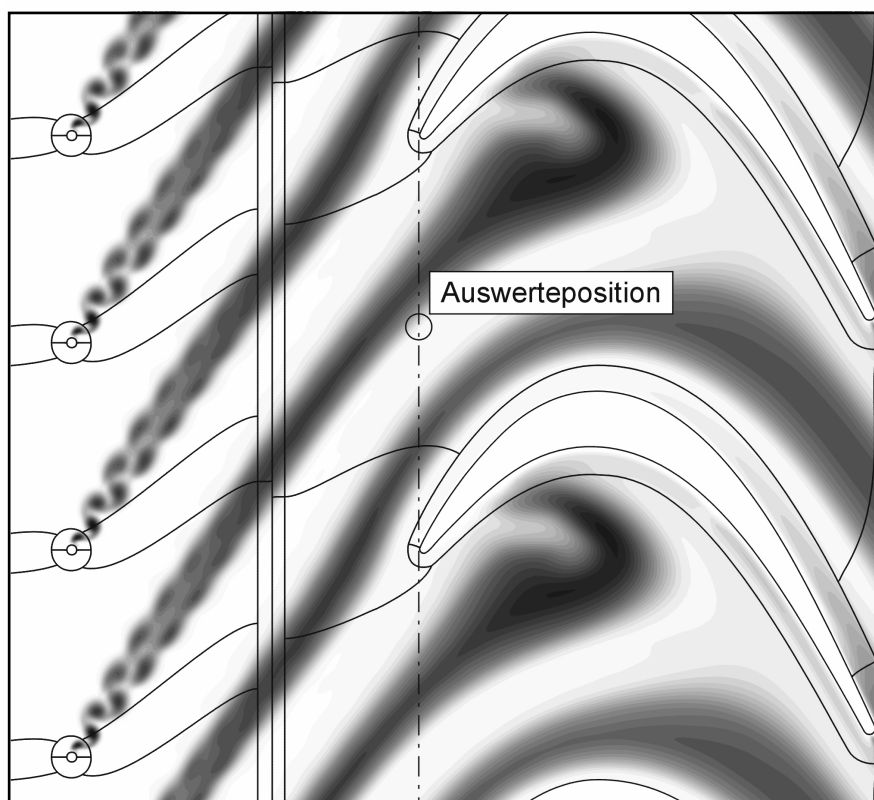


Abb. 4.16: Qualitativer Konturplot der Nachlaufviskosität v_t (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, $t_{Stab}=40\text{mm}$, $u_{Stab}=30\text{m/s}$)

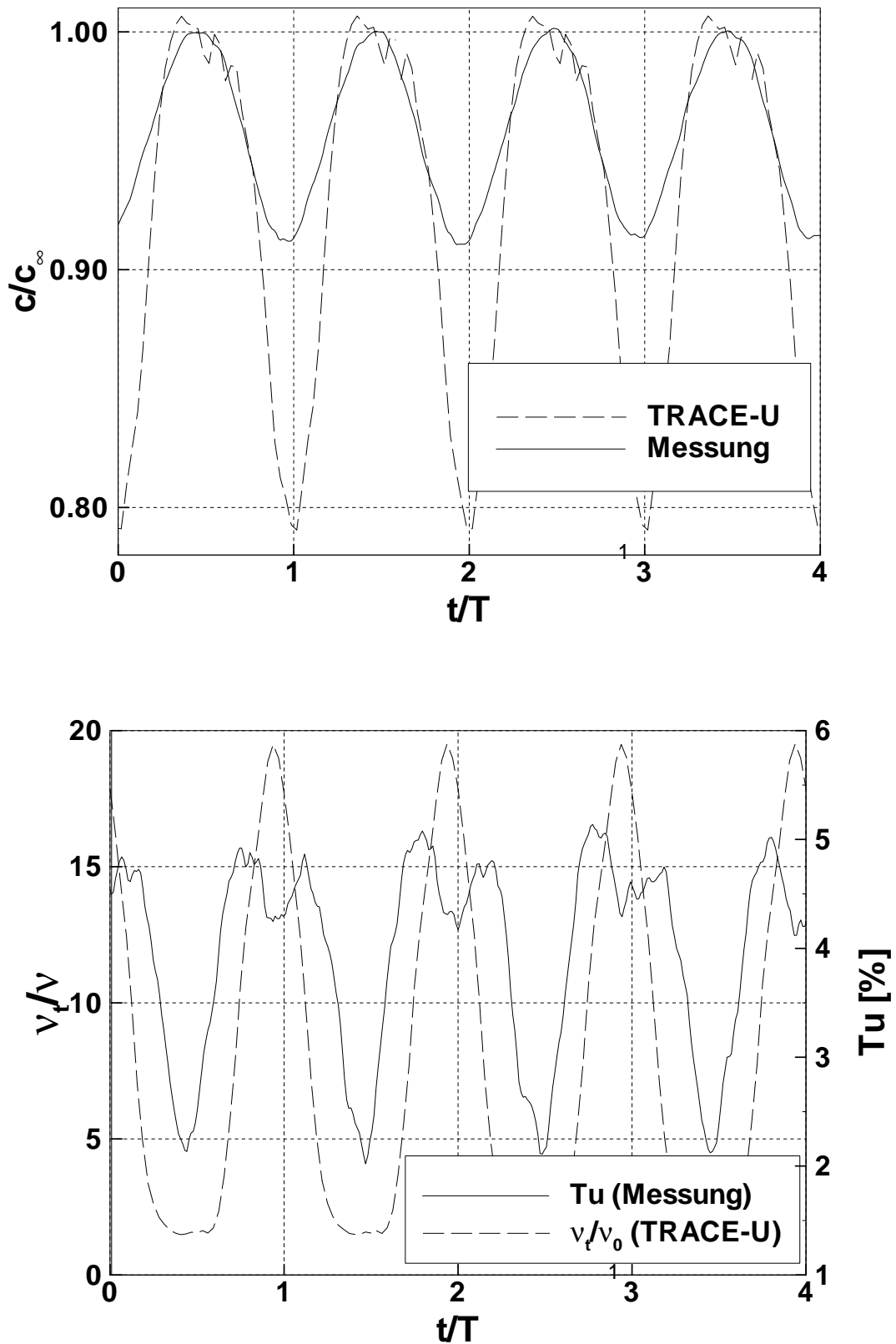


Abb. 4.17: Geschwindigkeitsdefizit (oben) und Turbulenzverteilung (unten) des Stabnachlaufs in der Gittereintrittsebene ($T115$, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, $Sr=0,79$, $t40u30$)

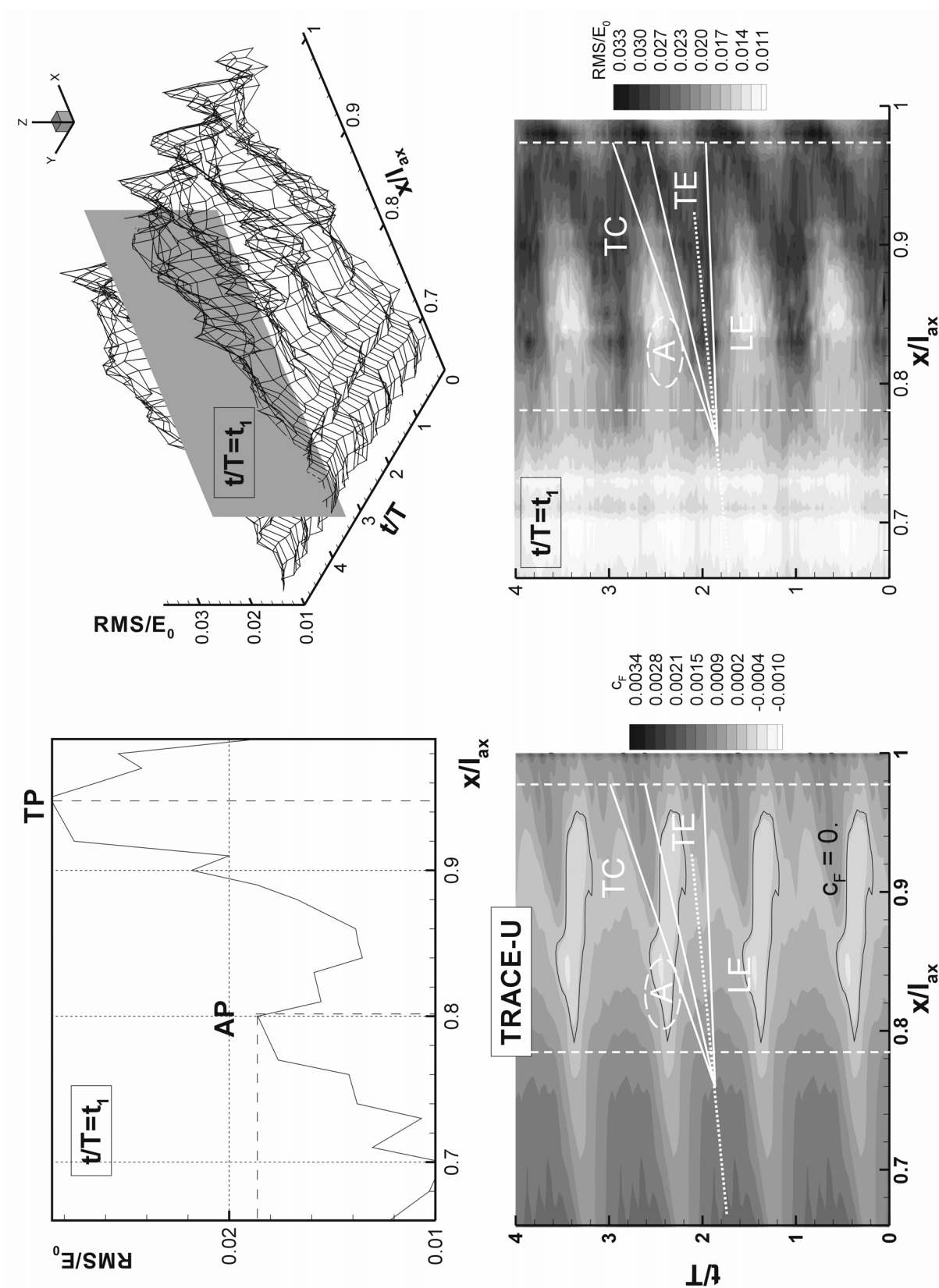


Abb. 4.18: Interpretation von Weg-Zeit-Diagrammen; Vergleich der gemessenen RMS-Verteilung mit dem von TRACE-U berechneten Schubspannungsbeiwert c_F (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, t_{40u30})

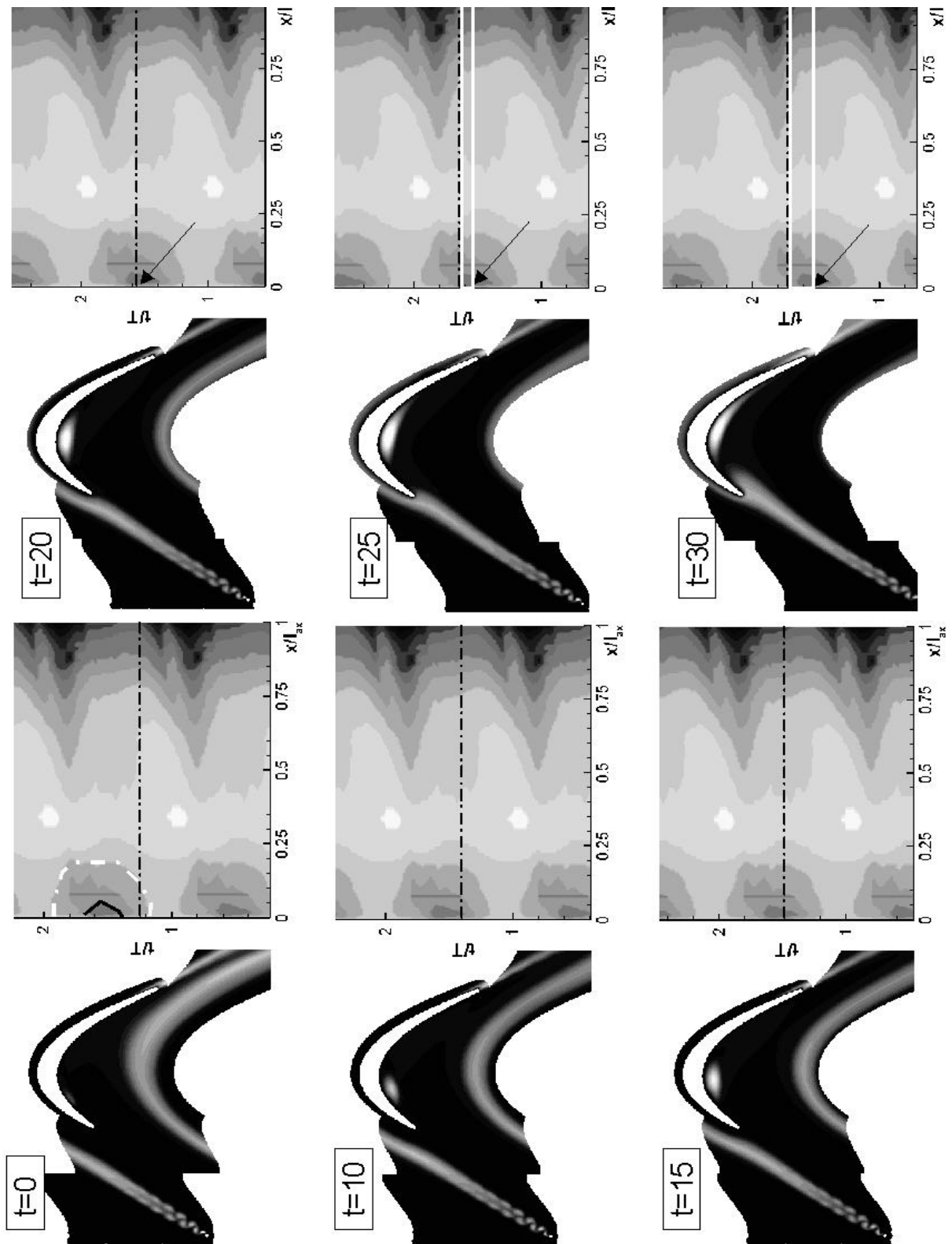


Abb. 4.19a: Synchronisation von Stabstellung (turbulente Viskosität v_t im Nachlauf) und Weg-Zeit-Diagramm (Formfaktor H_{12})

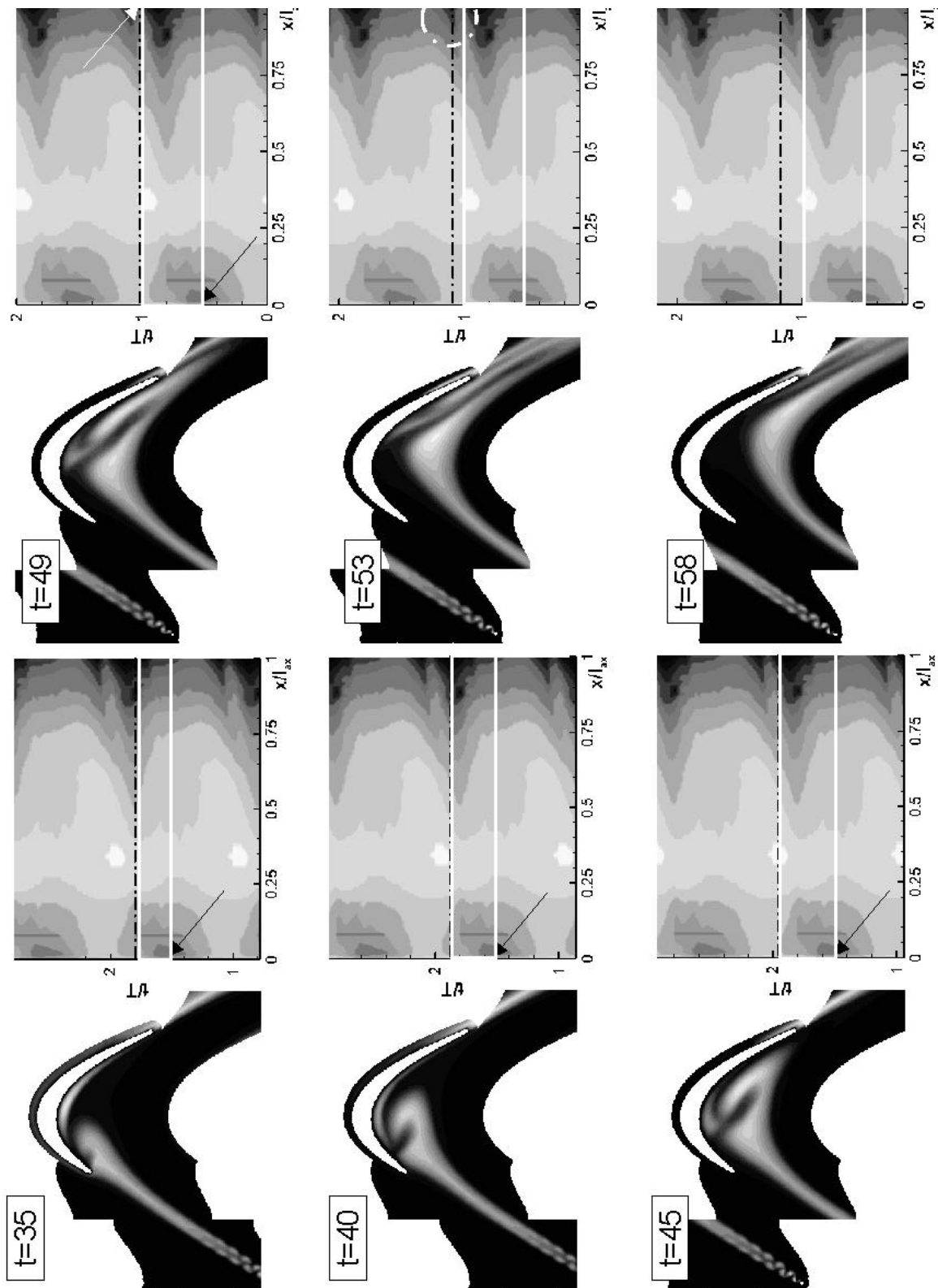


Abb. 4.19b: Synchronisation von Stabstellung (turbulente Viskosität v_t im Nachlauf) und Weg-Zeit-Diagramm (Formfaktor H_{12})

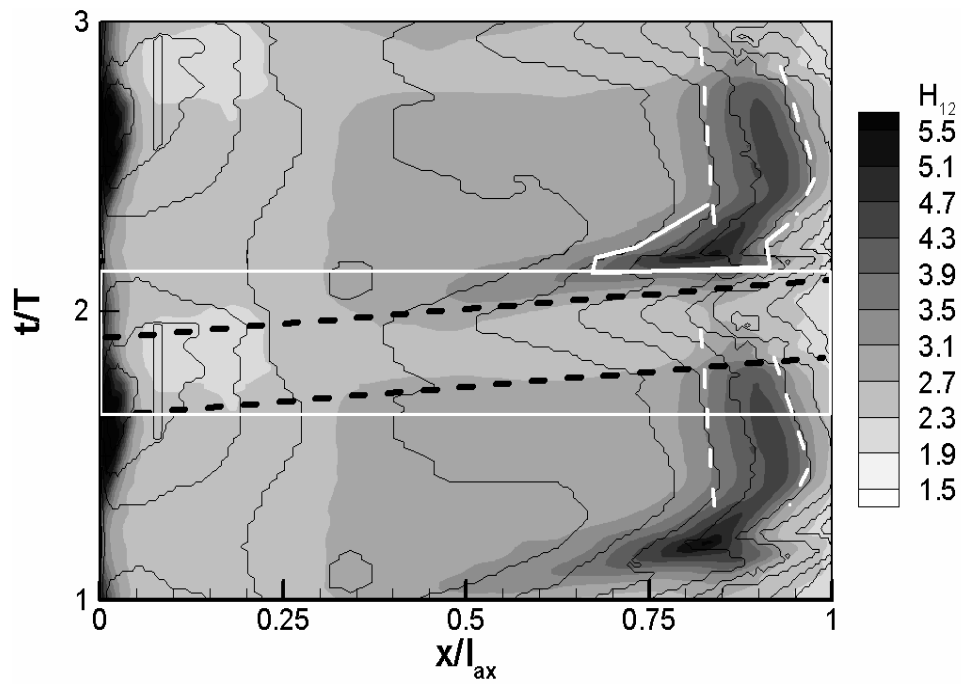


Abb. 4.20: Konturplot des Formfaktors H_{12} mit Isolinien der maximalen kinetischen Energie in der Grenzschicht k (turbulenter Nachlaufpfad und zeitlicher Einflußbereich)

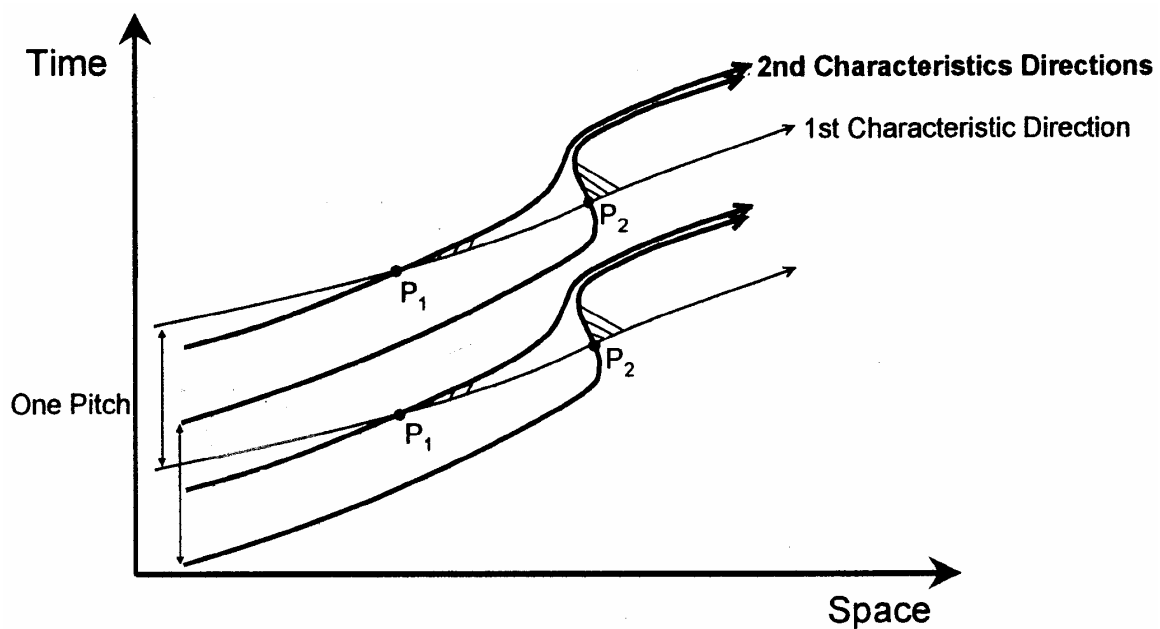


Abb. 4.21: Einflußbereiche anliegender (P_1) und periodisch abgelöster (P_2) Strömung (Stadtmüller und Fiala, 2000)

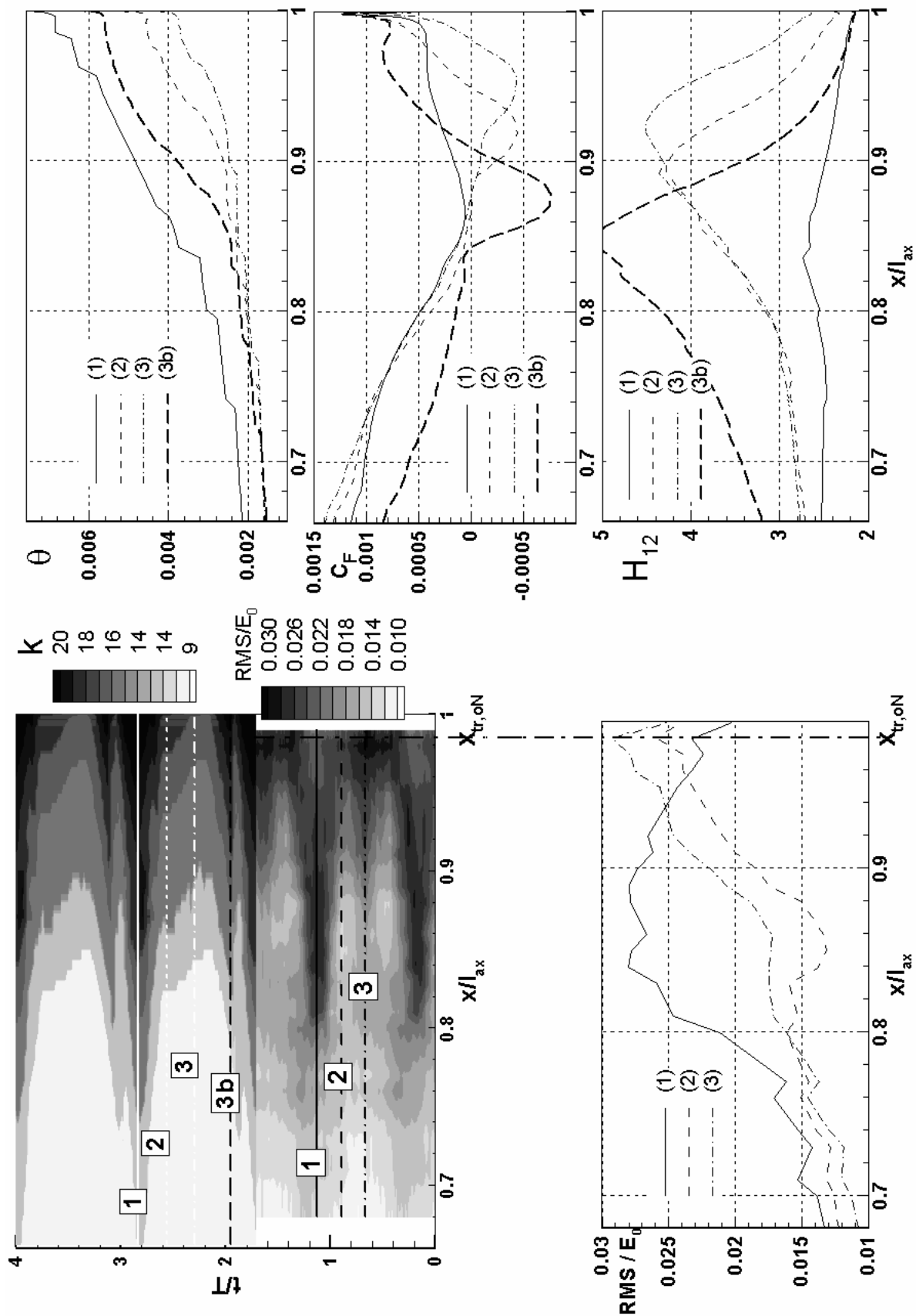


Abb. 4.22: Vergleich gemessener RMS-Werte und mit TRACE-U berechneter kinetischer Energie der Grenzschicht k (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, t80u20)

