DISSERTATION

Beitrag zur aerodynamischen Wechselwirkung zwischen axialer Turbinenstufe und nachgeschaltetem Diffusor

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der technischen Wissenschaften

eingereicht an der Technischen Universität Wien,
Fakultät für Maschinenbau

von

Dipl.-Ing. Reinhard Willinger
Gerichtsgasse 1/17/1/7
A-1210 Wien
Matrikelnummer: 8625887
geb. am 21. Juni 1966 in Horn/Niederösterreich

Wien, im Jänner 1997

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1993 bis 1997 während meiner Tätigkeit als Universitätsassistent am Institut für Thermische Turbomaschinen und Energieanlagen der Technischen Universität Wien.

Dem Institutsvorstand Herrn *o.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Hermann Haselbacher* danke ich für die Themenstellung und für die uneingeschränkte Unterstützung dieser Arbeit.

Mein Dank gilt weiters Herrn *o.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Alfred Kluwick* für die freundliche Übernahme des Koreferates.

Den Kollegen *Dipl.-Ing. Dr. techn. Franz Sengschmied, Dipl.-Ing. Andreas Joppich, Dipl.-Ing. Ulrich Schiestl, Dipl.-Ing. Friedrich Peschke* und *Dipl.-Ing. Dr. techn. Edgar Hortig* danke ich für das angenehme und freundschaftliche Arbeitsklima. Mein besonderer Dank gilt Herrn *Dipl.-Ing. Klaus Leeb* für unzählige konstruktive Diskussionen sowie seine Unterstützung bei Problemen der elektronischen Meßdatenerfassung. Herrn *Ing. Gerhard Kanzler* danke ich für die Beratung in vielen praktischen Belangen. Herrn *Josef Englisch* danke ich für die gewissenhafte Ausführung sämtlicher Versuchsaufbauten. Herrn *Markus Schneider* möchte ich für seine Unterstützung bei der Durchführung zahlreicher Messungen danken. Schließlich gilt mein Dank allen weiteren Mitarbeiterinnen, Mitarbeitern und Diplomanden des Institutes für die ausgezeichnete Zusammenarbeit.

Ich widme diese Arbeit in Dankbarkeit meinen Eltern.

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der aerodynamischen Wechselwirkung zwischen einer axialen Gasturbinenstufe und einem nachgeschalteten Abgasdiffusor. Besondere Aufmerksamkeit wird dabei dem Einfluß der Spaltweite der frei endenden Laufschaufeln auf diese Wechselwirkung gewidmet.

Es werden einleitend die wichtigsten Ergebnisse aus der Literatur zusammengestellt, die sich mit den beiden Einzelkomponenten - Turbinengitter mit Radialspalt und Nabendiffusor - beschäftigen. Diese Literaturübersicht ergibt, daß die Wechselwirkung nicht nur versuchstechnisch an Modellturbinen, sondern auch an den beiden Einzelkomponenten getrennt untersucht wird. Für die Verknüpfung der Randbedingungen an der Schnittstelle der beiden Komponenten finden sich in der Literatur verschiedene Ansätze. In der vorliegenden Arbeit wird ein Modell bereitgestellt, das sich durch einheitliche Kennzahlen zur Beschreibung von Turbinenstufe und Diffusor auszeichnet.

In weiterer Folge wurden Messungen an einem ebenen Turbinengitter mit Radialspalt im Gitterwindkanal des Institutes für Thermische Turbomaschinen und Energieanlagen durchgeführt. Die Geometrie des Turbinengitters entstammt dem Außenschnitt der Laufreihe einer modernen Gasturbine. Die untersuchten Spaltweiten liegen in dem für Gasturbinen üblichen Bereich. Die mit einer pneumatischen Fünflochsonde durchgeführten Traversierungen unmittelbar hinter dem Turbinengitter liefern detaillierte Angaben über die Strömungsgrößen bei verschiedenen Radialspaltweiten. In der Abströmmeßebene kann der Spaltwirbel, welcher eine stark dreidimensionale Struktur aufweist, nachgewiesen werden. Die Intensität des Spaltwirbels steigt mit zunehmender Spaltweite. Die wesentlichsten Ergebnisse der Messung sind der durch die Radialspaltströmung verursachte Verlust, sowie die Minderumlenkung in Wandnähe. Dabei zeigt sich, daß es entgegen den üblichen Modellvorstellungen zu einer Umlenkung der Strömung im Spaltbereich kommt. Die Umlenkung verstärkt sich bei Verringerung der Rotorspaltweite, die Axialgeschwindigkeit des Spaltstromes nimmt entsprechend ab.