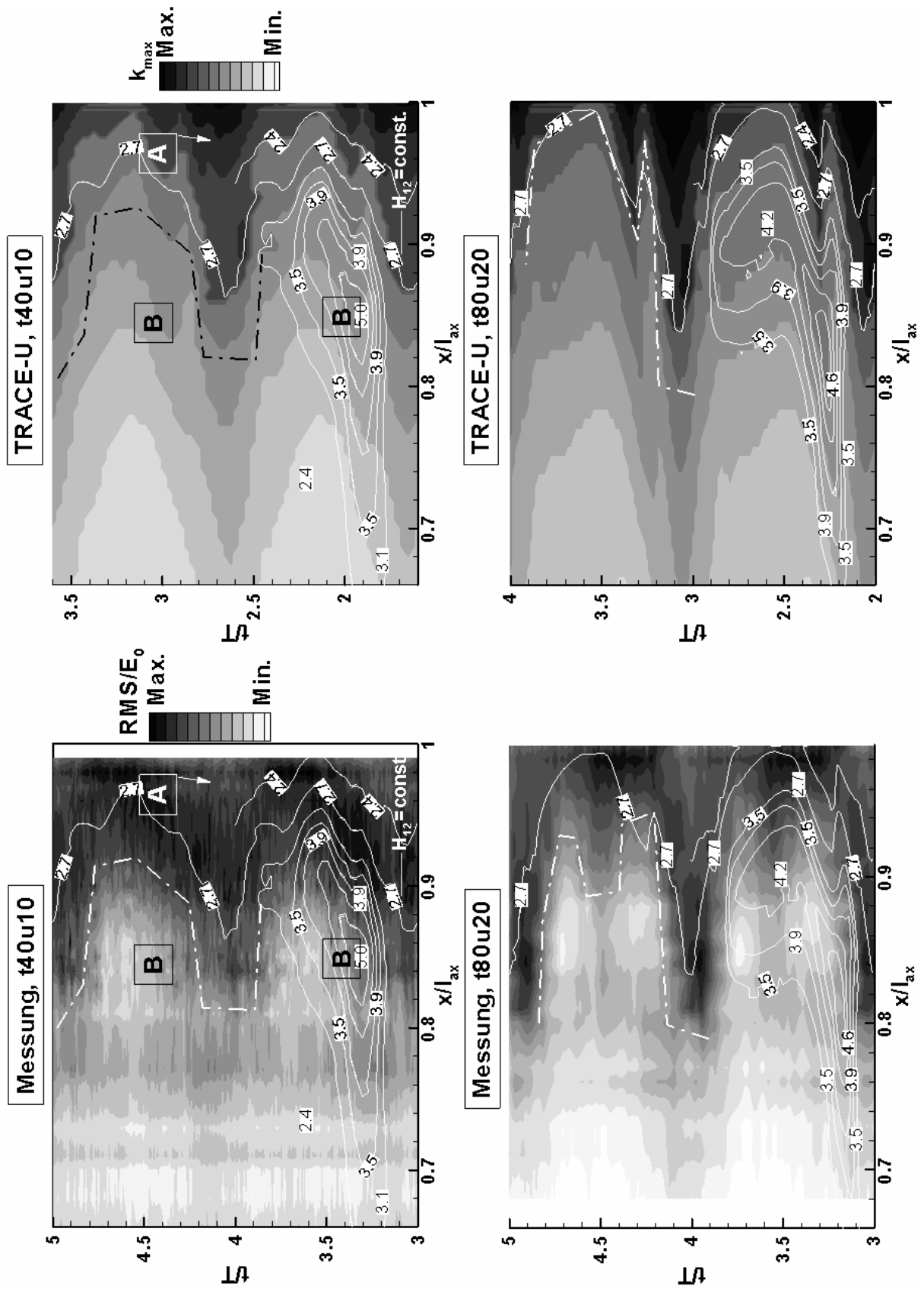


Abb. 4.23: Gemessene RMS-Werte (links) und mit TRACE-U berechnete Verteilung der kinetischen Energie k (rechts) (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, $Sr=0,26$)

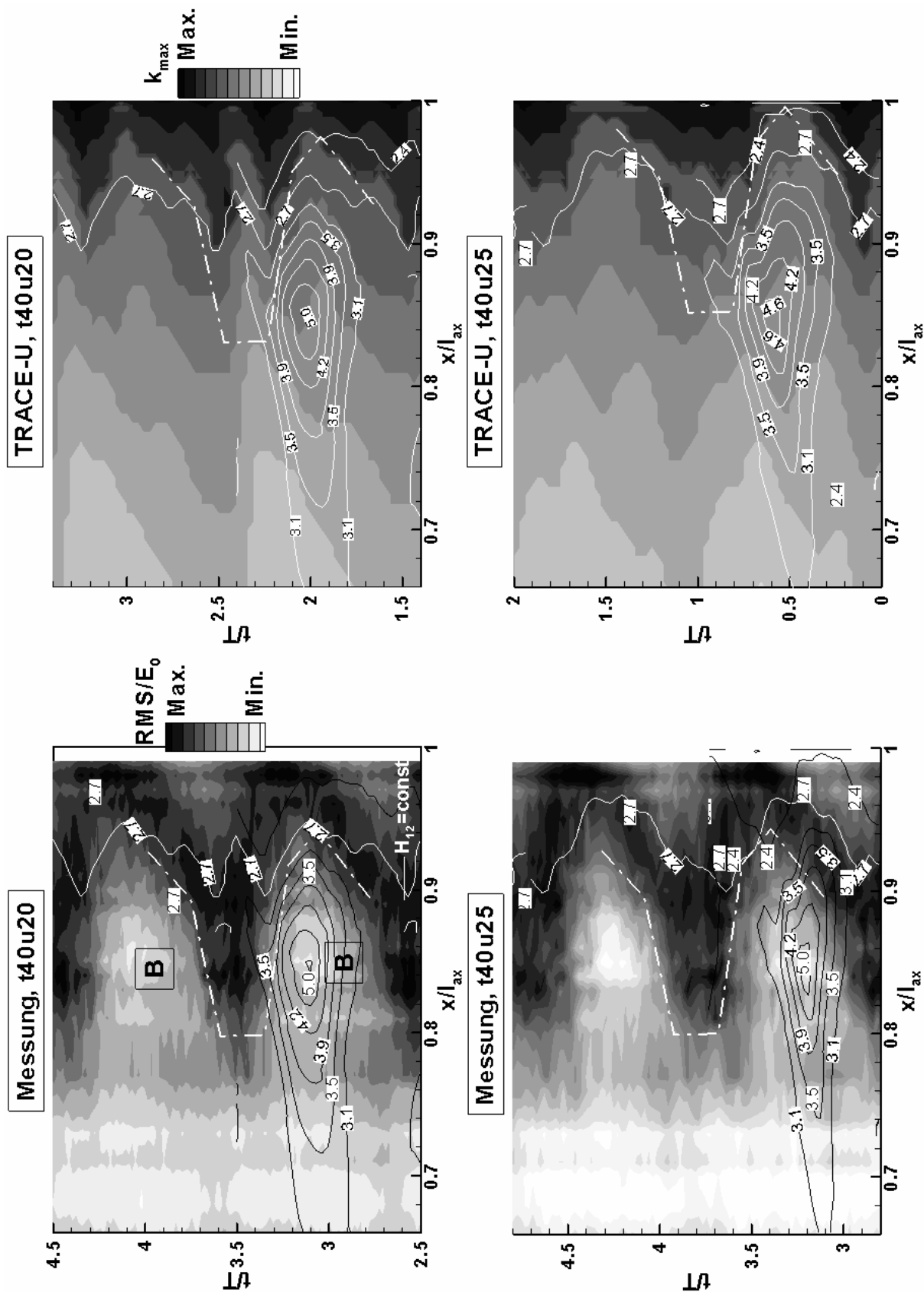


Abb. 4.24: Gemessene RMS-Werte (links) und mit TRACE-U berechnete kinetische Energie k (rechts) (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, $Sr=0,53$ und $Sr=0,66$)

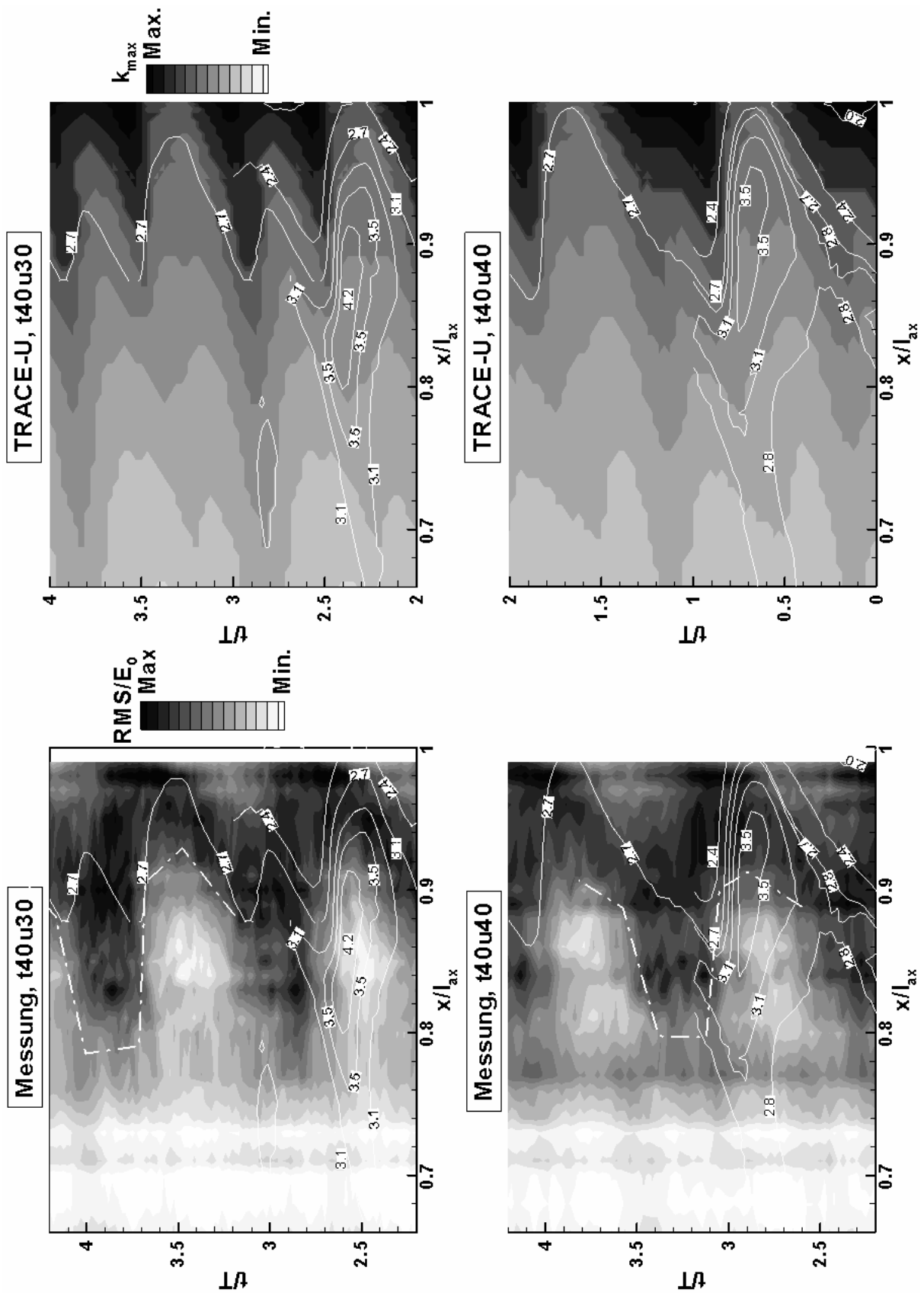


Abb. 4.25: Gemessene RMS-Werte (links) und mit TRACE-U berechnete kinetische Energie k (rechts) (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, $Sr=0,79$ und $Sr=1,06$)

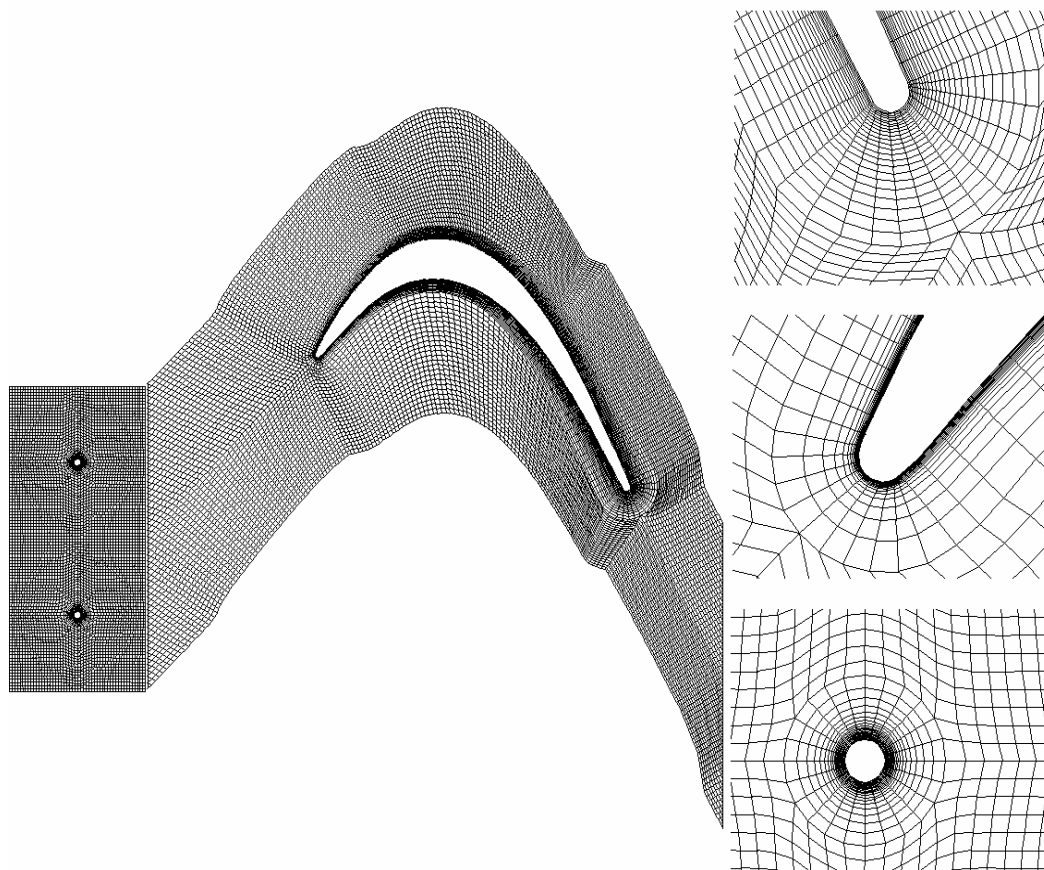


Abb. 4.26: UNSFLO Stator/Rotor-Rechennetz

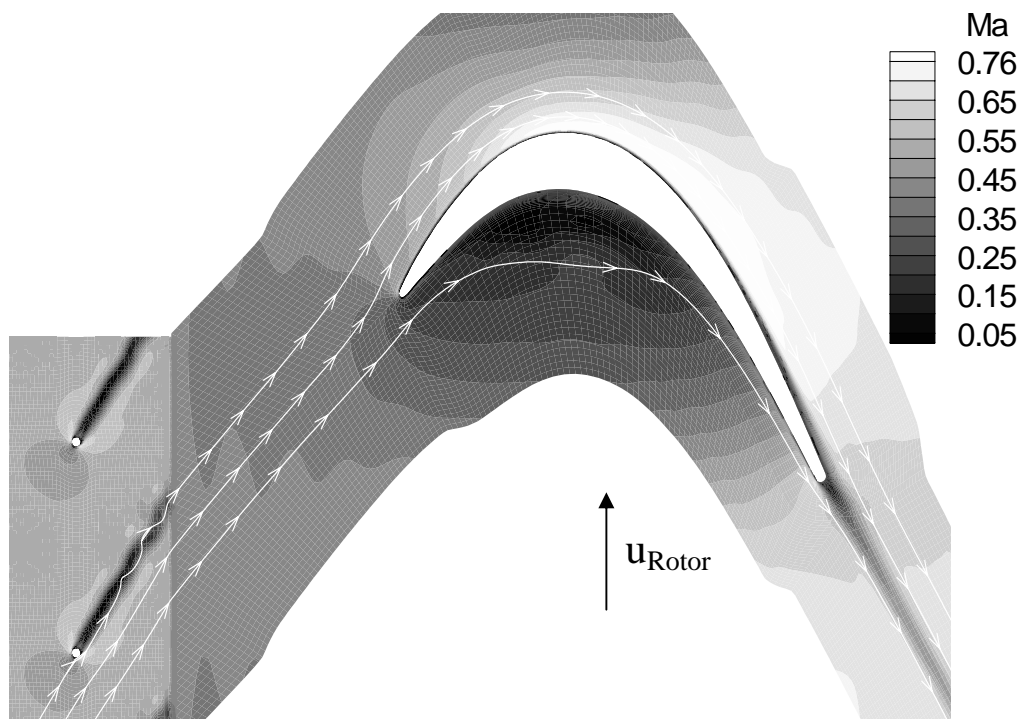


Abb. 4.27: UNSFLO Stator/Rotor (STAROT)-Rechnung (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th}=0,7$)

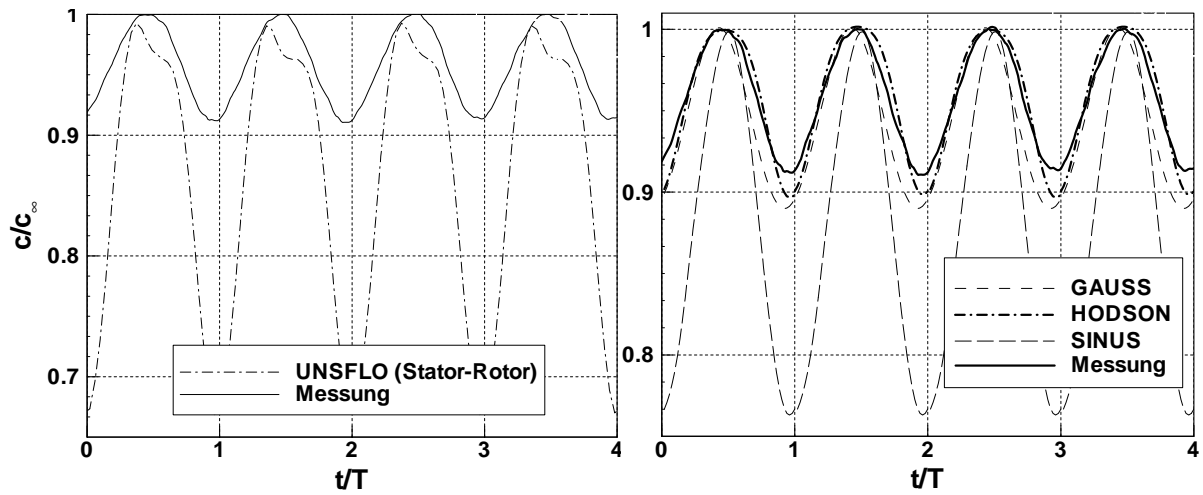


Abb. 4.28: Geschwindigkeitsverteilung in der Gittereintrittsebene (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, t40u30)

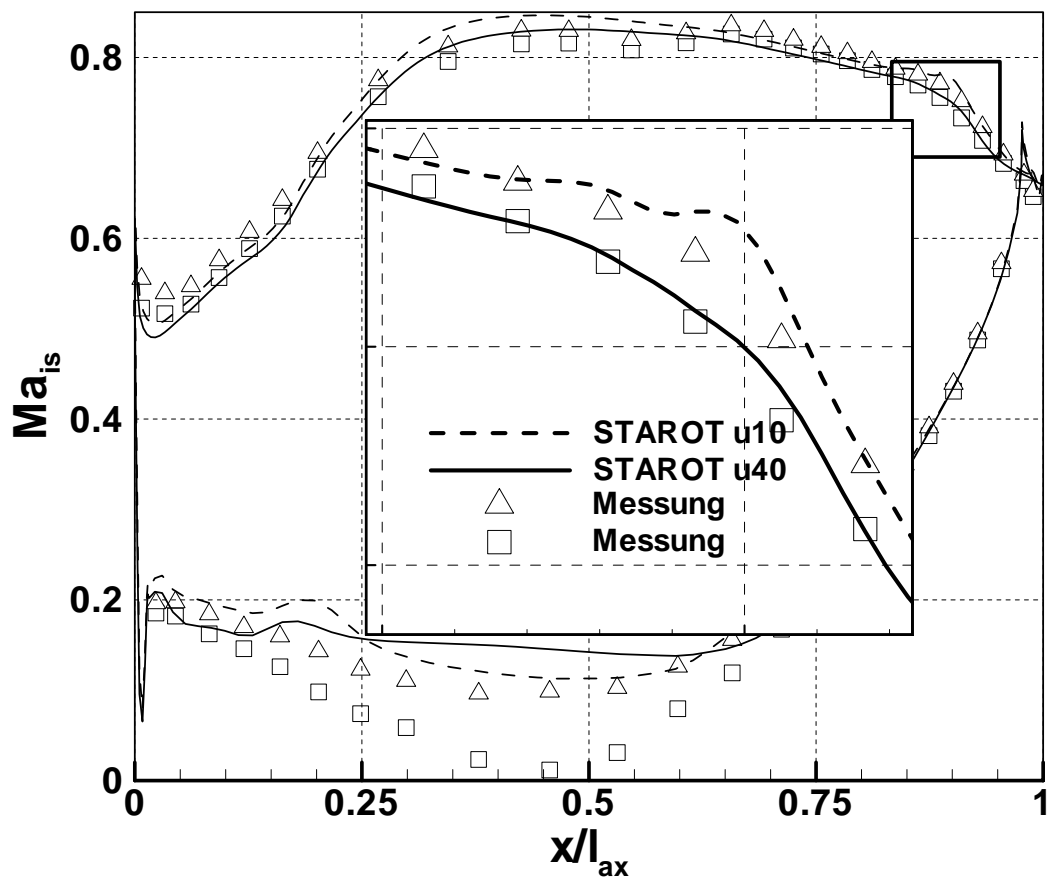


Abb. 4.29: Zeitlich gemittelte Ma_{is} -Verteilungen (UNSFLO-STAROT, T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$)

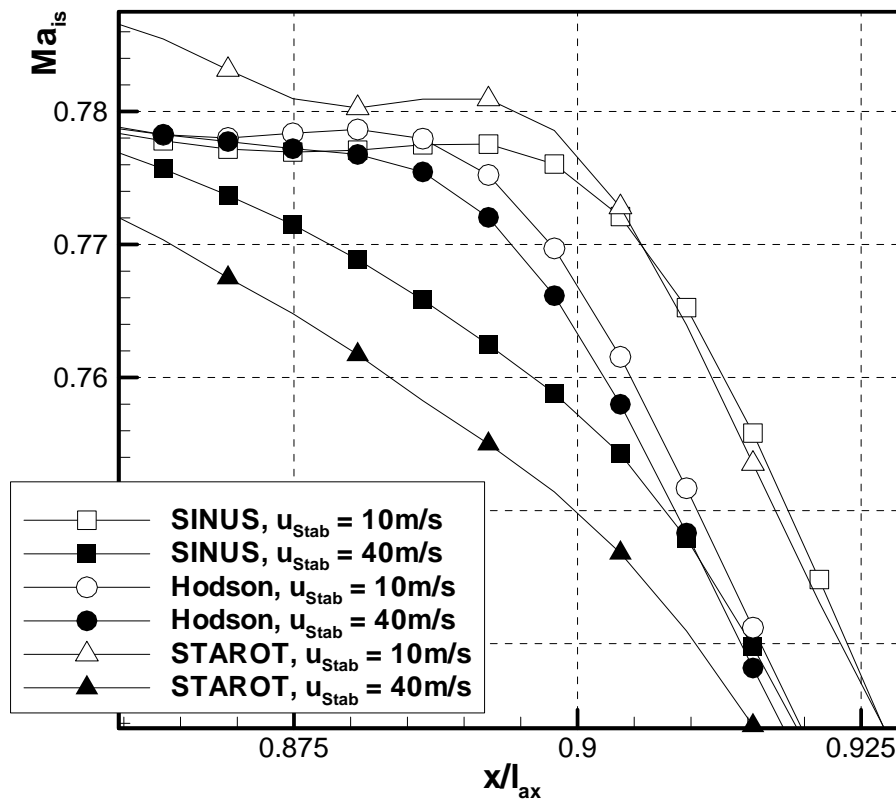


Abb. 4.30: Unterdrückung der Ablösung (UNSFLO, T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$)

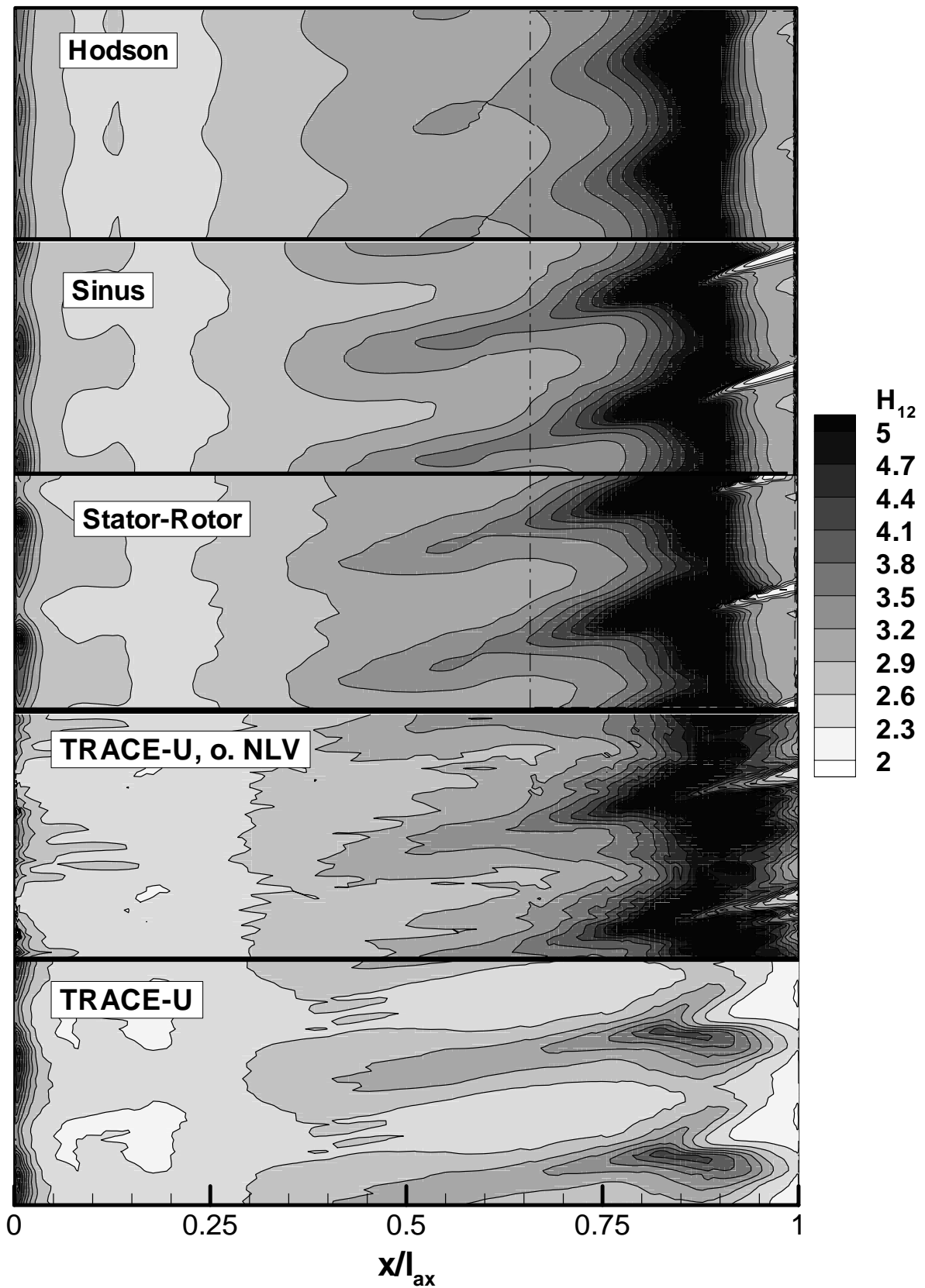


Abb. 4.31: Weg-Zeit-Diagramme für unterschiedliche Nachlaufmodellierungen (UNSFLO: WAKROT, STAROT; TRACE-U: ohne Nachlaufviskosität (o. NLV) und mit turbulent gerechneten Stäben)

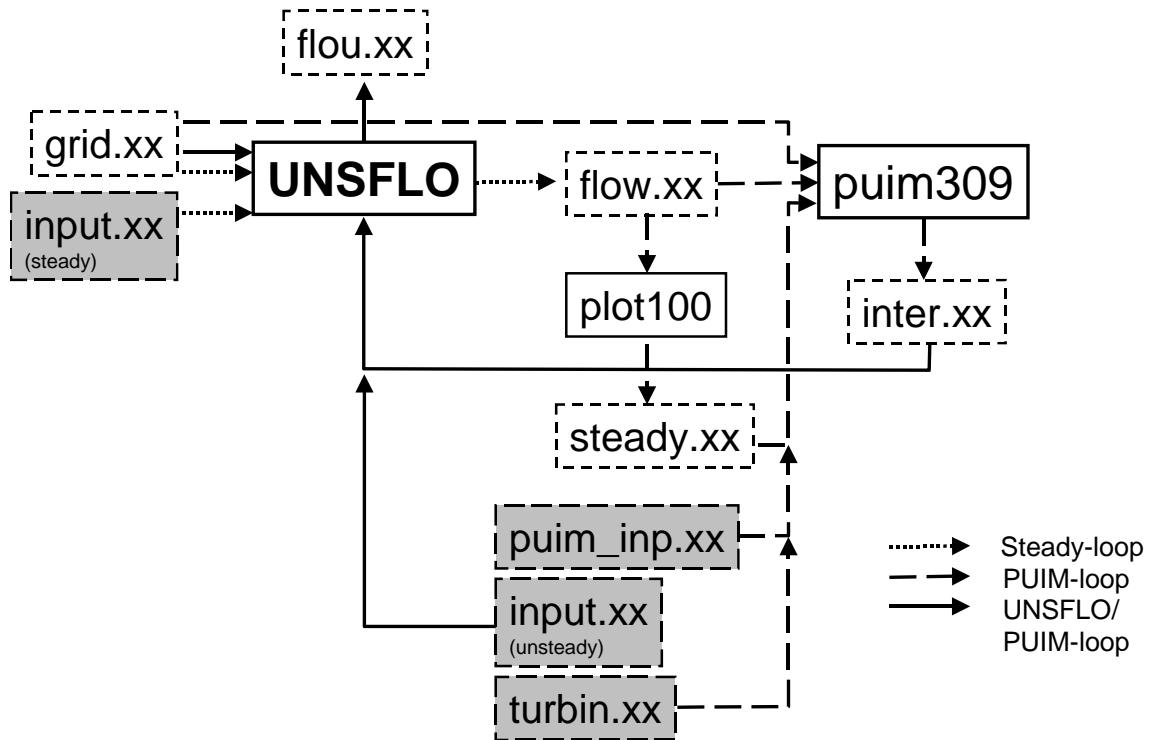


Abb. 4.32: Ablaufschema für PUIM-Rechnung mit UNSFLO

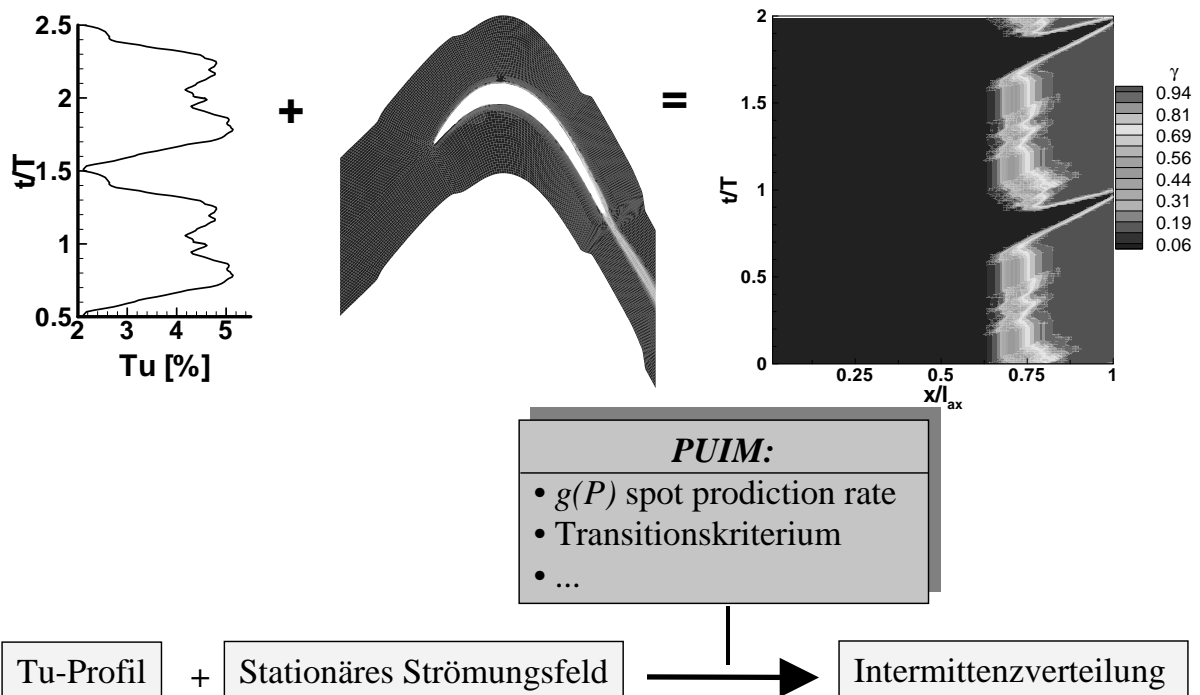


Abb. 4.33: Schematische Darstellung des PUIM-Prinzips: Überlagerung einer stationären Strömung mit einer ensemble-gemittelten Zuströmturbulenzverteilung

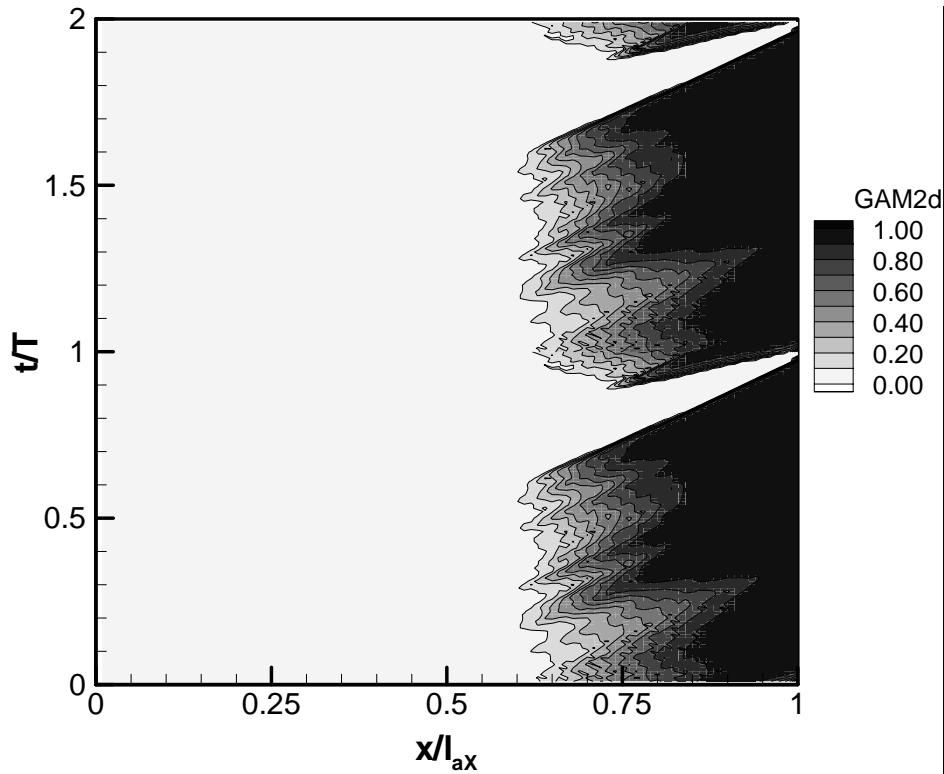


Abb. 4.34: Mit PUIM ermittelte instationäre Intermittenzverteilung (T115, $Re_{2th}=100.000$, $Ma_{2th}=0,7$, Transitionskriterium und Produktionsrate nach Mayle)

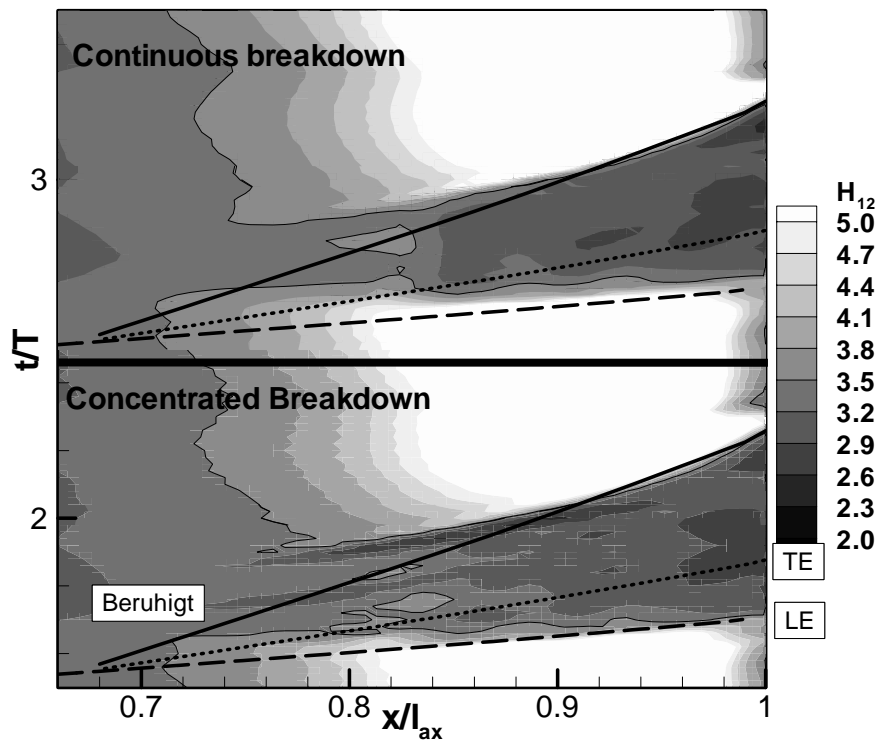


Abb. 4.35: Vergleich von *Continuous* und *Concentrated Breakdown* (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, Transitionskriterium nach Mayle, Produktionsrate nach Addison und Hodson, t40u30)

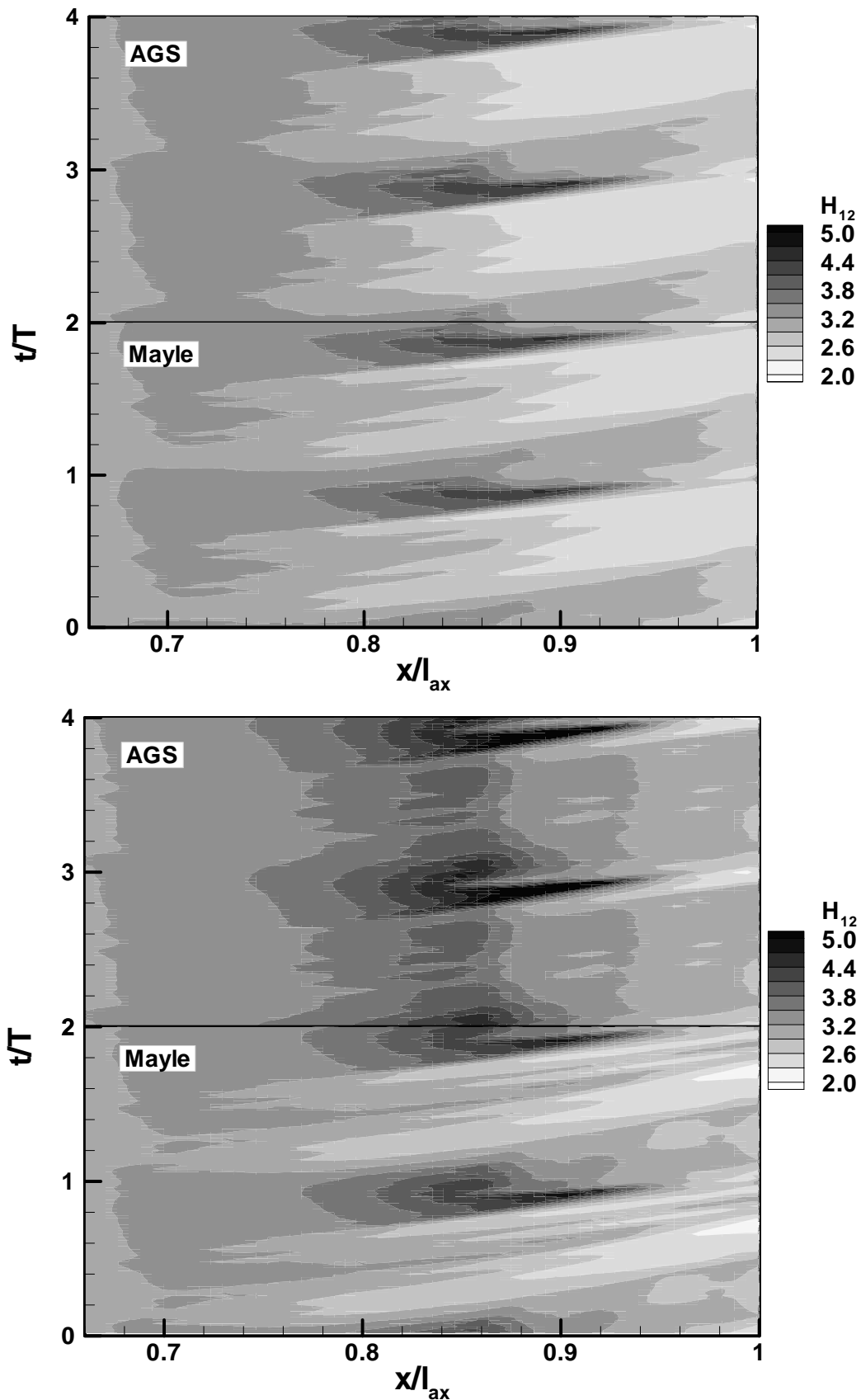


Abb. 4.36: Variation der Transitionskriterien (AGS, Mayle) jeweils für Produktionsraten turbulenter Bereiche nach Addison/Hodson (obere Bildhälfte) und Gostelow/Walker (untere Hälfte) (UNSFLO/PUIM, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, $t40u30$)

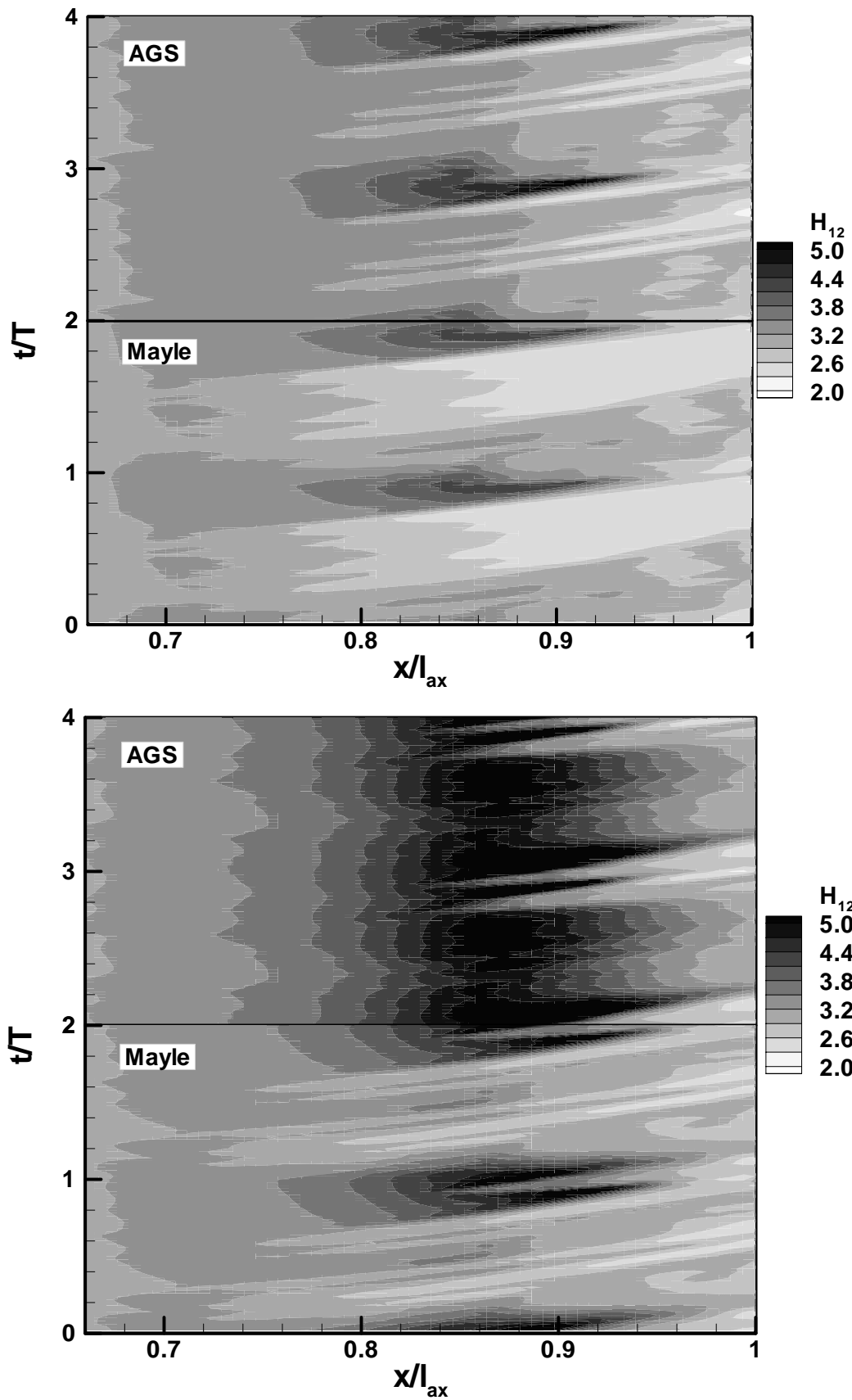


Abb. 4.37: Variation der Transitionskriterien (AGS, Mayle) jeweils für Produktionsraten turbulenter Bereiche nach Mayle (obere Bildhälfte) und Narashima (untere Hälfte) (UNSFLO/PUIM, T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, $t40u30$)