Das durch die Radialspaltströmung beeinflußte Geschwindigkeitsfeld hinter dem Turbinengitter wurde in einem nächsten Schritt als Zuströmrandbedingung bei der numerischen Berechnung der Strömung im Abgasdiffusor verwendet. Die dimensionslose Diffusorgeometrie wurde auf Grund der Abmessungen von Abgasdiffusoren ausgeführter Gasturbinen gewählt. Die Auslegung des Diffusors folgt der Forderung nach maximalem Druckrückgewinn bei vorgegebener dimensionsloser Diffusorlänge. Die Reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen wurden durch den Einsatz eines kommerziellen CFD-Softwarepaketes auf Basis der Methode der Finiten-Elemente gelöst. Um einen Vergleich mit Meßergebnissen aus der Literatur zu erhalten, wurden zuerst Zuströmgeschwindigkeitsfelder bestehend aus einer reibungsfreien Kernzone und Naben- bzw. Gehäusegrenzschichten untersucht. Dabei zeigt sich, daß verdickte Zuströmgrenzschichten,

charakterisiert durch eine erhöhte Eintrittsversperrung, einen Rückgang des Diffusordruckrückgewinnes zur Folge haben. Anschließend wurden die den unterschiedlichen Radialspaltweiten zugeordneten Abströmgeschwindigkeitsfelder als Zuströmrandbedingungen für die Berechnung der Diffusorströmung verwendet. Das Ergebnis ist der Diffusordruckrückgewinn in Abhängigkeit der Radialspaltweite des vorgeschalteten Turbinengitters. Mit steigender Rotorspaltweite ist ein schwacher Anstieg des Diffusorrückgewinnes verbunden.

Anschließend wurden die beiden Einzelergebnisse auf eine Turbinenstufe mit nachgeschaltetem Abgasdiffusor angewendet. Das Ergebnis sind innere spezifische Arbeit und innerer Wirkungsgrad der Endstufen-Diffusor Kombination in Anhängigkeit der radialen Rotorspaltweite. Entgegen ersten Abschätzungen liefert die Berechnung keine optimale Radialspaltweite. Der Diffusorrückgewinn ist bei keiner Rotorspaltweite in der Lage, den Spaltverlust aufzuwiegen. Innerhalb des Bereiches üblicherweise ausgeführter Spaltweiten sind innere spezifische Arbeit und innerer Wirkungsgrad der Endstufen-Diffusor Kombination konstant. D.h., daß bei der Endstufe die grundsätzliche Bestrebung, die Radialspaltweite "so klein wie möglich" auszuführen, nicht gilt. Das Ergebnis läßt auch erste Schlüsse über Richtlinen zur Auslegung von Nabendiffusoren hinter axialen Turbinenstufen zu.

Den Abschluß bilden Vorschläge für weitere Arbeiten auf dem Gebiet der Endstufen-Diffusor Wechselwirkung.

Abstract

An investigation of the aerodynamic interaction between a last gas turbine stage and an exhaust diffuser is presented. Special attention is given to the influence of the rotor tip gap width on this interaction.

In an introductory chapter, the main results from the open literature are summarized that concern model turbines followed by a diffuser. The primary topic of this survey is the separate performance of the two components: turbine cascade with tip gap and annular diffuser. In this case, models are required for the combination of the boundary conditions at a station between the two components. The model presented in this thesis is distinguished by a uniform set of parameters for the performance description of turbine stage and diffuser.