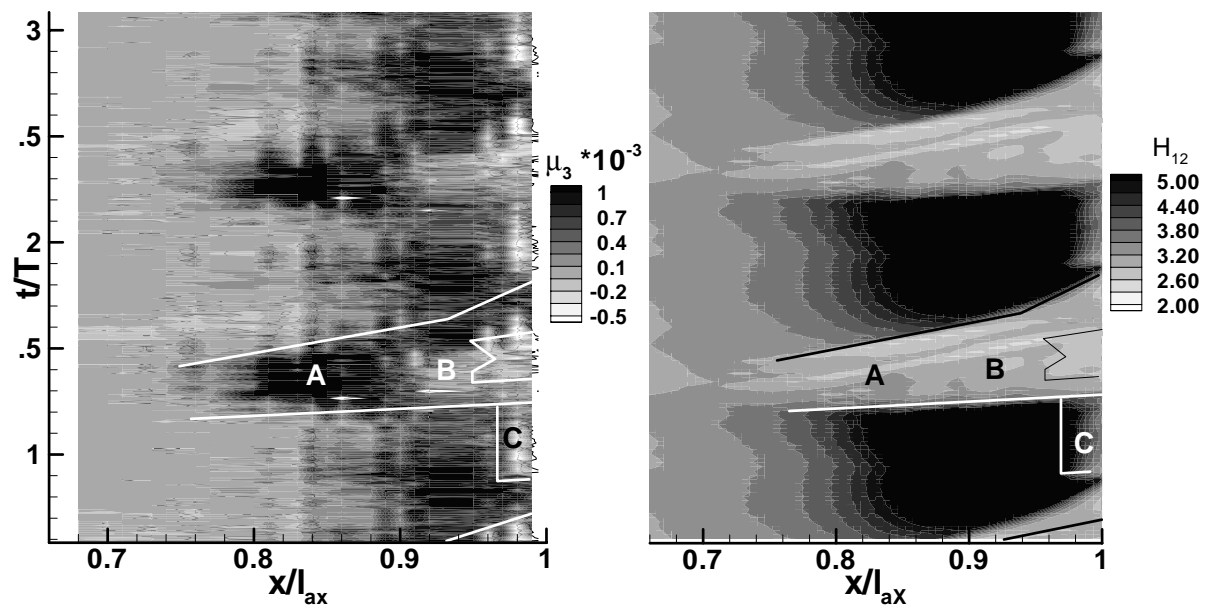


Abb. 4.38: Vergleich des mit UNSFLO/PUIM berechneten Formfaktors mit der gemessenen Schiefe μ_3 (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, t80u20, Transitionskriterium und Produktionsrate turbulenter Bereiche nach Mayle)

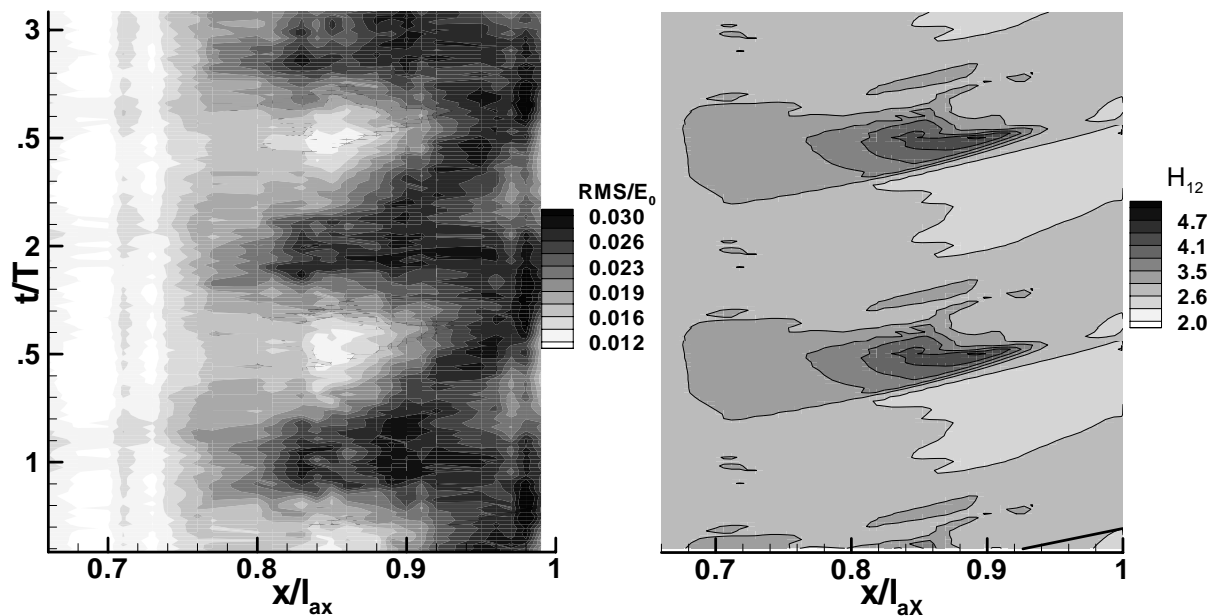


Abb. 4.39: Vergleich des berechneten Formfaktors mit dem bezogenen RMS-Wert (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, t40u30, Transitionskriterium und Produktionsrate turbulenter Bereiche nach Mayle)

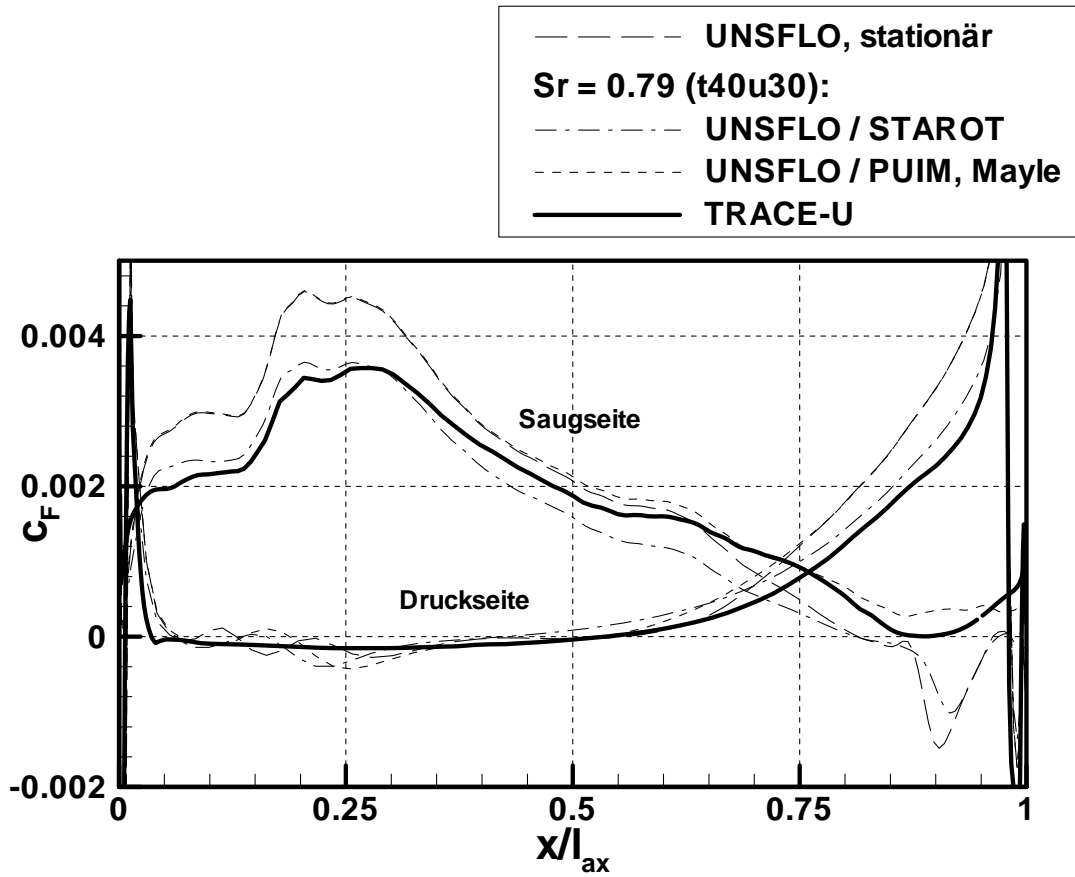


Abb. 4.40: Zeitlich gemittelter c_F -Verlauf (T115, $Re_{2th} = 100.000$, $Ma_{2th} = 0,7$, t40u30)

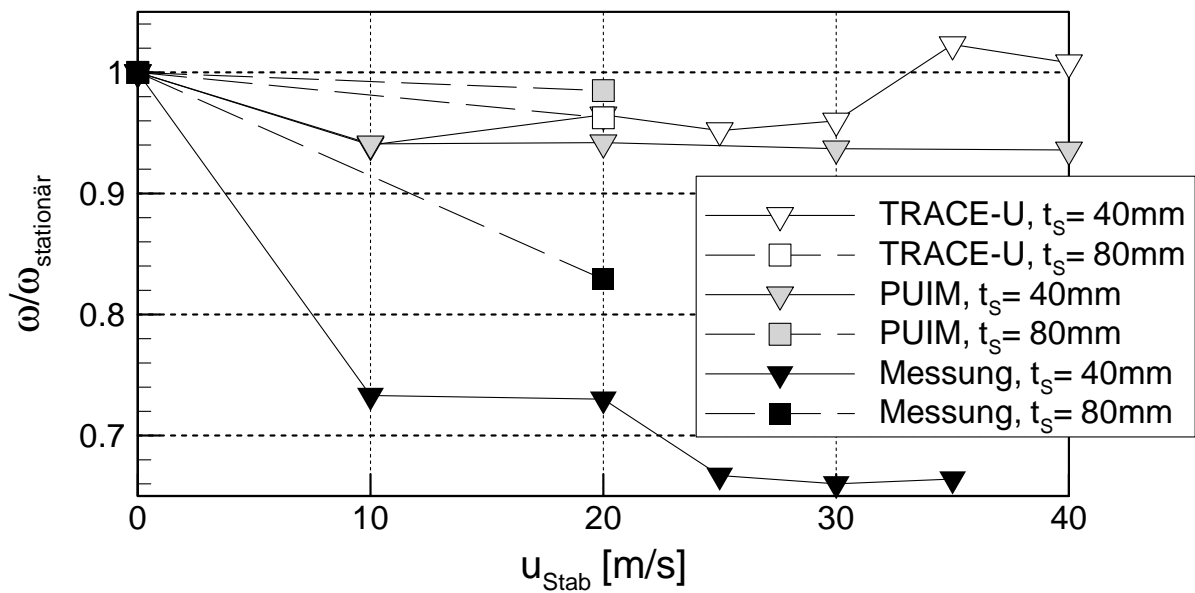


Abb. 4.41: Vergleich gemessener und berechneter Profildruckverluste in Abhängigkeit von der Stabgeschwindigkeit u_{Stab}

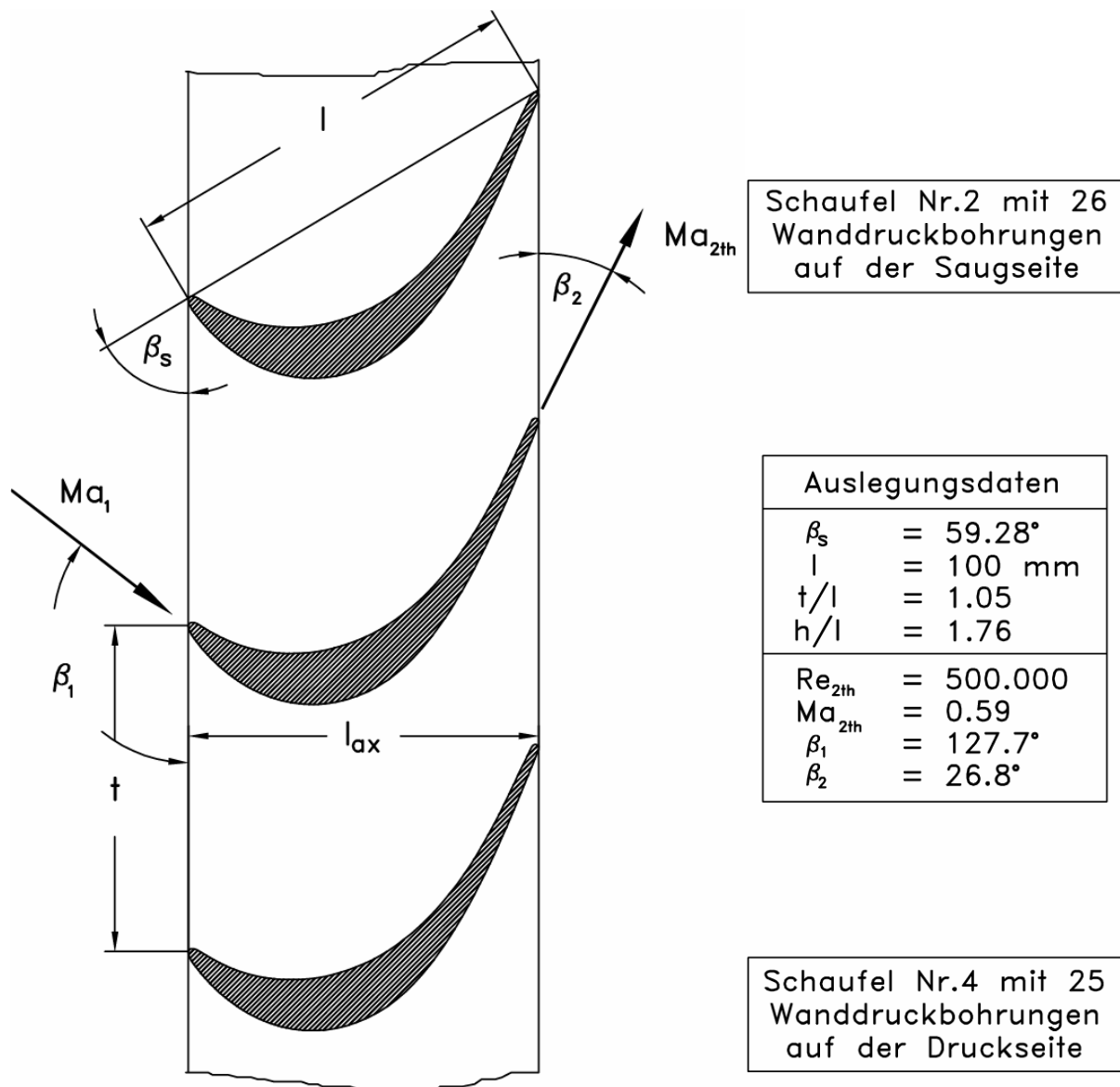


Abb. 4.42: Gittergeometrie und Auslegungsdaten des Turbinengitters T106-D

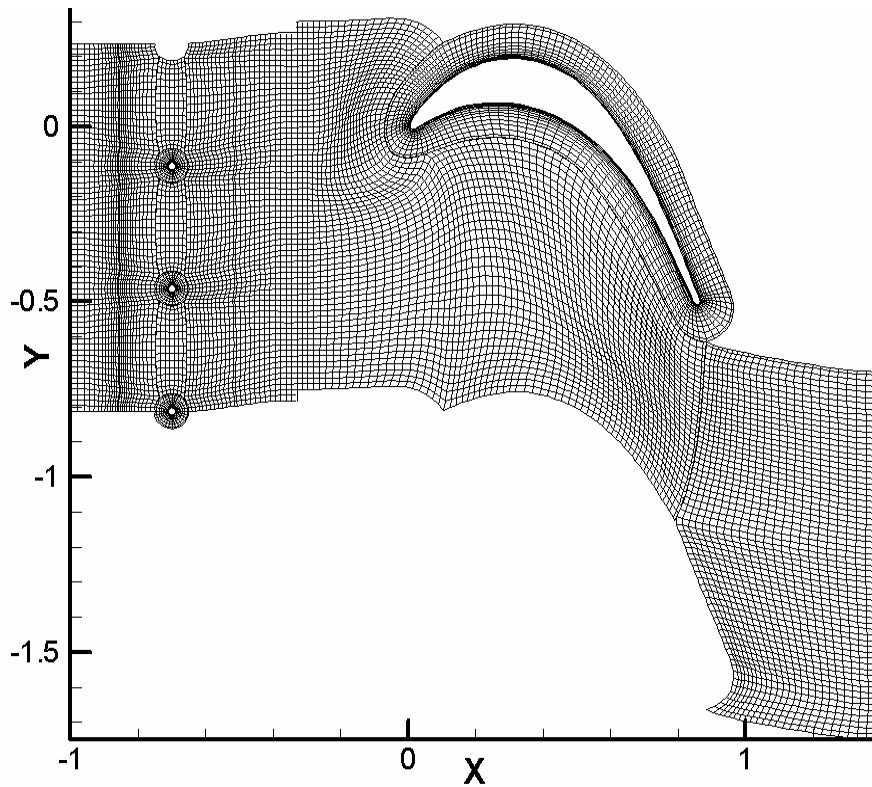


Abb. 4.43: Multiblock TRACE-U Rechenetz für das Turbinengitter T106-D

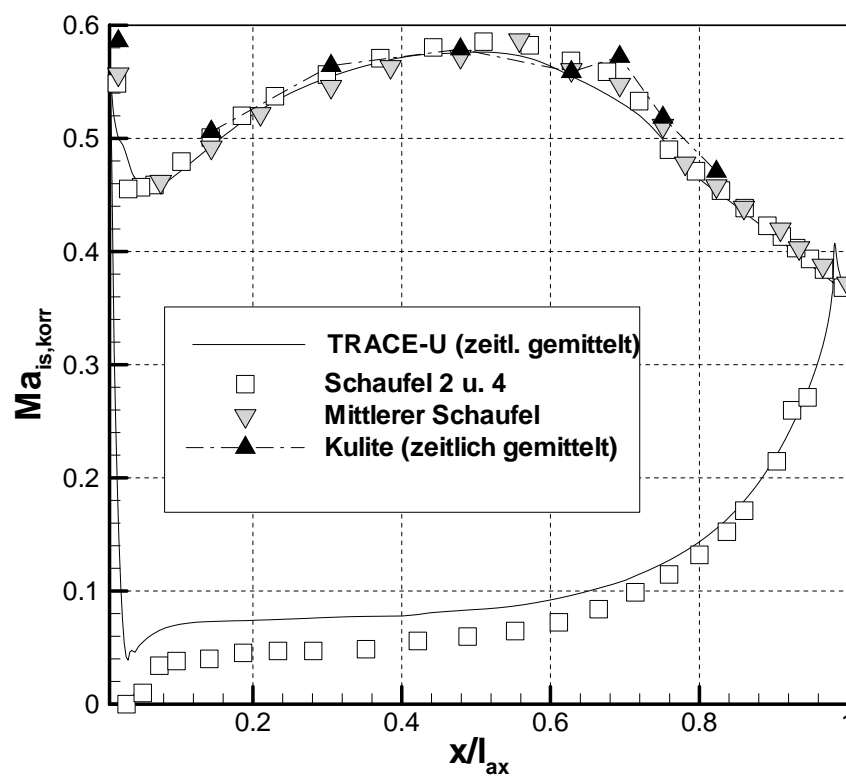


Abb. 4.44: Vergleich der mit unterschiedlicher Meßmethoden gewonnenen zeitlich gemittelten isentropen Machzahl mit dem Ergebnis der TRACE-U-Rechnung (T106-D, $Re_{2th}=200.000$, $Ma_{2th}=0,4$, t_{40u20})

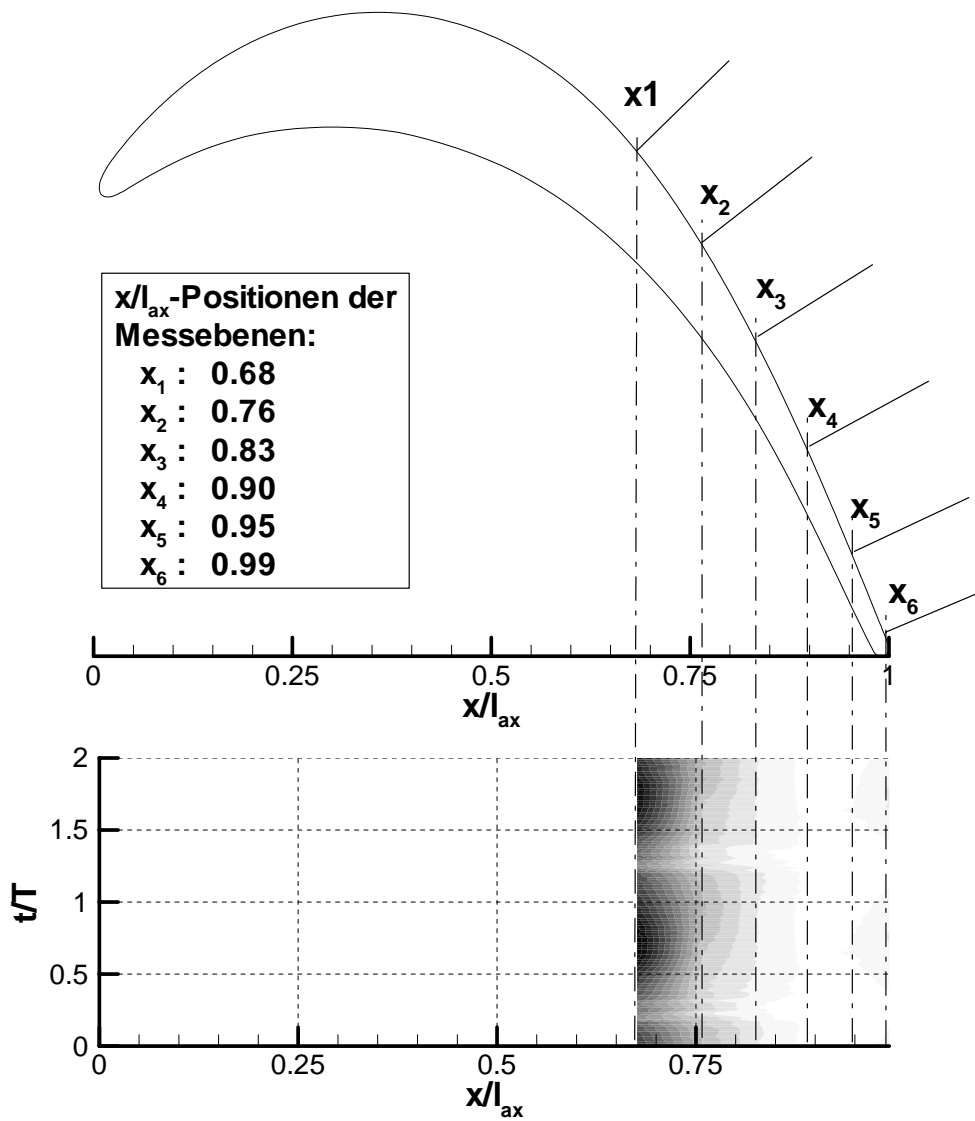


Abb. 4.45: T106-D: Meßpositionen der Grenzschichtuntersuchungen

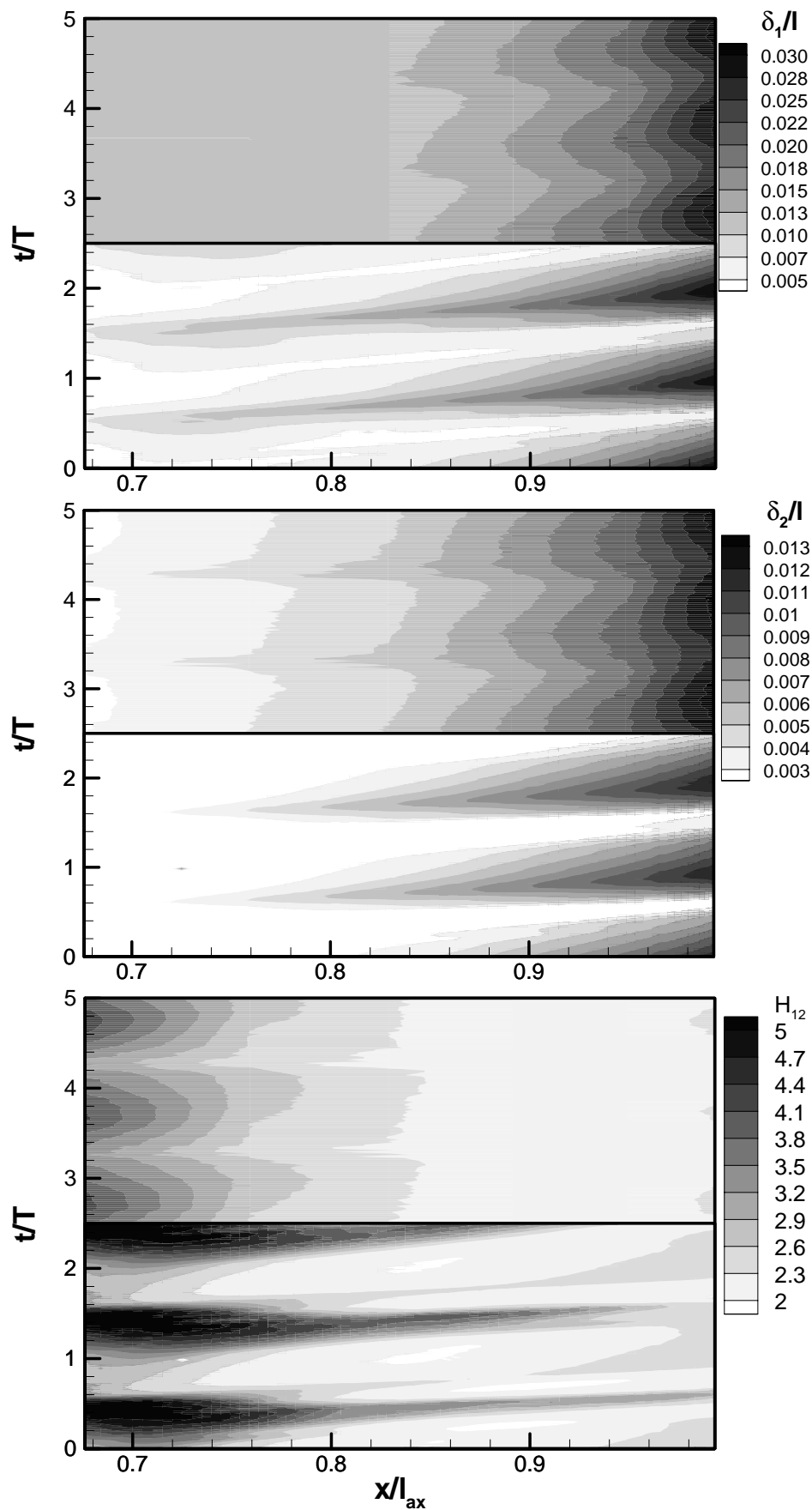


Abb. 4.46: Vergleich der gemessenen (jeweils oben) und mit TRACE-U berechneten (unten) integralen Grenzschichtgrößen (T106-D, $Re_{2th}=200000$, $Ma_{2th}=0,4$, $t40u20$)

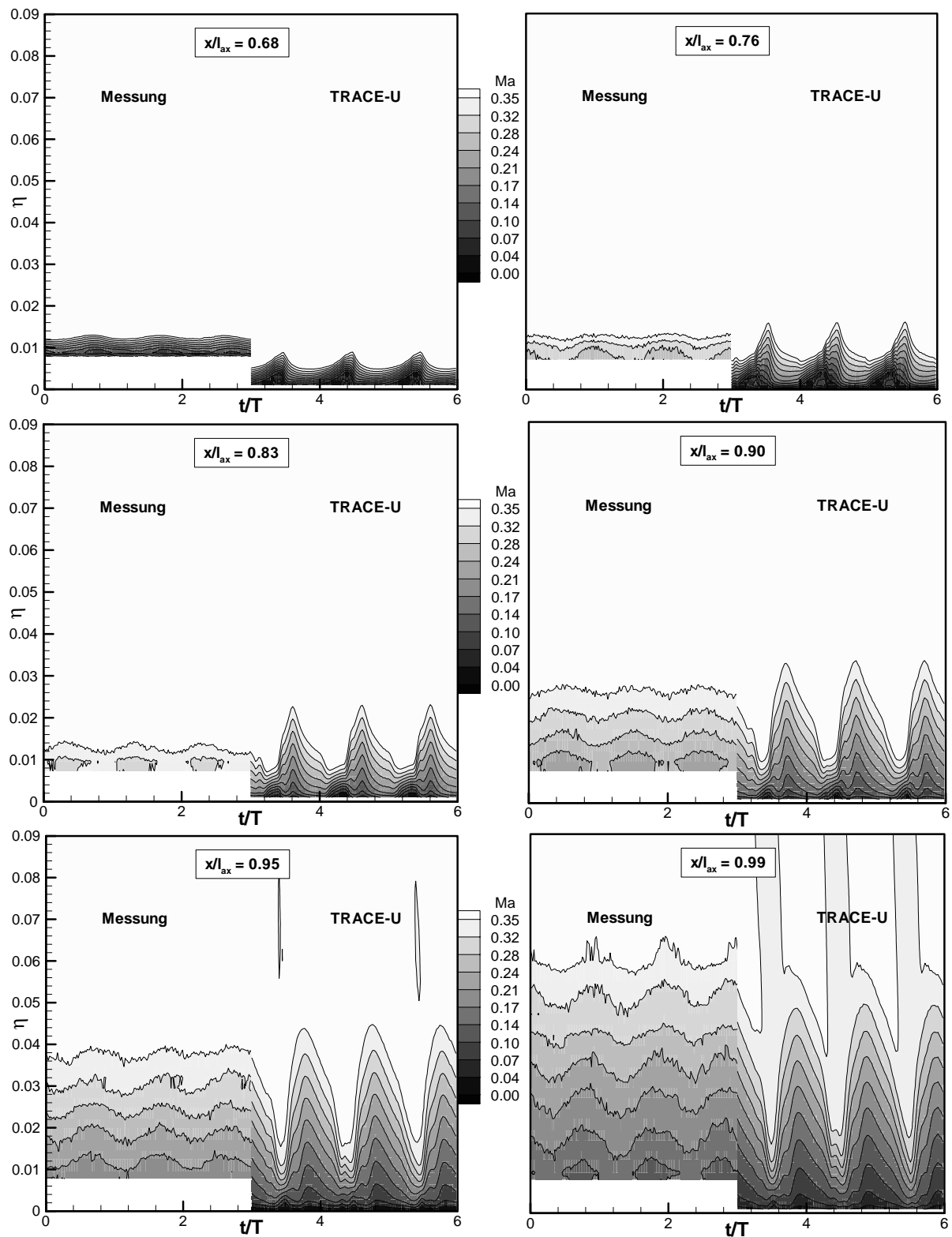


Abb. 4.47: Gemessene und mit TRACE-U berechnete zeitliche Entwicklung der Machzahl in der Grenzschicht (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t_{40u20})

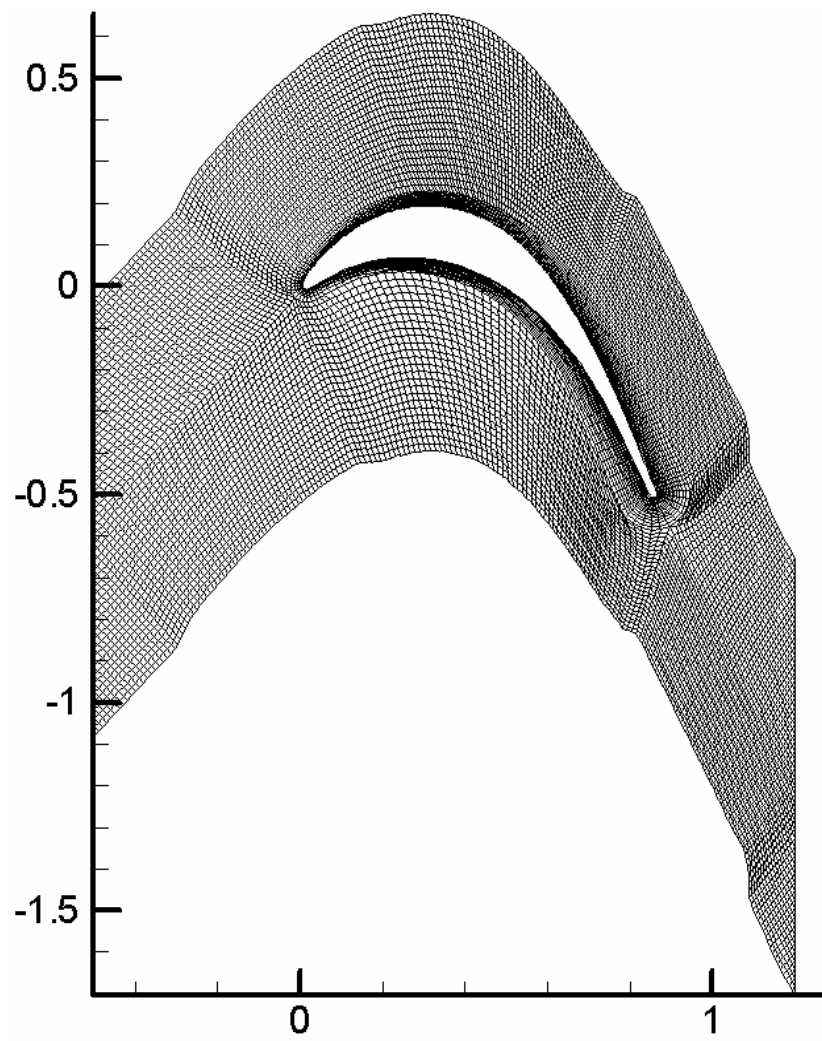


Abb. 4.48: Unstrukturiertes UNSFLO-Rechennetz für das Turbinengitter T106-D

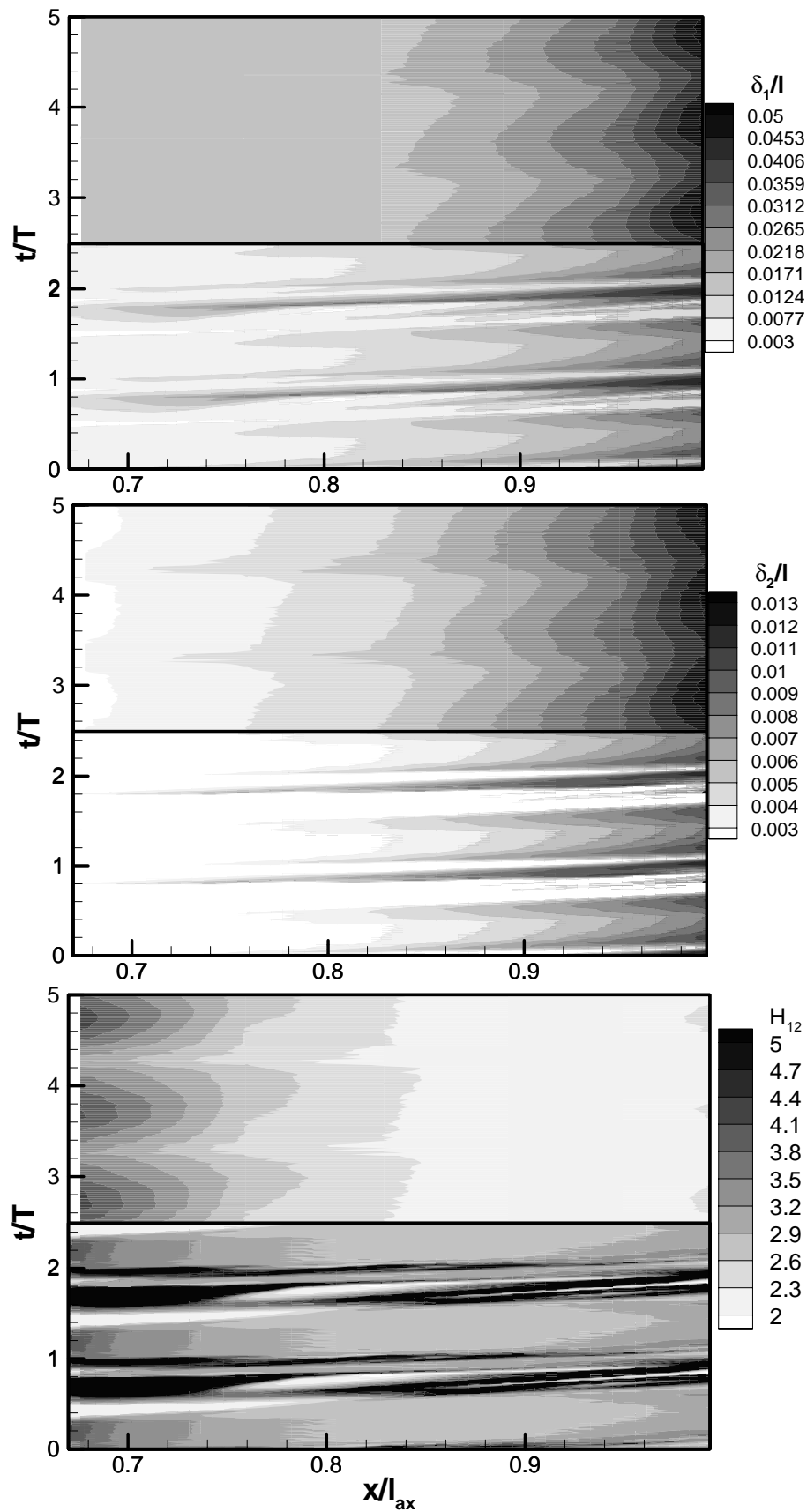


Abb. 4.49: Gemessene (jeweils oben) und mit UNSFLO/PUIM (Produktion turbulenter Bereiche nach Addison und Hodson, Transitionskriterium nach Mayle) berechnete integrale Grenzschichtgrößen (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, $t40u20$)

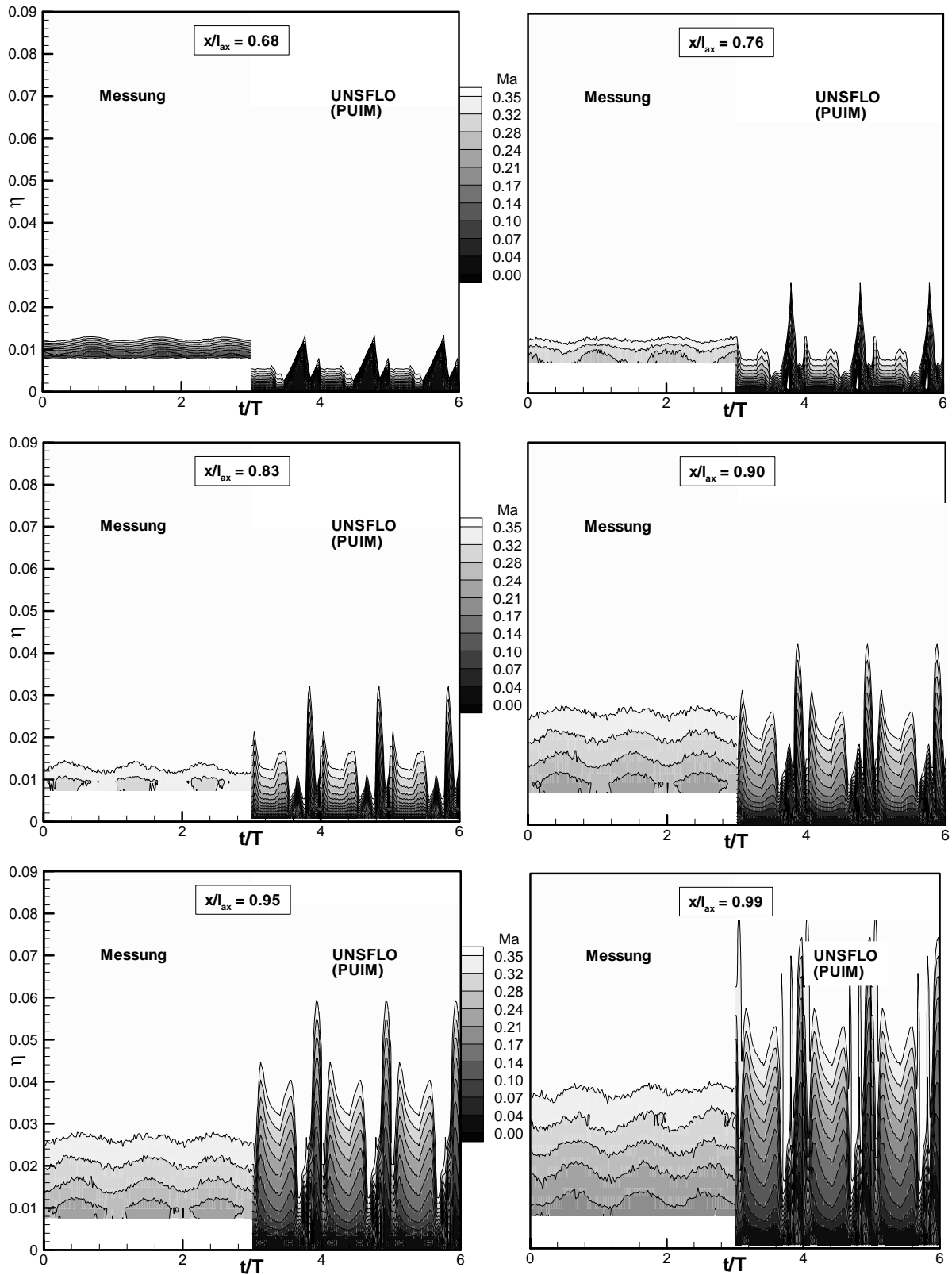


Abb. 4.50: Gemessene und mit UNSFLO/PUIM (Produktion turbulenter Bereiche nach Addison und Hodson, Transitionskriterium nach Mayle) berechnete zeitliche Entwicklung der Machzahl in der Grenzschicht (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t_{40u20})

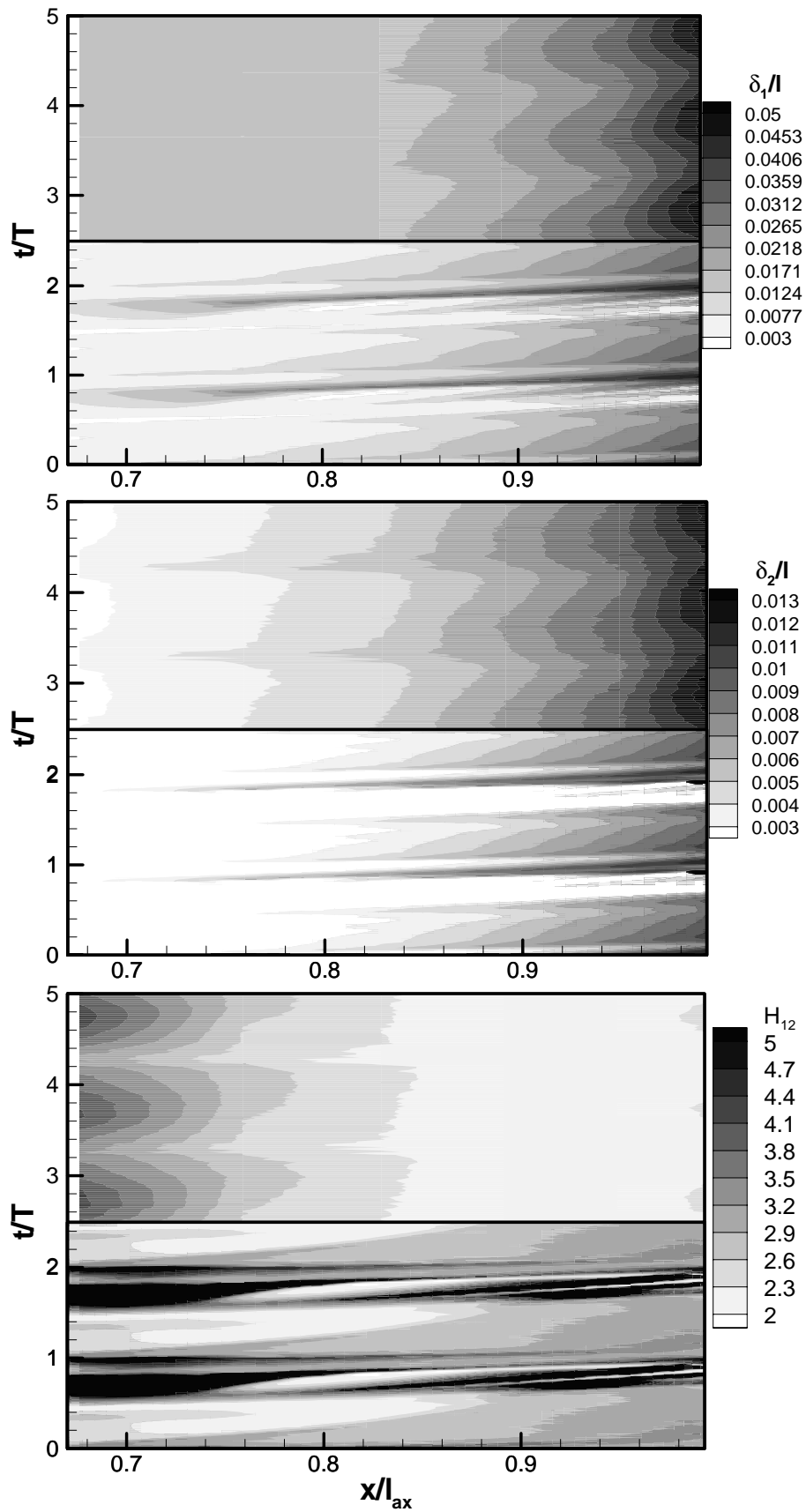


Abb. 4.51: Gemessene (jeweils oben) und mit UNSFLO/PUIM (Produktion turbulenter Bereiche und Transitionskriterium nach Mayle) berechnete integrale Grenzschichtgrößen (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, $t40u20$)

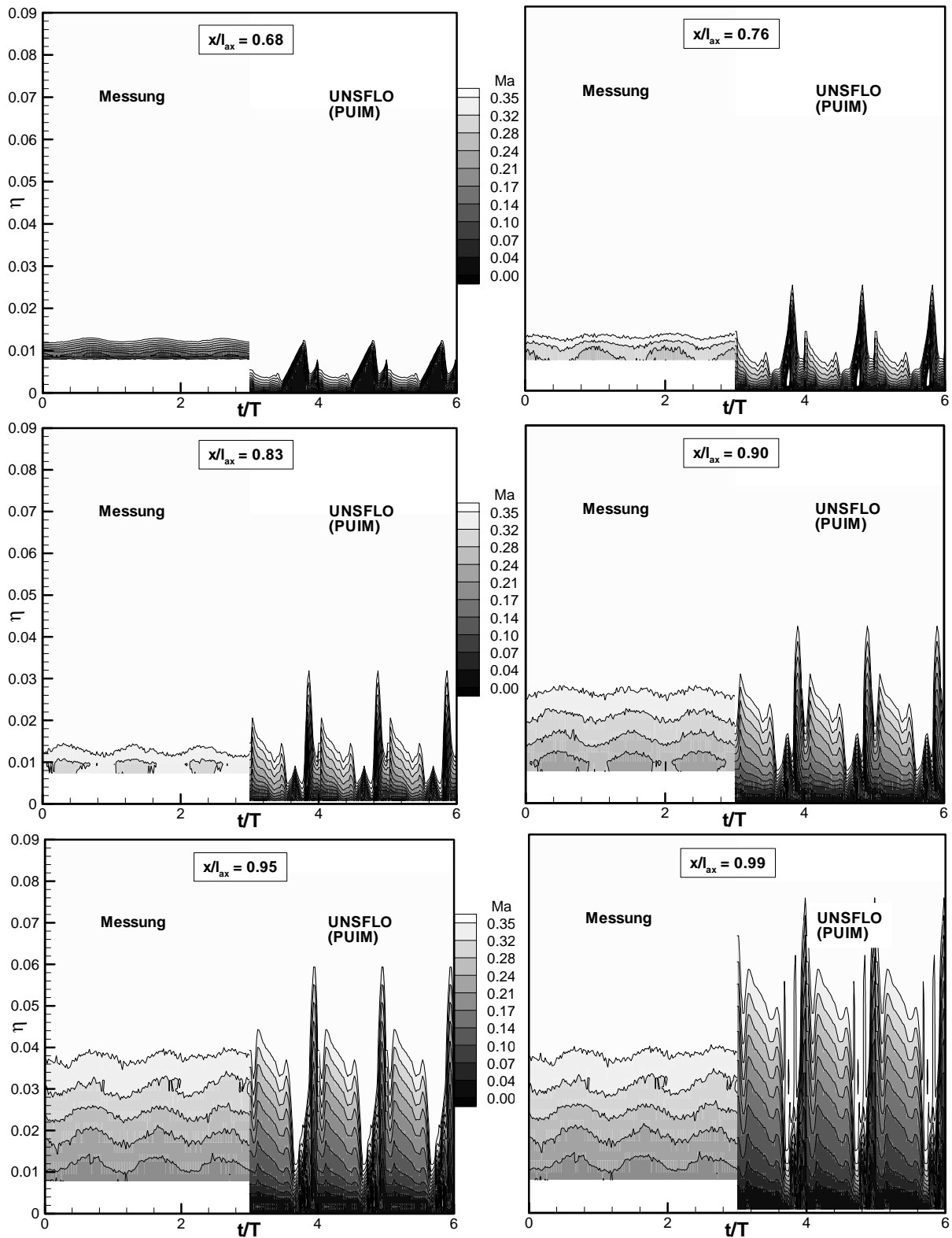


Abb. 4.52: Gemessene und mit UNSFLO/PUIM (Produktion turbulenter Bereiche und Transitionskriterium nach Mayle) berechnete zeitliche Entwicklung der Machzahl in der Grenzschicht (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t_{40u20})