Subsequently, flow measurements made downstream of a linear cascade of turbine blades with tip gap are presented. The measurements were made in the cascade wind tunnel of the Institute of Thermal Turbomachinery and Power Plants. The geometry of the cascade corresponds to the tip section of a moving blade row of a gas turbine of fairly recent design. Five tip gap widths lying in the typical range were investigated. A five hole pressure probe was traversed immediately downstream of the trailing edge plane. Detailed secondary flow patterns depending on the tip gap width are presented. The tip leakage vortex, which appeared as a highly three-dimensional structure, was determined. The intensity of the tip leakage vortex increases with increasing gap width. The two primary results are the leakage loss and the underturning in the end wall region as a function of the gap width. The underturning of the gap flow increases with increasing gap width. This observation is in contrast to the common tip flow models which suppose an underturning independent of the gap width.

The flow field downstream of the turbine cascade supplies the inlet boundary condition for the subsequent numerical investigation of the flow field in an annular diffuser. The geometry of the annular diffuser is based on measurements of exhaust diffusers from stationary gas turbines. It is shown that the diffuser reaches maximum pressure recovery with prescribed axial length. The Reynolds averaged Navier-Stokes equations were solved with a commercial finite-element based CFD-code. For the comparison with published results, inlet flow fields with a core of constant velocity and boundary layers approximated by a power-law profile were applied in a first step. The diffuser pressure-recovery decreases with increasing inlet blockage. In a second step, the flow fields measured downstream of the turbine cascade with various tip gap widths were used as inlet boundary conditions for the diffuser computation. The result of the numerical investigation is the diffuser pressure-recovery coefficient as a function of the gap width of the upstream cascade. The recovery coefficient shows a slight increase with increasing gap width.

The results from the cascade measurements and the diffuser computations were then coupled with the help of the interaction model presented. The investigation supplies the performance of

the turbine stage-diffuser combination as a function of the rotor tip gap width. The performance is measured in terms of specific work and efficiency. In contrast to preliminary studies, no optimum tip gap width has been detected. At each gap width, the tip leakage loss exceeds the performance gain caused by the increased pressure recovery of the downstream diffuser. In the range of gap widths of practical interest, specific work and efficiency of the turbine stage-diffuser combination are independent of the rotor gap width. The common rule to make the tip clearance as tight as possible is no longer valid for a last turbine stage followed by a diffuser. The investigation also supplies some conclusions concerning the preliminary design of annular diffusers behind axial turbine stages.

In concluding remarks, some suggestions for further work on the research topic are given.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Aufgabenstellung **3**

3 Literaturübersicht, Stand der Forschung **6**

3.1 Radialspaltströmung in axialen Turbinenstufen 6

3.2 Diffusoren mit unterschiedlichen Eintrittsbedingungen 9

3.3 Zusammenwirken von Turbinenstufe und Diffusor 16

4 Modellbildung **18**

4.1 Einfluß der Rotorspaltverluste auf innere Arbeit und inneren Wirkungsgrad einer Turbinenstufe 18

4.2 Einfluß des Diffusordruckrückgewinnes auf Umfangsarbeit und Umfangswirkungsgrad einer Turbinenstufe 23

4.3 Einfluß von Rotorspaltverlust und Diffusordruckrückgewinn auf innere Arbeit und inneren Wirkungsgrad einer Turbinenstufe 25