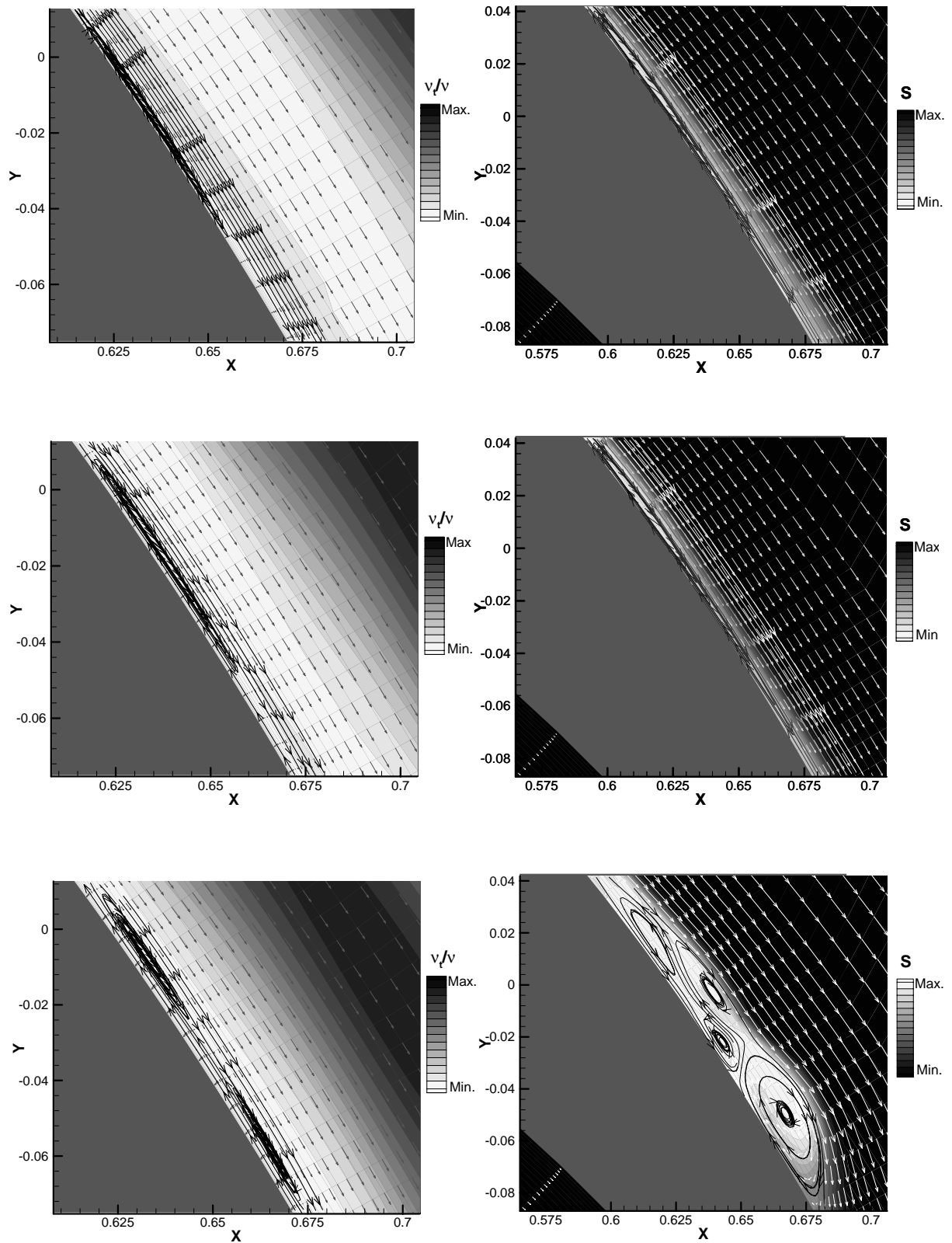


Abb. 4.53: Mit TRACE-U (links) und UNSFLO/PUIM (rechts) berechneter zeitlicher Verlauf der Ausbildung einer langen laminaren Ablösung (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, $t40u20$)

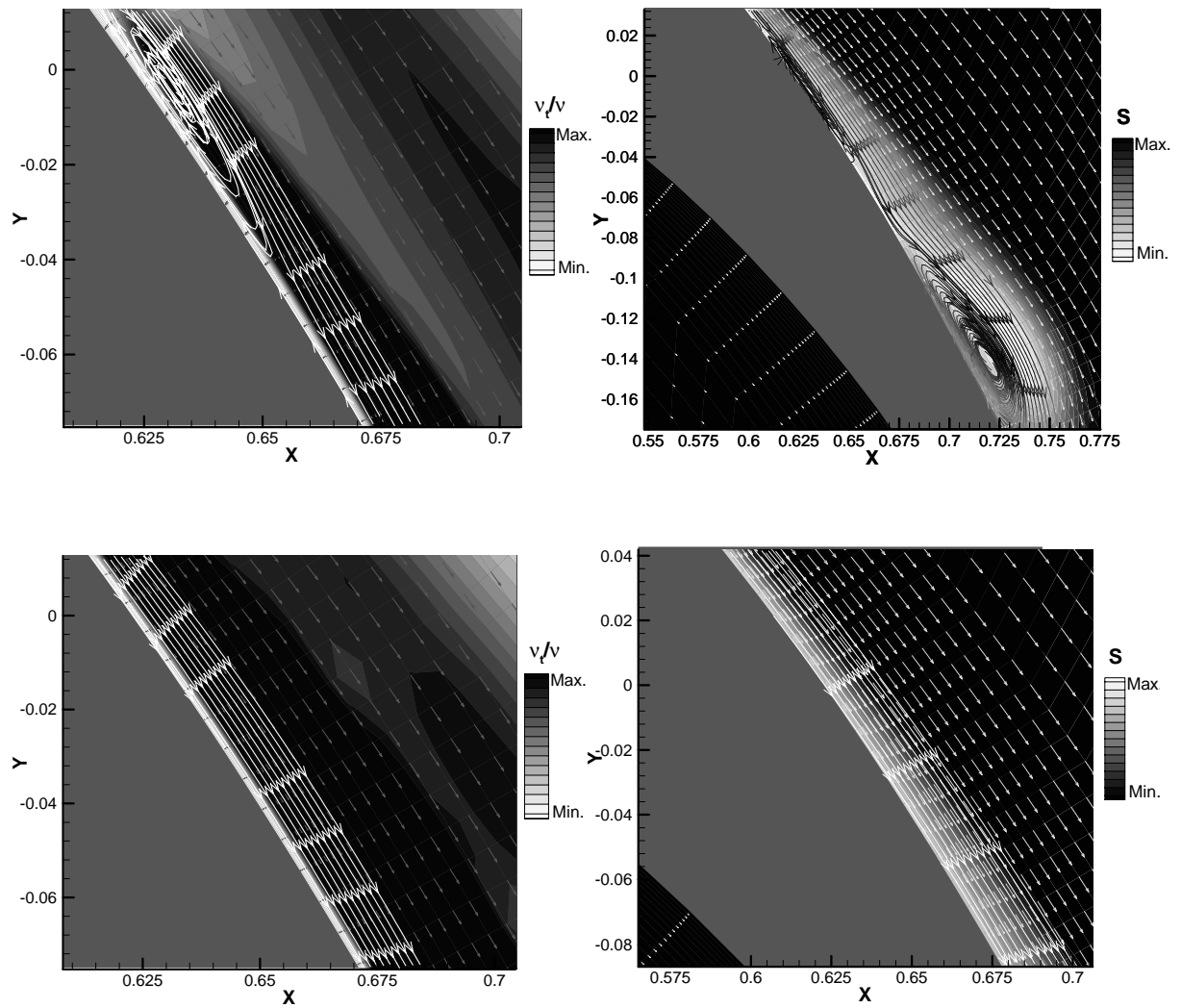


Abb. 4.54: Mit TRACE-U (links) und UNSFLO/PUIM (rechts) berechneter zeitlicher Verlauf der Ausbildung einer langen laminaren Ablösung (Fortsetzung, T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, $t40u20$)

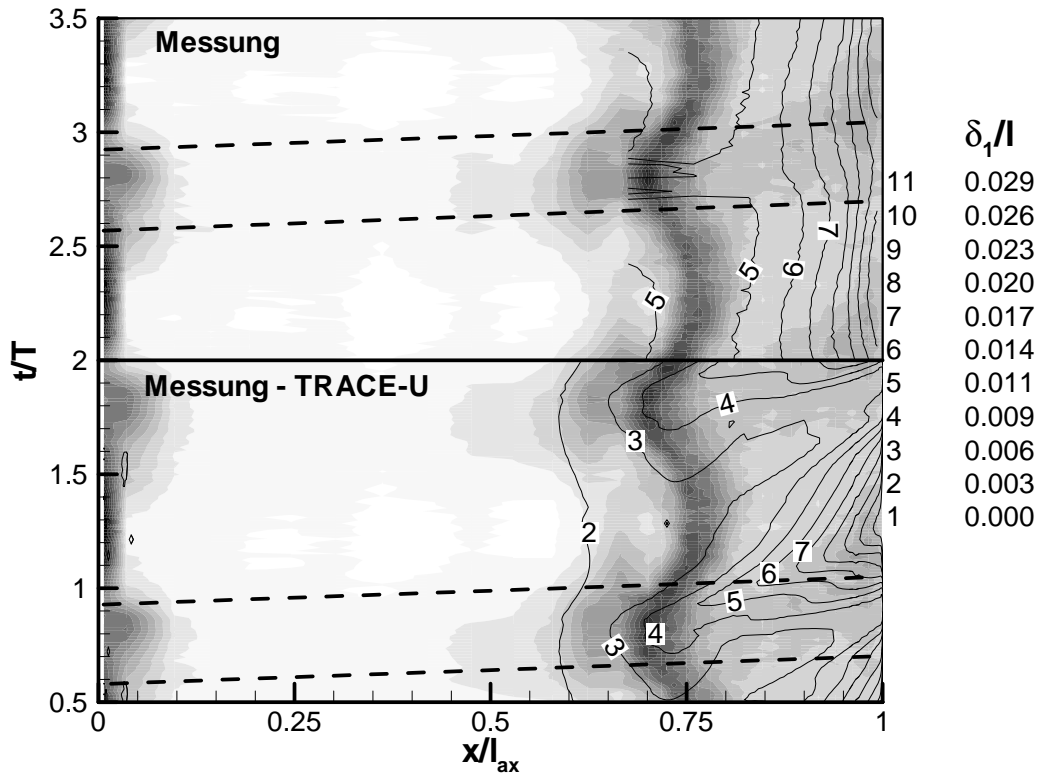


Abb. 4.55: Konturplot der gemessenen RMS-Werte und Isolinien der gemessenen (oben) und mit TRACE-U berechneten (unten) Isolinien der bezogenen Impulsverlustdicke δ_2 (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, $t40u20$)

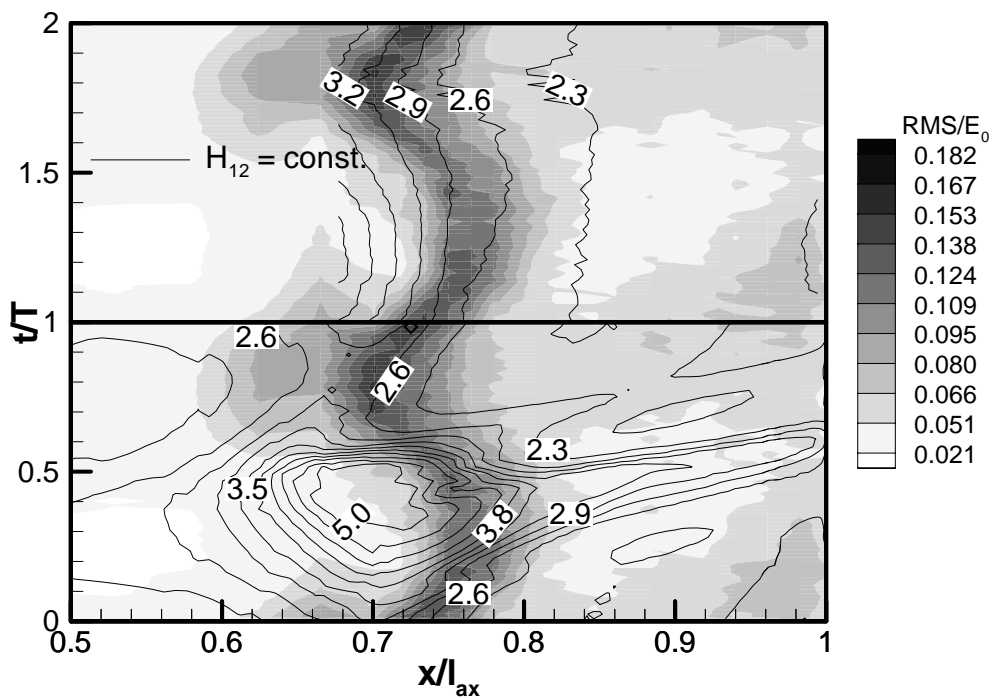


Abb. 4.56: Zuordnung von Lage und Erstreckung des mit Meßwerten gebildeten (oben) und mit TRACE-U berechneten (unten) Formfaktors H_{12} (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, $t40u20$)

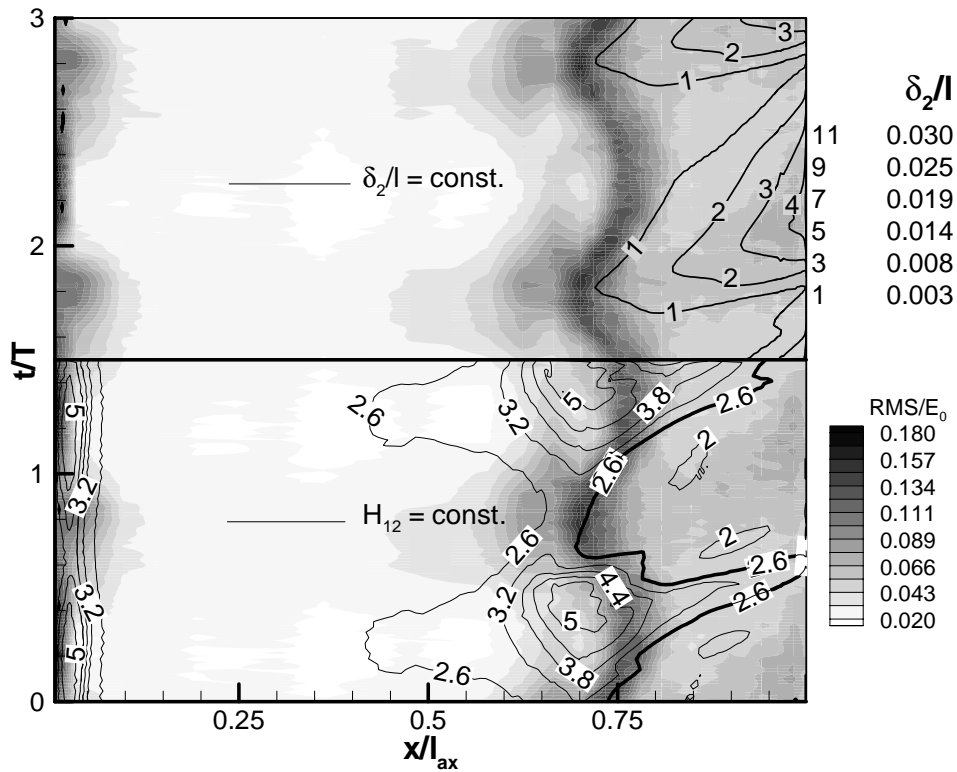


Abb. 4.57: Gemessene RMS-Verteilung und Isolinien des mit TRACE-U berechneten Formfaktors (unten) und der bezogenen Impulsverlustdicke (oben) (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)

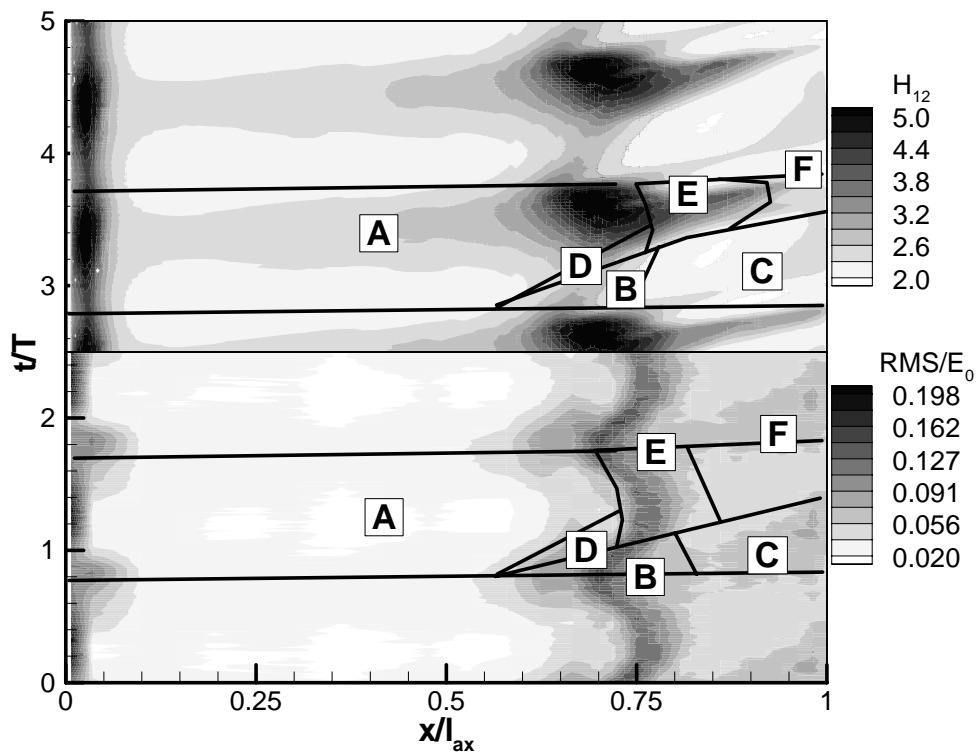


Abb. 4.58: Interpretation der Grenzschichtentwicklung (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)

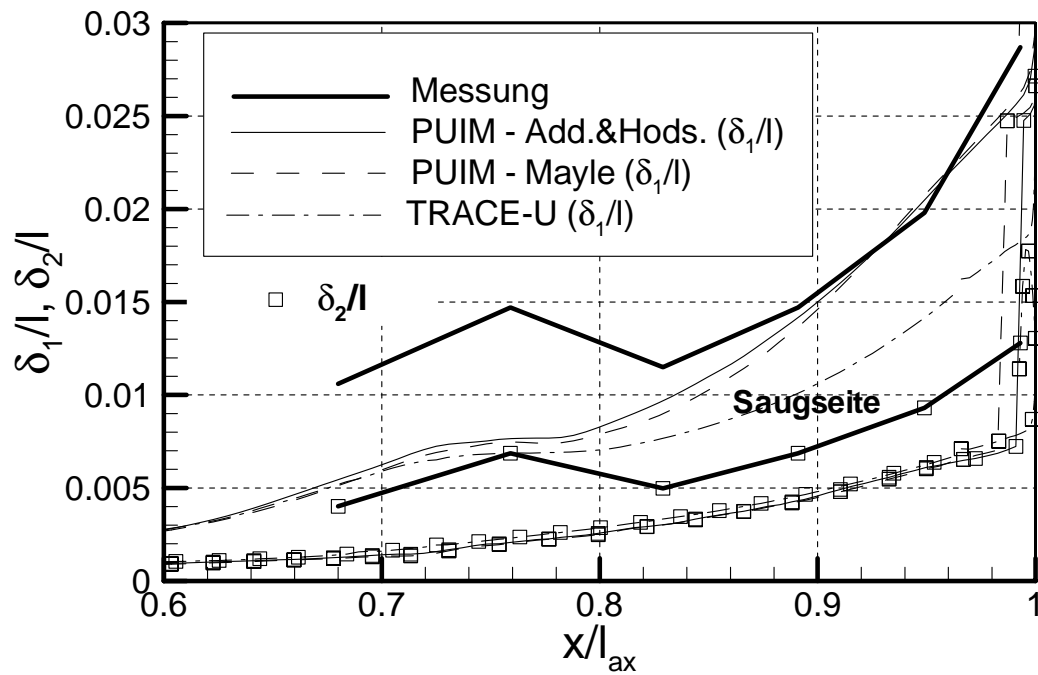


Abb. 4.59: Zeitlich gemittelte Verdrängungsdicke δ_1/l und Impulsverlustdicke δ_2/l (T106-D, $Ma_{2th}=0,4$, $Re_{2th}=200.000$, t40u20)

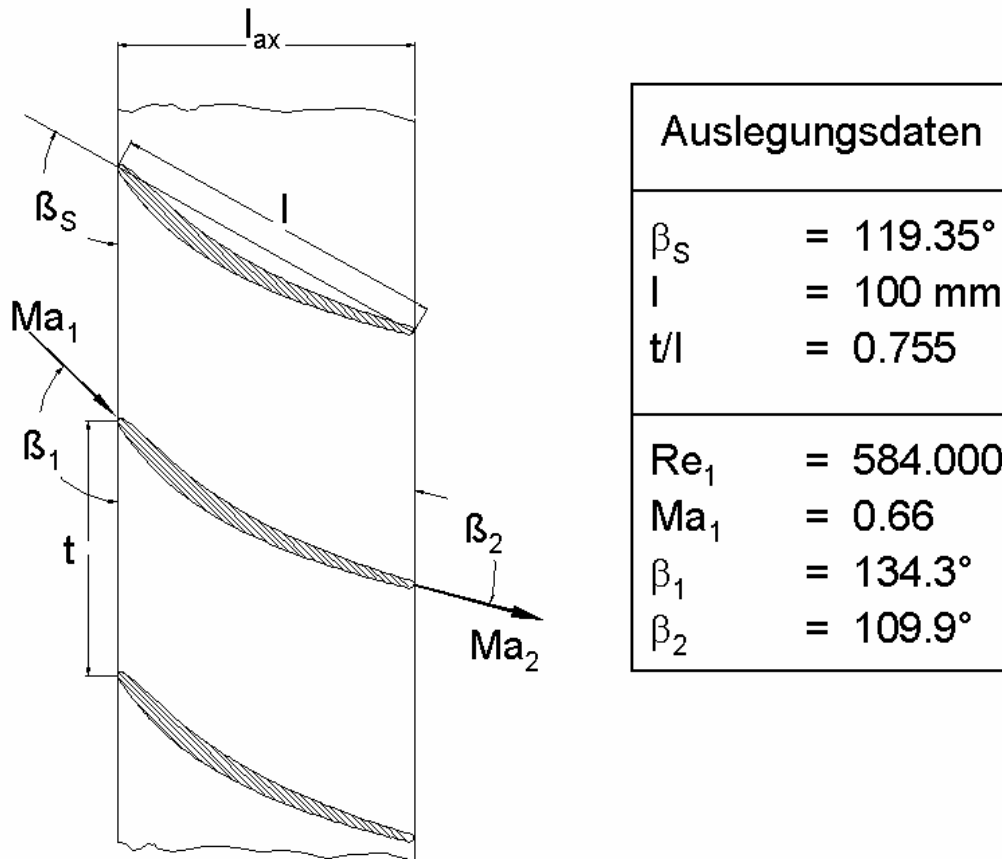


Abb. 4.60: Gittergeometrie und Auslegungsdaten des Verdichtergitters V111

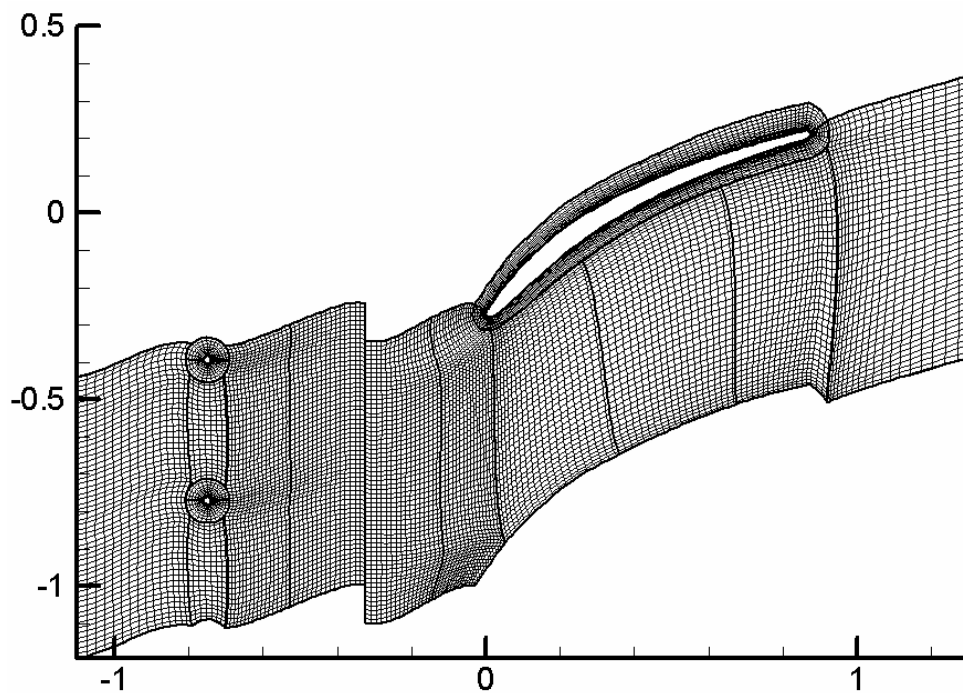


Abb. 4.61: Multiblock TRACE-U Rechenetz für Verdichtergitter V111 ($t_{\text{stab}}=40\text{mm}$, jeder zweite Punkt dargestellt)

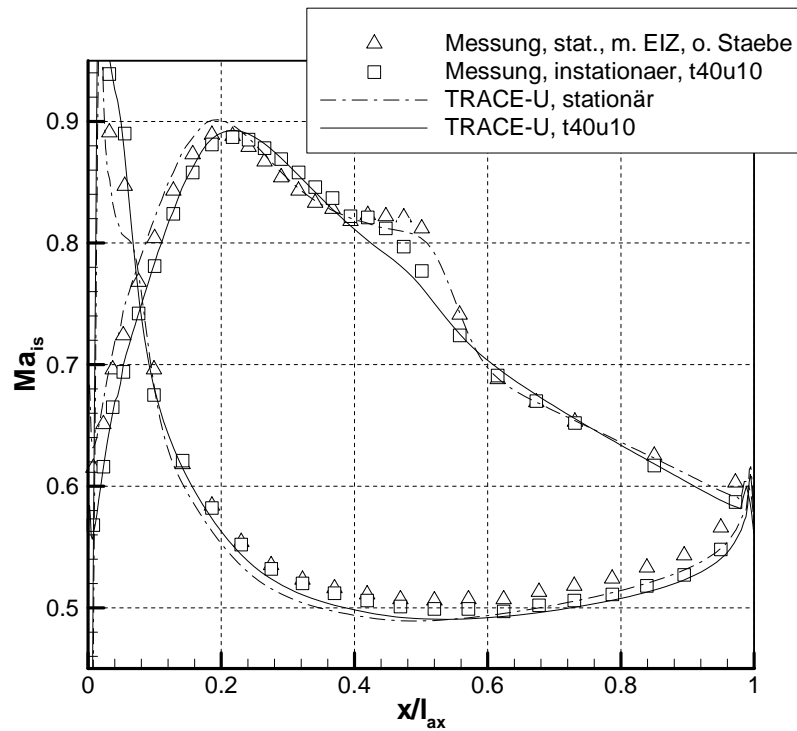


Abb. 4.62: Vergleich der isentropen Machzahl bei stationärer und instationärer Zuströmung (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$)

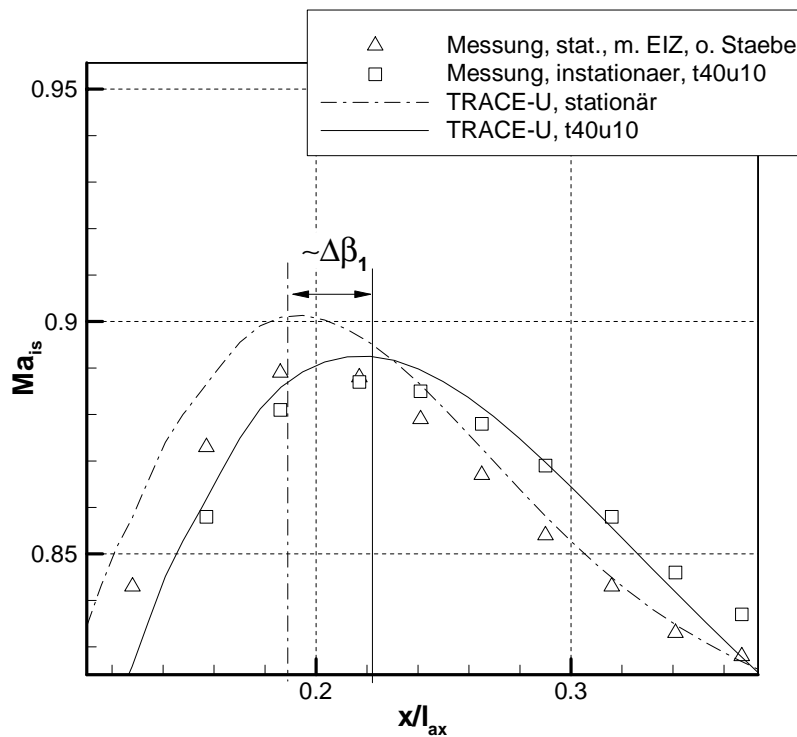


Abb. 4.63: Zuströmwinkeländerung bei instationärer Zuströmung (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$)

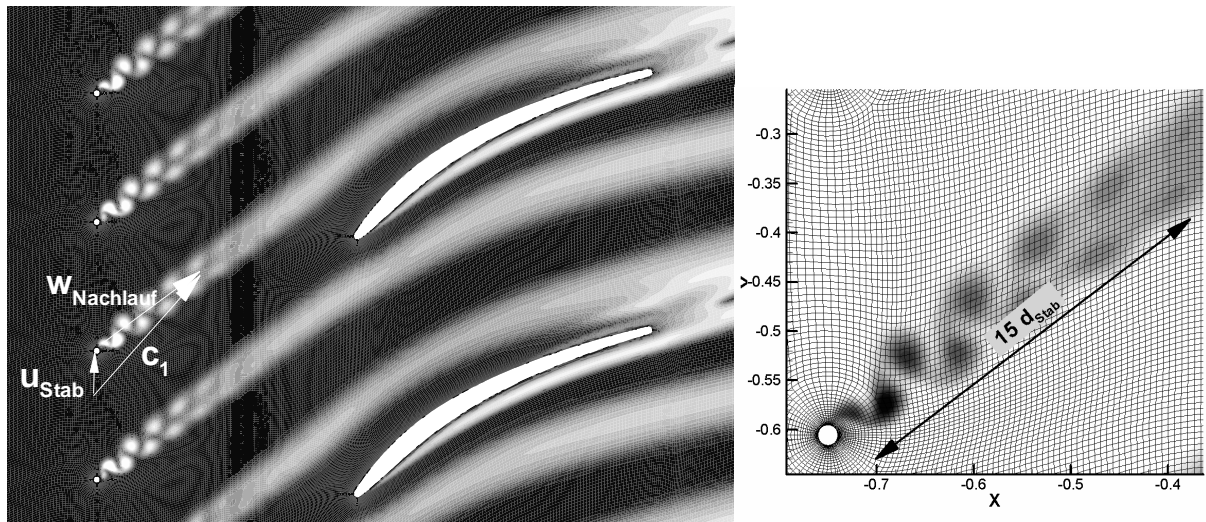


Abb. 4.64: Viskositätsverteilung in der Zuströmung (TRACE-U, V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t40u20)

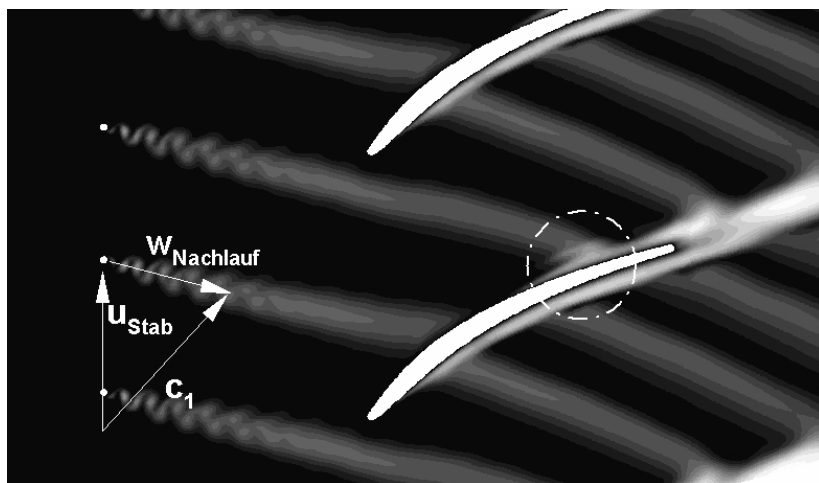


Abb. 4.65: Viskositätsverteilung in der Zuströmung (TRACE-U, V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t40u200)

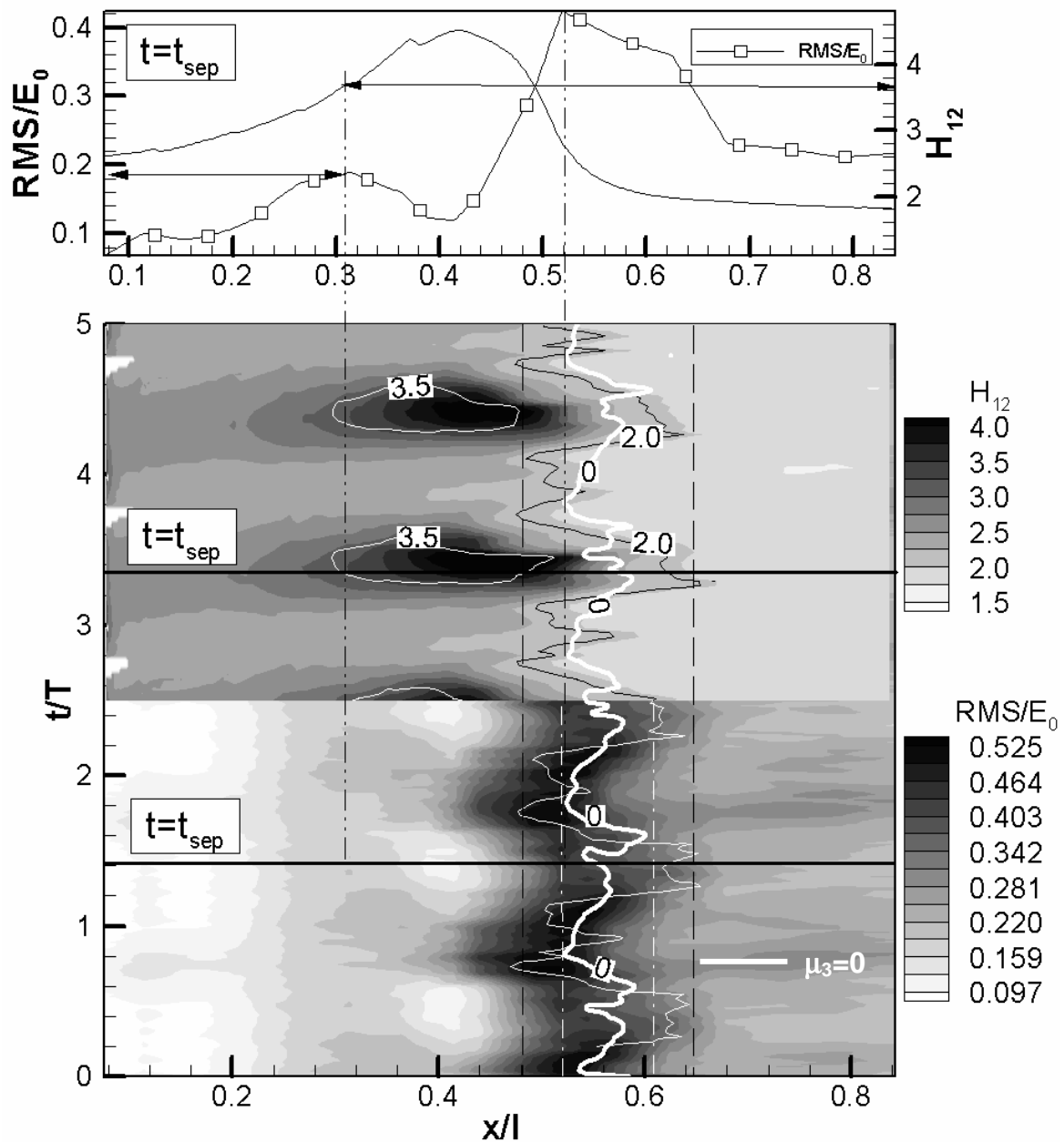


Abb. 4.66: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit TRACE-U berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, $t40u20$)

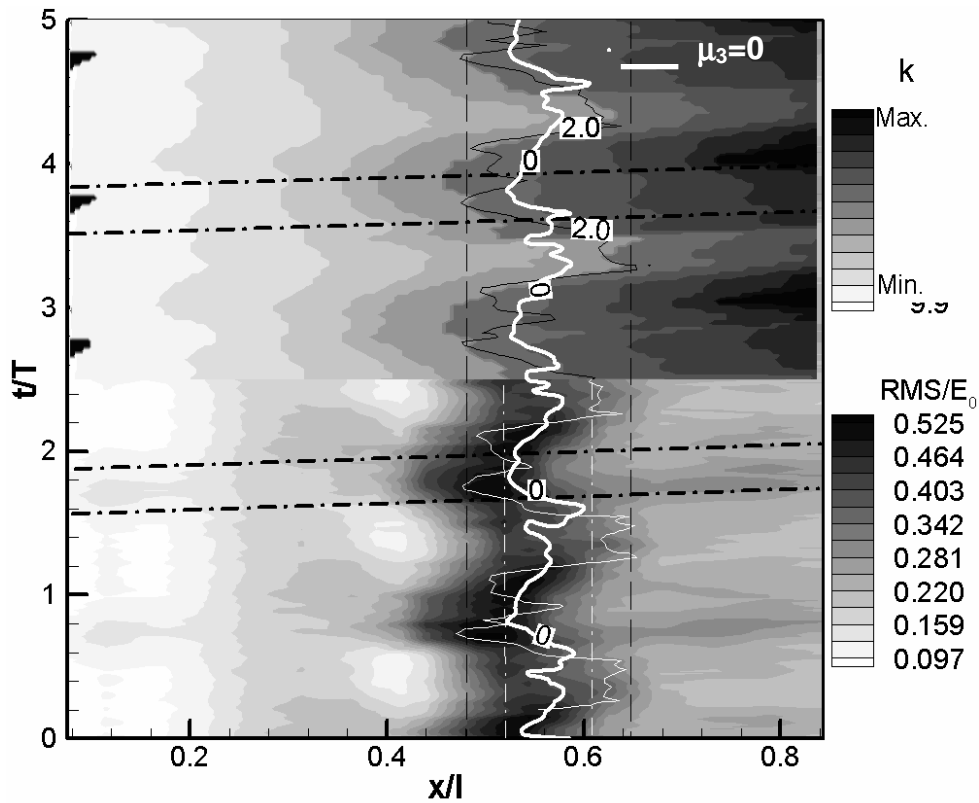


Abb. 4.67: RMS-Verlauf (unten) und mit TRACE-U berechnete turbulente kinetische Energie k (oben) (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, $t40u20$)

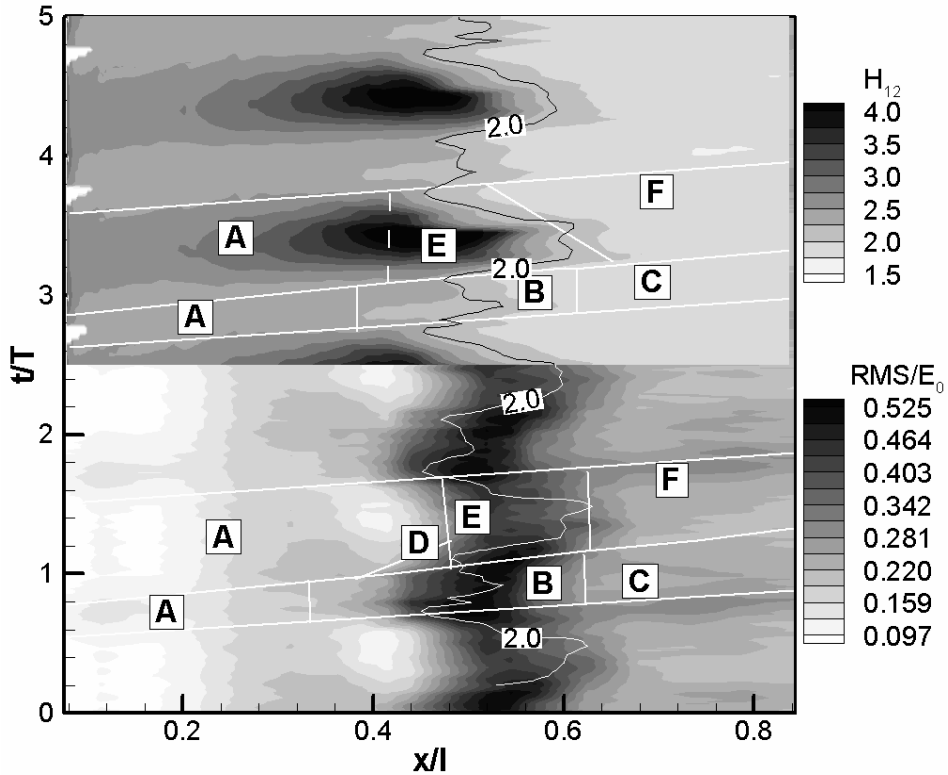


Abb. 4.68: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit TRACE-U berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, $t40u20$)

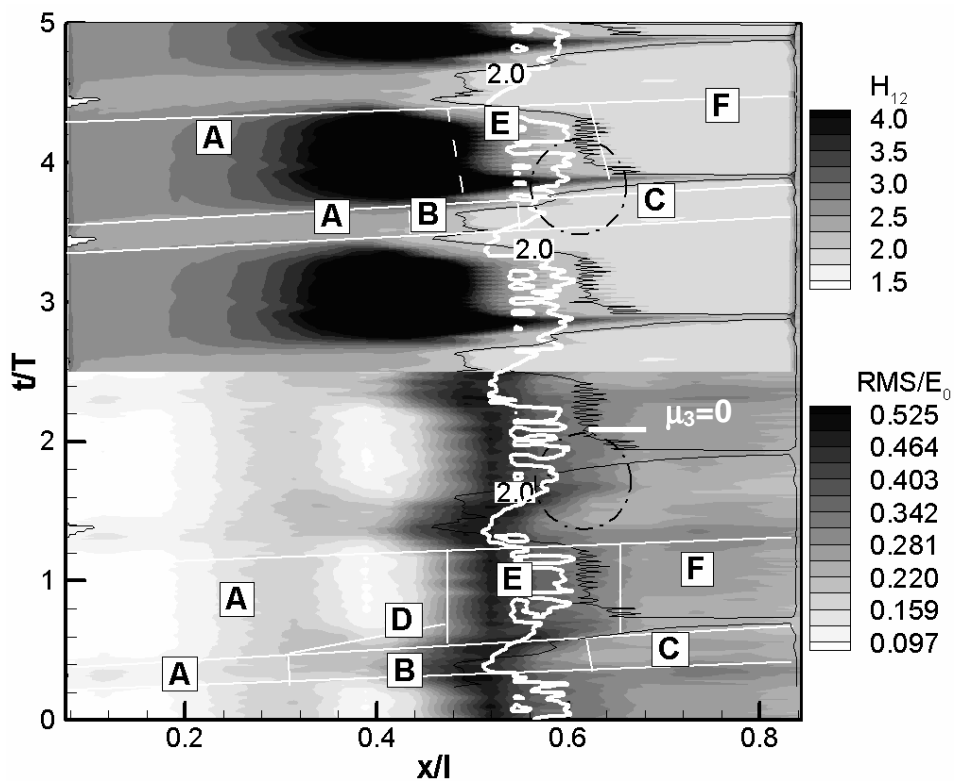


Abb. 4.69: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit TRACE-U berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, $t80u20$)

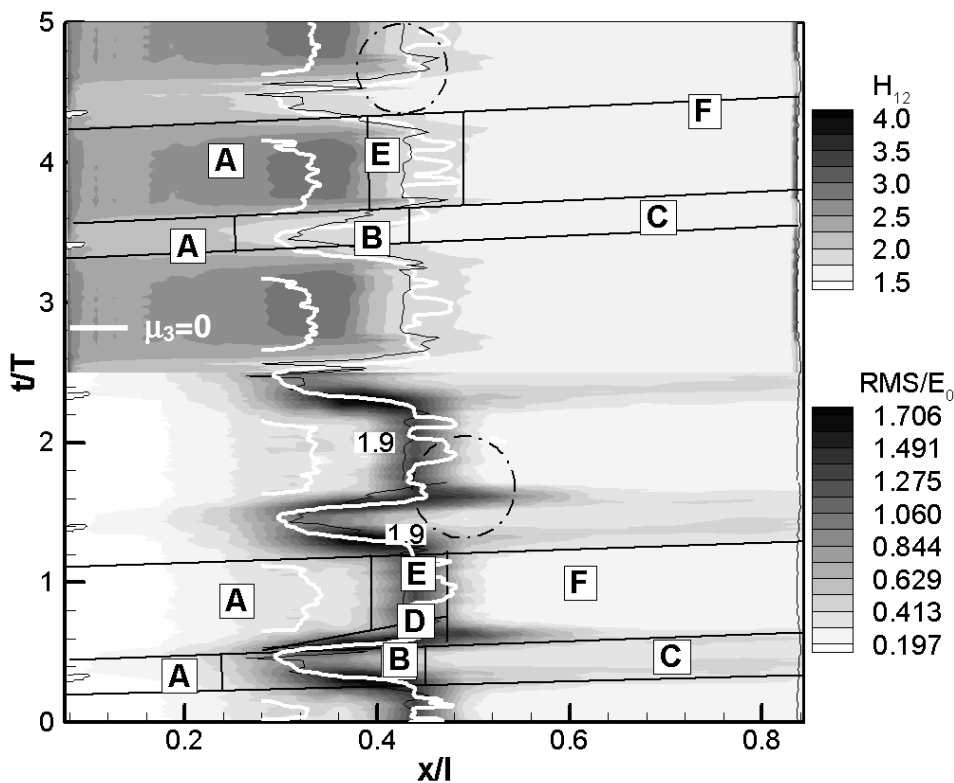


Abb. 4.70: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit TRACE-U berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=584.000$, $Ma_1=0,66$, $t80u20$)

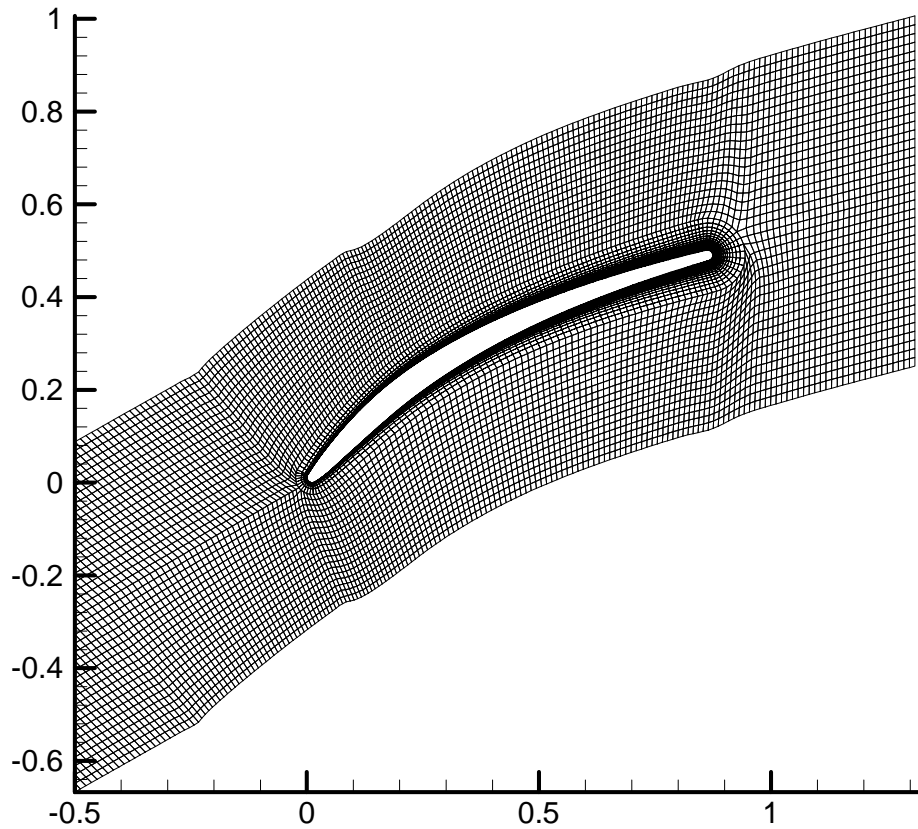


Abb. 4.71: Unstrukturiertes UNSFLO-Rechennetz für Verdichtergitter V111

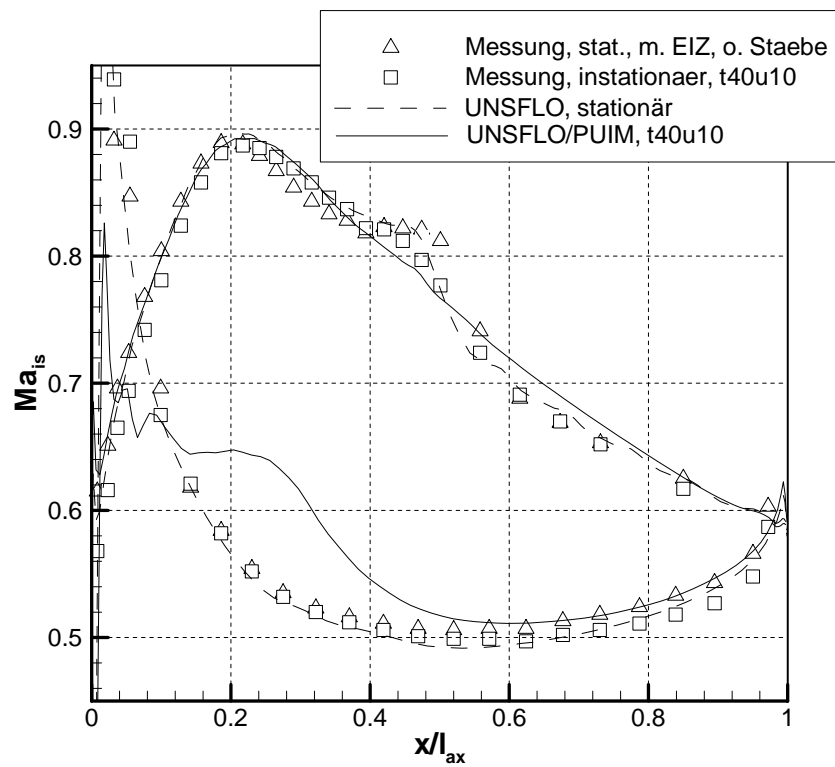


Abb. 4.72: Vergleich der isentropen Profil-Machzahl bei stationärer und instationärer Zu-
strömung (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$)