5 Messungen am Turbinengitter **26**

5.1 Beschreibung der Sekundär- und Spaltströmungen in einem geraden Turbinengitter 26

5.2 Versuchsaufbau 29

5.2.1 Gittergeometrie 29

5.2.2 Schaufelgitterwindkanal 31

5.3 Versuchsdurchführung und Meßtechnik 32

5.4 Versuchsauswertung 33

5.5 Versuchsergebnisse 35

5.5.1 Zuströmung 35

5.5.2 Abströmung 38

5.5.3 Verlustbeiwerte 57

6 Berechnung der Diffusorströmung **60**

6.1 Auswahl der Diffusorgeometrie 60

6.2 Beschreibung des Rechenverfahrens 63

6.2.1 Grundgleichungen 63

6.2.2 Grenzschichtmodellierung 65

6.2.3 Numerisches Lösungsverfahren, Finite-Elemente-Netz 67

6.2.4 Randbedingungen 71

6.2.5 Lösung des Gleichungssystems 75

6.3 Berechnungsergebnisse 76

6.3.1 Diffusor mit konstanter Eintrittsgeschwindigkeit 76

6.3.2 Diffusor mit vorgeschalteter Turbinenstufe 80

7 Endergebnis, Diskussion **86**

A Profilkoordinaten **92**

Formelzeichen

Lateinische Formelzeichen:

a	spezifische Arbeit
	Schallgeschwindigkeit
a_i	spezifische innere Arbeit
a_u	spezifische Umfangsarbeit
a_Σ	Änderung der spezifischen inneren Arbeit
A	Querschnittsfläche
$\mathbf{A}$	Teilmatrix im Finite-Elemente-Verfahren
AR	Diffusorflächenverhältnis
B	Versperrung (Blockage)
c	Absolutgeschwindigkeit
C_D	Durchflußbeiwert
C_p	statischer Druckkoeffizient
C_{pD}	Diffusordruckrückgewinnfaktor
C_{pDi}	idealer Diffusordruckrückgewinnfaktor
C_{pD}^*	maximaler Diffusordruckrückgewinnfaktor bei vorgegebener dimensionsloser Diffusorlänge
C_{pD}^{**}	maximaler Diffusordruckrückgewinnfaktor bei vorgegebenem Flächenverhältnis
δC_{pD}	Änderung des Diffusordruckrückgewinnfaktors
C_{pt}	Totaldruckkoeffizient
C_μ, C_1, C_2	Konstanten im Turbulenzmodell
d	Durchmesser
D	Differentialoperator
$DTOL$	Konvergenzschranke
E	Konstante im Wandgesetz
$\vec{F}$	Vektor der Randbedingungen im Finite-Elemente-Verfahren
h	spezifische Enthalpie
	Schaufelkanalhöhe, Diffusorkanalhöhe
Δh	Enthalpiedifferenz
H_{12}	Formfaktor
k	turbulente kinetische Energie
$\mathbf{K}$	Systemmatrix im Finite-Elemente-Verfahren
l	Schaufellänge
L	Diffusorlänge

Ma	Machzahl
n	Drehzahl
p	statischer Druck
Δp	Druckdifferenz
p_t	Totaldruck
P	Leistung
	Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie
r	Radius
	lokale Koordinate im Einheitsraum
R	Residuum
R_k	kinematischer Reaktionsgrad
R_s	isentroper Reaktionsgrad
Re	Profilreynoldszahl
Re_D	Diffusorreynoldszahl
s	Sehnenlänge
	spezifische Entropie
	lokale Koordinate im Einheitsraum
s_x	axiale Sehnenlänge
t	Schaufelteilung
T	Mittelungszeitraum für turbulente Schwankungsgrößen
Tu	Turbulenzgrad
u	Umfangsgeschwindigkeit
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten in x-, y-, z-Richtung
u_τ	Schubspannungsgeschwindigkeit
u^+	dimensionslose Geschwindigkeit in der Grenzschicht
$\vec{U}$	Lösungsvektor des Finite-Elemente-Verfahrens
$\dot{V}$	Volumenstrom
w	Relativgeschwindigkeit
x, y, z	globale kartesische Koordinaten
y', z	lokale Koordinaten in der Austrittsmeßebene des Turbinengitters
y^+	dimensionsloser Wandabstand in der Grenzschicht

Griechische Formelzeichen:

α	Absolutwinkel gemessen zwischen positiver Umfangsrichtung und Relativgeschwindigkeit
	Relaxationsfaktor
β	Relativwinkel gemessen zwischen positiver Umfangsrichtung und Relativgeschwindigkeit
β^+	Relativwinkel gemessen zwischen negativer Umfangsrichtung und Relativgeschwindigkeit
γ	Staffelungswinkel
	Strömungswinkel gemessen von der Seitenwand
δ	99%-Grenzschichtdicke
δ^*	Verdrängungsdicke
δ^{**}	Impulsverlustdicke
δ^{***}	Energieverlustdicke
ε	turbulente Dissipationsrate
η	Wirkungsgrad
η_i	innerer Wirkungsgrad

η_u	Umfangswirkungsgrad
$\delta\eta$	Wirkungsgradänderung
θ	Diffusoröffnungswinkel
κ	Karman-Konstante
μ	dynamische Viskosität
μ_t	Wirbelviskosität
ν	Nabenverhältnis
	kinematische Viskosität
ξ	Verlustbeiwert
ξ'	lokale Koordinate entlang der Profilsehne
ϱ	Dichte
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Konstanten im Turbulenzmodell
τ	Radialspaltweite
	Schubspannung
τ_w	Wandschubspannung
ϕ	beliebige Strömungsgröße
	Durchflußzahl
$\vec{\varphi}$	Vektor der biquadratischen Ansatzfunktionen
$\vec{\psi}$	Vektor der bilinearen Ansatzfunktionen
ψ_s	isentrope statische Druckziffer

Untergesetzte Zeichen:

CL	Kanalmitte
D	Diffusor
g	Gehäuse
ges	gesamt
i	innere
	idealer Diffusor
max	maximal
n	Nabe
P	Profil
rel	relaxiert
s	isentrop
S	Sekundär
Sp	Spalt
t	Totalzustand
	turbulent
u	Umfangsrichtung
	Umfangskomponente
w	Wand
x	axiale Richtung
z	Richtung normal zur Seitenwand
0	Zustand vor dem Leitgitter
1	Zustand nach dem Leitgitter, Zustand vor dem Laufgitter
2	Zustand nach dem Laufgitter, Zustand am Diffusoreintritt

$2D$	ebene Strömung
3	Zustand am Diffusoraustritt, Umgebungszustand

Übergesetzte Zeichen:

$(.)'$	Leitgitter
	turbulente Schwankungsgröße
$(.)''$	Laufgitter
$\overline{(.)}$	zeitlich gemittelte Größe
	über der Teilung gemittelte Größe
$\overline{\overline{(.)}}$	über der Austrittsmeßebene gemittelte Größe

Abkürzungen:

LE	Leitgitter
LA	Laufgitter
DS	Schaufeldruckseite
SS	Schaufelsaugseite
HuD	druckseitiger Zweig des Hufeisenwirbels
HuS	saugseitiger Zweig des Hufeisenwirbels
K	Kanalwirbel
E	Eckenwirbel
Hi	Hinterkantenwirbel
Sp	Spaltwirbel

Kapitel 1

Einleitung

Im Bereich der thermischen Energieerzeugung hat die Bedeutung der Gasturbine in den letzten Jahren stark zugenommen. Auf Grund von strengeren Emissionsauflagen sowie knapper werdenden Primärenergieressourcen steht dabei in der Gasturbinenentwicklung der anhaltende Trend zu höheren thermischen Wirkungsgraden und höheren Einheitsleistungen im Vordergrund. Diese beiden Ziele können durch verschiedene Maßnahmen, welche häufig auch in Kombination Anwendung finden, erreicht werden.

Eine Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur führt bei festgehaltenem Prozeßdruckverhältnis zu einem Anstieg von spezifischer Nutzarbeit und thermischem Wirkungsgrad. Diese Entwicklungsrichtung ist durch Verbesserungen bei den Schaufelwerkstoffen und Erhöhung der Effizienz der Kühltechniken geprägt.

Eine weitere Möglichkeit bietet die Ausführung von Gasturbinenprozessen mit speziellen Schaltungen. Hier sei z.B. die in der letzten Zeit wieder aufgegriffene Möglichkeit der sequentiellen Verbrennung genannt, die besonders im Zusammenhang mit Kombianlagen Vorteile bietet.