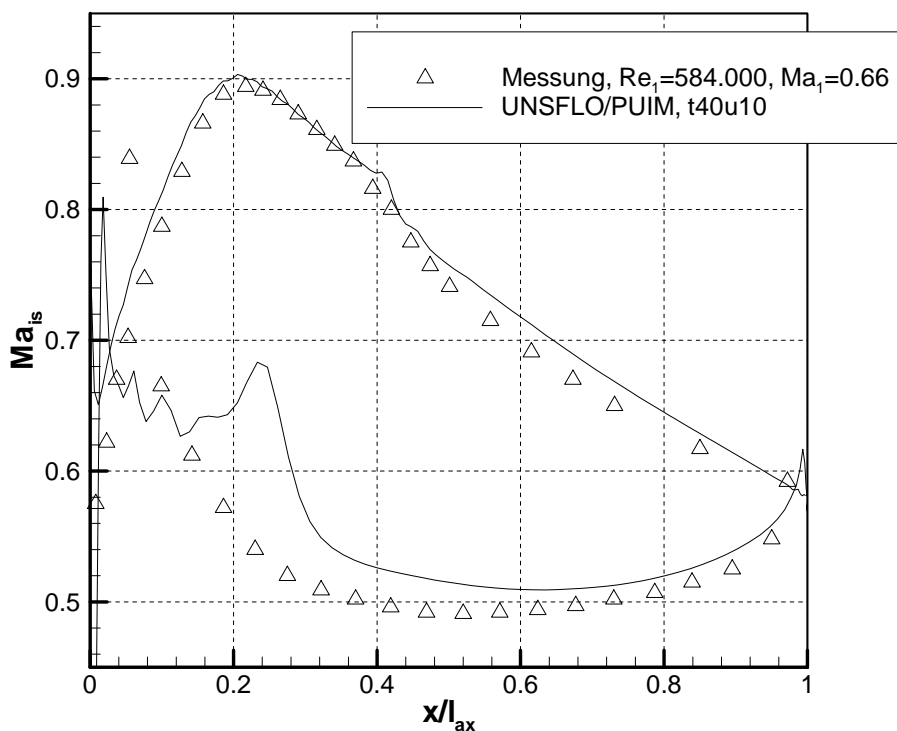


Abb. 4.73: Vergleich der berechneten und gemessenen isentropen Profil-Machzahl bei instationärer Zuströmung ($V111$, $Re_1=585.000$, $Ma_1=0,66$, $t80u20$)

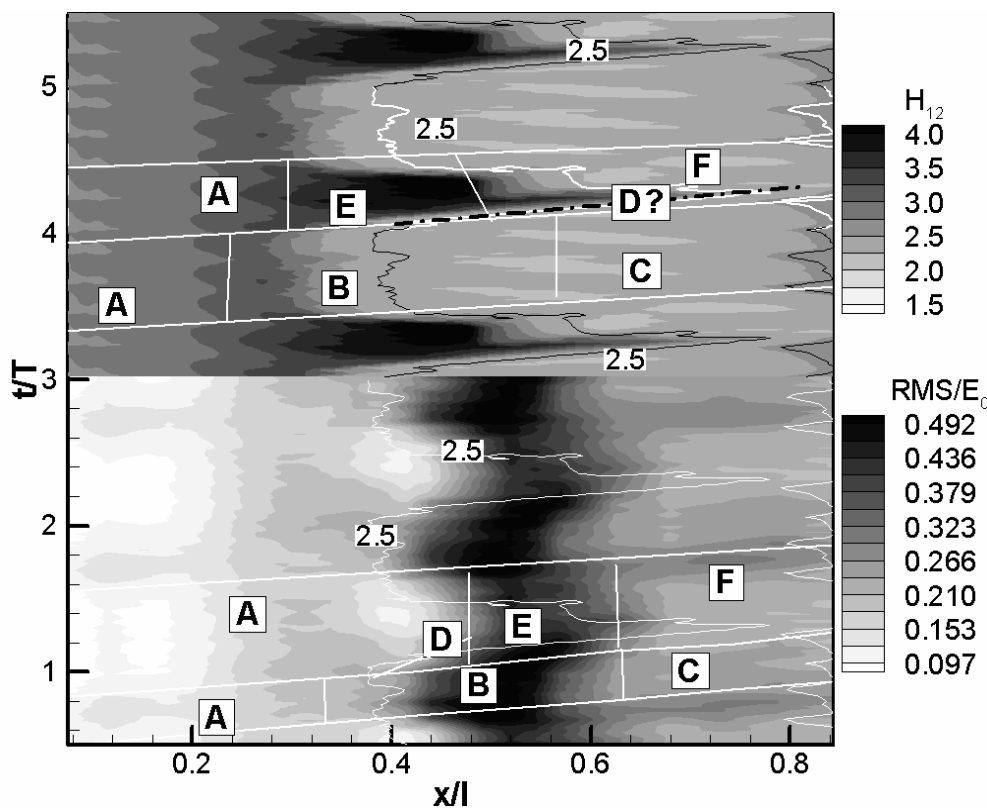


Abb. 4.74: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit UNSFLO/PUIM (Mayle/Addison und Hodson) berechneter Formfaktor (oben) ($V111$, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, $t40u20$)

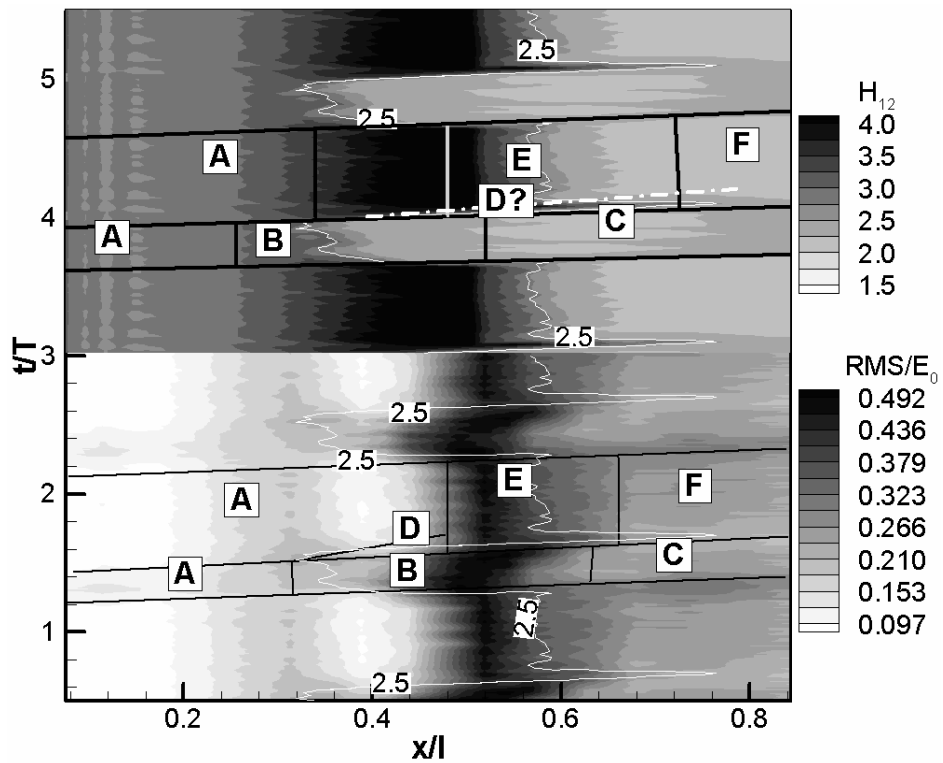


Abb. 4.75: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit UNSFLO/PUIM (Mayle/Addison und Hodson) berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, $t80u20$)

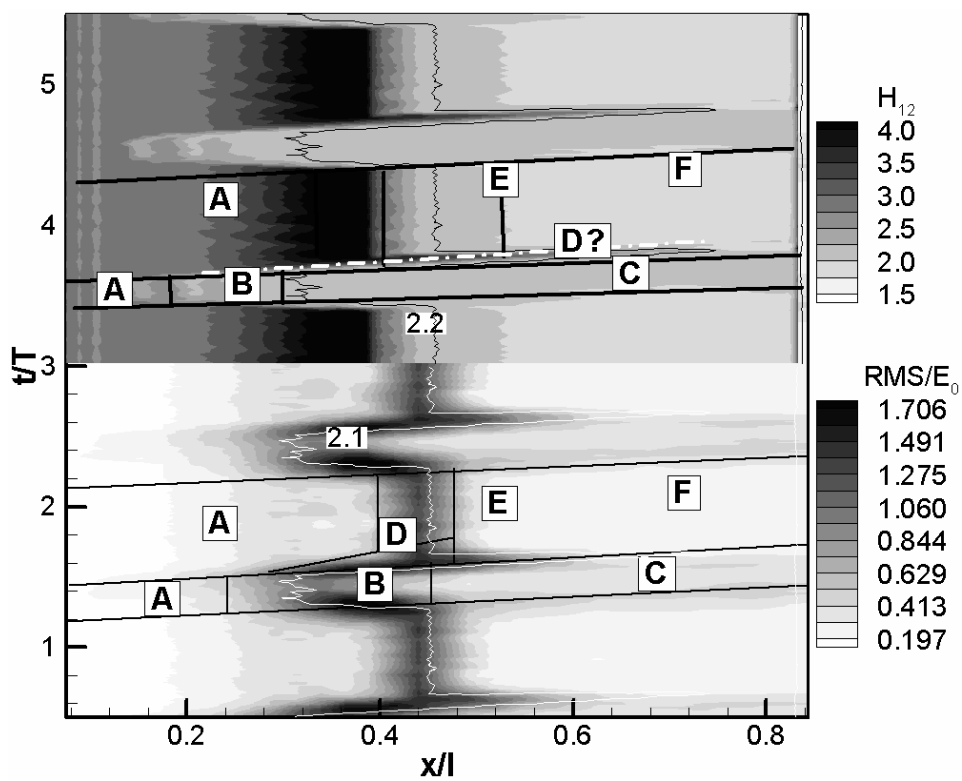


Abb. 4.76: Gemessener RMS-Verlauf (unten) und mit UNSFLO/PUIM (Mayle/Addison und Hodson) berechneter Formfaktor (oben) (V111, $Re_1=584.000$, $Ma_1=0,66$, $t80u20$)

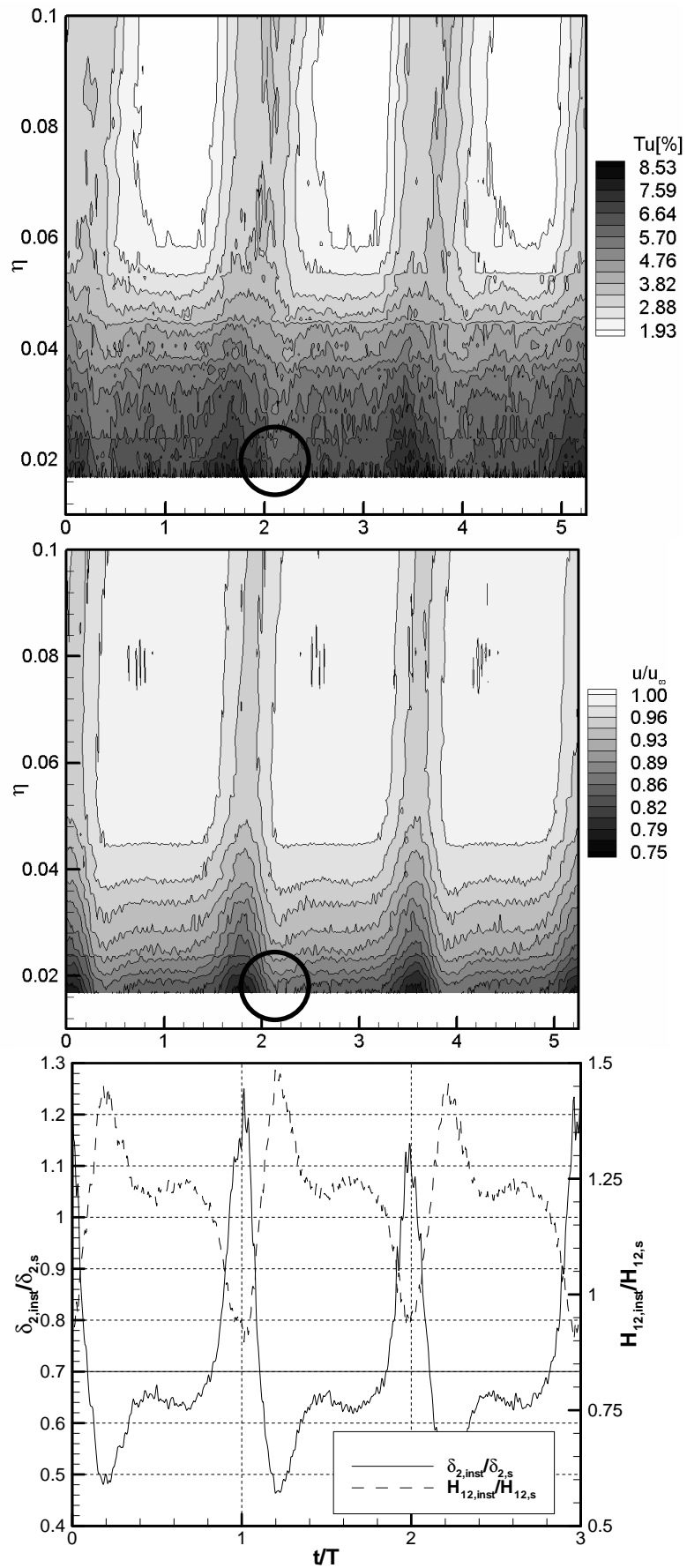


Abb. 4.77: Grenzschichttraversierung bei $x/l_{ax}=0,97$ (V111, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, t40u10) (Teusch, 2000)

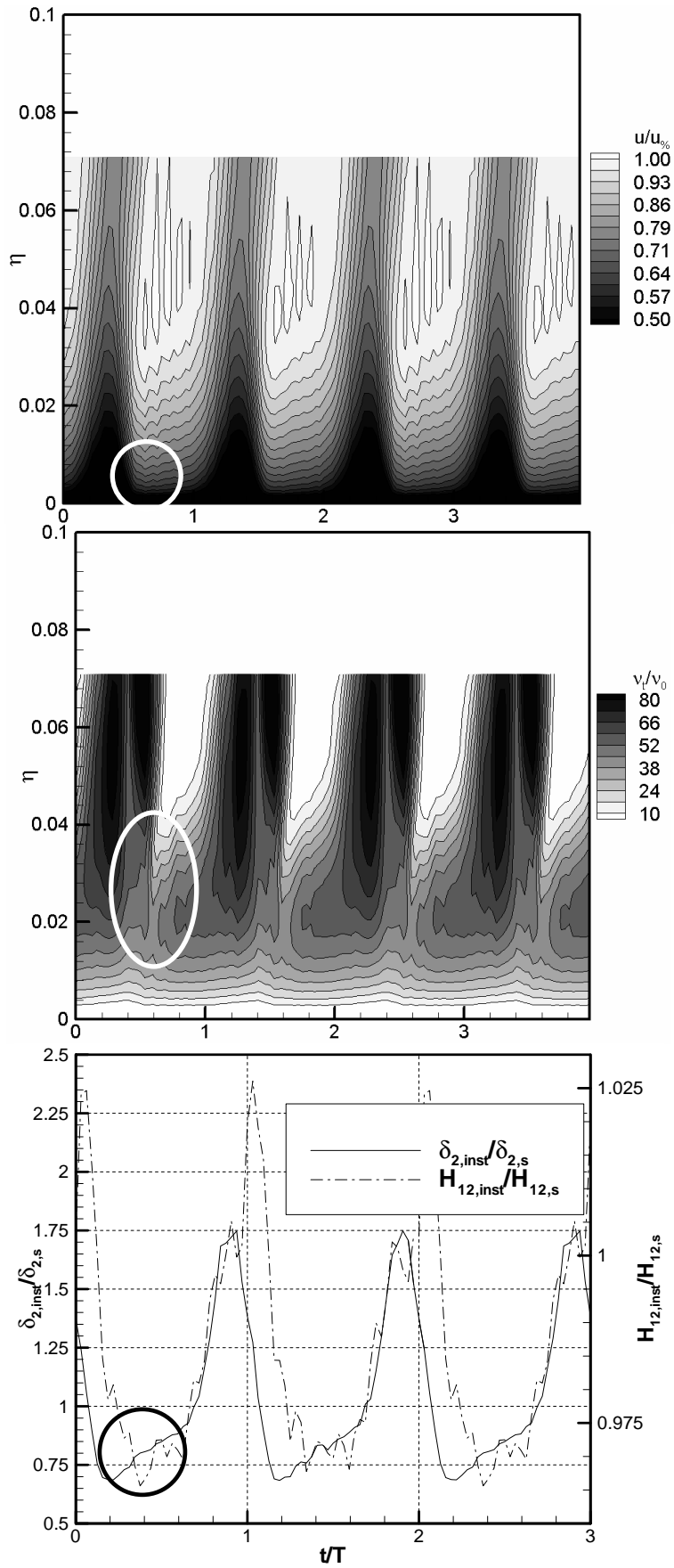


Abb. 4.78: „Numerische Traversierung“ bei $x/l_{ax}=0,97$ der mit TRACE-U berechneten Grenzschicht ($V111$, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, $t40u10$)

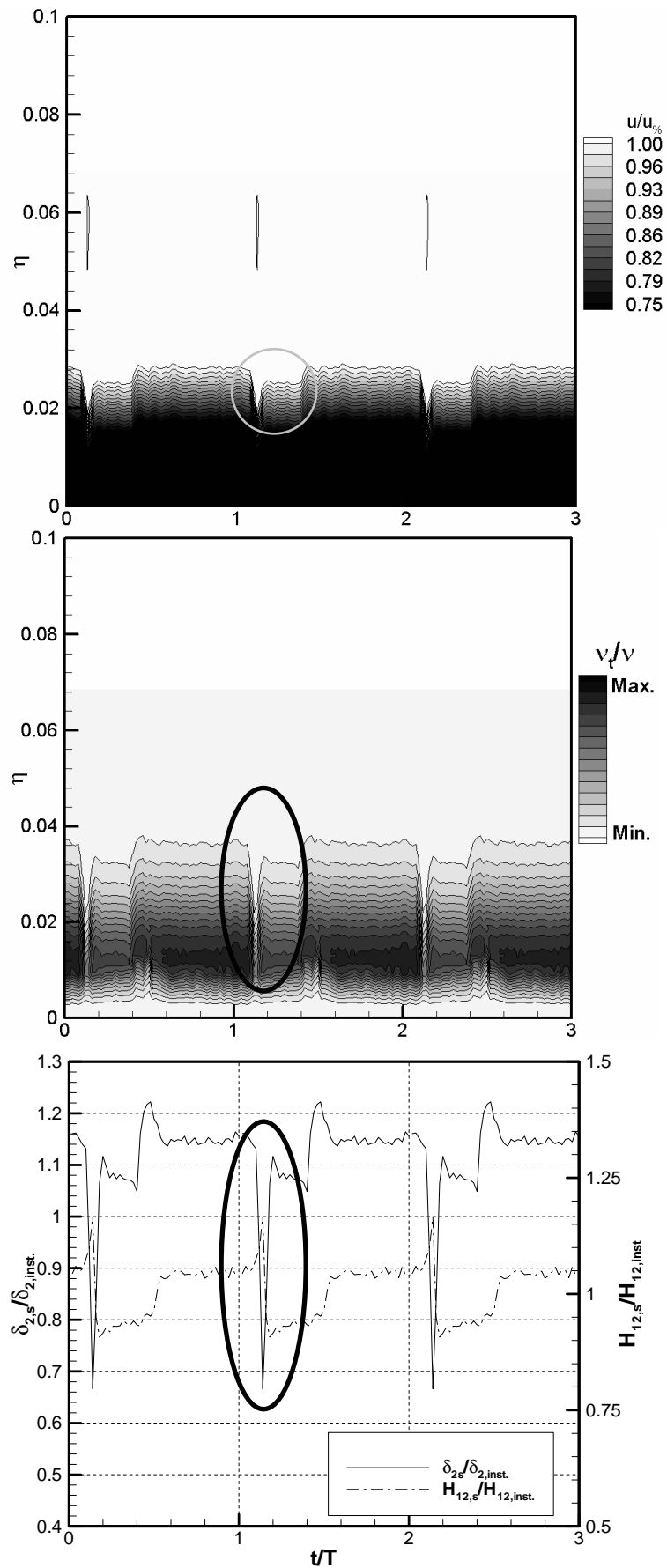


Abb. 4.79: „Numerische Traversierung“ bei $x/l_{ax}=0,97$ (UNSFLO/PUIM: Mayle /Addison und Hodson) ($V111$, $Re_1=200.000$, $Ma_1=0,66$, $t40u10$)

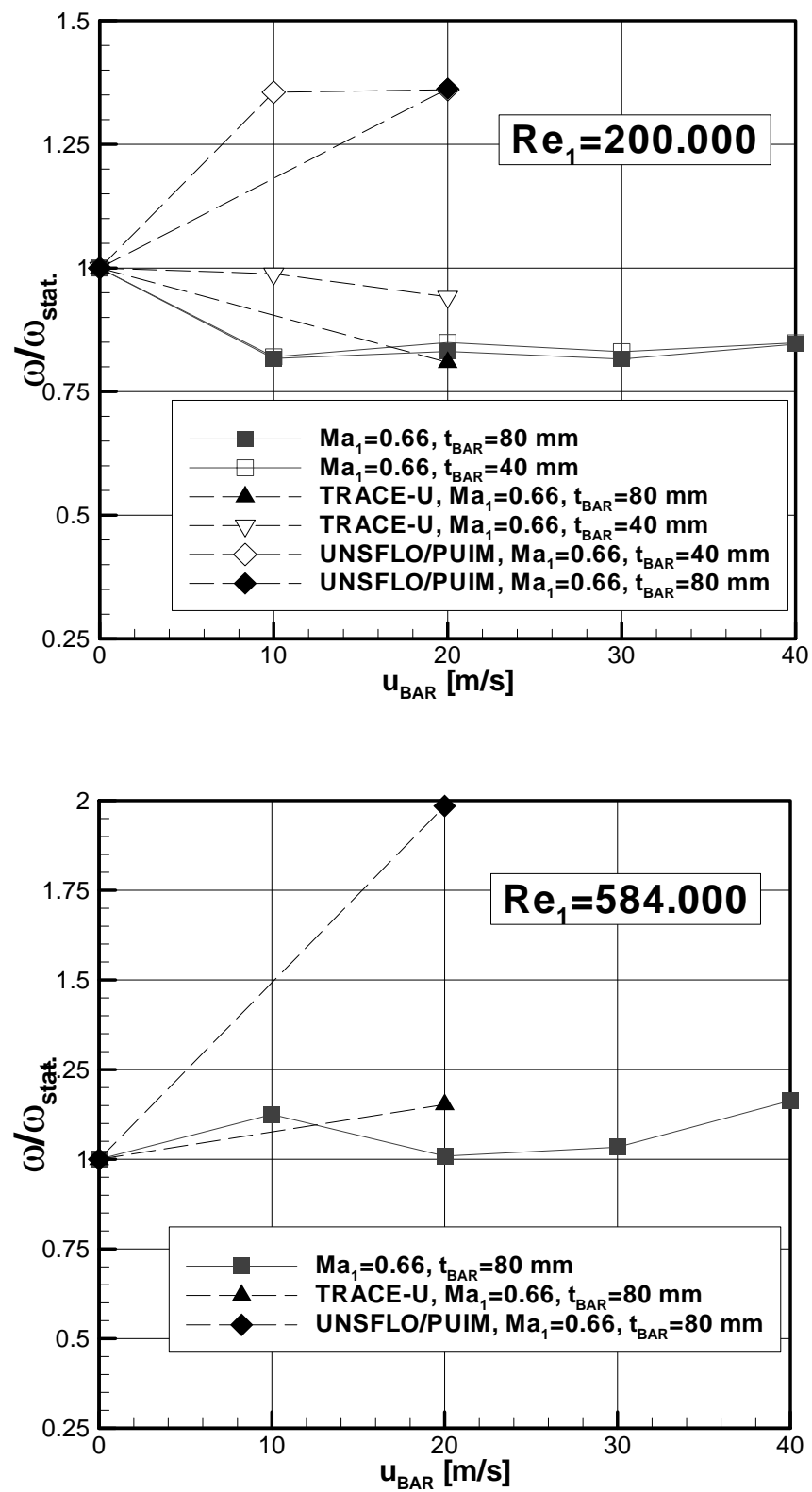


Abb. 4.80: Zeitlich gemittelte integrale Profildruckverluste (V111)