Schließlich wird auch noch die Steigerung der Komponentenwirkungsgrade zur Anhebung von thermischem Wirkungsgrad und spezifischer Nutzarbeit des Gasturbinenprozesses herangezogen. Als aktuelle Forschungsgebiete sind hier zu nennen [15]:

- Einfluß der Schaufelkühlung auf die Strömung in Turbinengittern
- Instationäre Strömungen in Schaufelgittern
- Räumliche Strömungseffekte, hervorgerufen durch Sekundär- und Spaltströmungen
- Strömungstechnische Wechselwirkung von aufeinander folgenden Komponenten

Da es sich bei der Gasturbine um eine sog. Differenzleistungsmaschine handelt, wirken sich Änderungen in den Komponentenwirkungsgraden besonders stark auf die abgegebene Nutzleistung aus. Nimmt man bei einer einwelligen Gasturbine eine übliche Aufteilung der Turbinenleistung in zwei Drittel Verdichterleistung und ein Drittel Nutzleistung an, so ergibt z.B. eine Verbesserung der Turbinenleistung um 0,5% eine Anhebung der Nutzleistung um 1,5%. Eine ähnliche Überlegung läßt sich auch bzgl. einer Verbesserung des Verdichters anstellen. Eine Verringerung

der aufgenommenen Verdichterleistung um 0,5% führt zu einer um 1% größeren Nutzleistung der Gasturbine.

In jedem Fall wirkt sich eine Verbesserung der Komponentenwirkungsgrade von Turbine oder Verdichter sehr stark auf die abgegebene Nutzleistung der Gasturbine aus.

Kapitel 2

Aufgabenstellung

In der Einleitung wurde bereits auf den besonderen Einfluß der Komponentenwirkungsgrade auf die Nutzleistung der Gasturbine hingewiesen. Die strömungstechnische Güte von einzelnen Komponenten hat heute bereits einen hohen Stand erreicht. Ein erhebliches Verbesserungspotential erwartet man sich aber noch durch die Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen einzelnen Komponenten. Abbildung 2.1 zeigt den Meridianschnitt des thermischen Blockes einer Gasturbinenanlage. An Hand dieses Meridianschnittes lassen sich Komponenten, zwischen denen eine aerodynamische Wechselwirkung möglich ist, erkennen:

- Wechselwirkung zwischen Einströmgehäuse und erster Verdichterstufe
- Wechselwirkung zwischen einzelnen Lauf- und Leitreihen im Verdichter
- Wechselwirkung zwischen Verdichteraustritt und Verdichterdiffusor
- Wechselwirkung zwischen Brennkammer und Turbineneintritt
- Wechselwirkung zwischen einzelnen Leit- und Laufreihen in der Turbine
- Wechselwirkung zwischen letzter Turbinenstufe und Abgasdiffusor

In der vorliegenden Arbeit wird die Wechselwirkung zwischen letzter Turbinenstufe und Abgasdiffusor einer Gasturbine näher untersucht. Die Eintrittsebene des Abgasdiffusors entspricht der Austrittsebene der letzten Stufe des Turbinenteiles der Gasturbine. Daraus folgt, daß das Einströmgeschwindigkeitsfeld des Diffusors identisch ist mit dem Abströmgeschwindigkeitsfeld der letzten Turbinenstufe. Die beiden Komponenten Turbinenstufe und Abgasdiffusor stehen also in aerodynamischer Wechselwirkung. Strömungstechnische Veränderungen in der letzten Turbinenstufe wirken sich auf die Diffusorströmung aus und umgekehrt. Die Geschwindigkeitsverteilung hinter der Turbinenstufe ist nicht konstant, sondern wird durch verschiedene Effekte beeinflußt. An Hand von Abbildung 2.2 sollen die wesentlichen Eigenschaften des abströmseitigen Geschwindigkeitsfeldes erläutert werden. Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit der Darstellung ist in Abbildung 2.2 das Gehäuse nicht eingezeichnet.

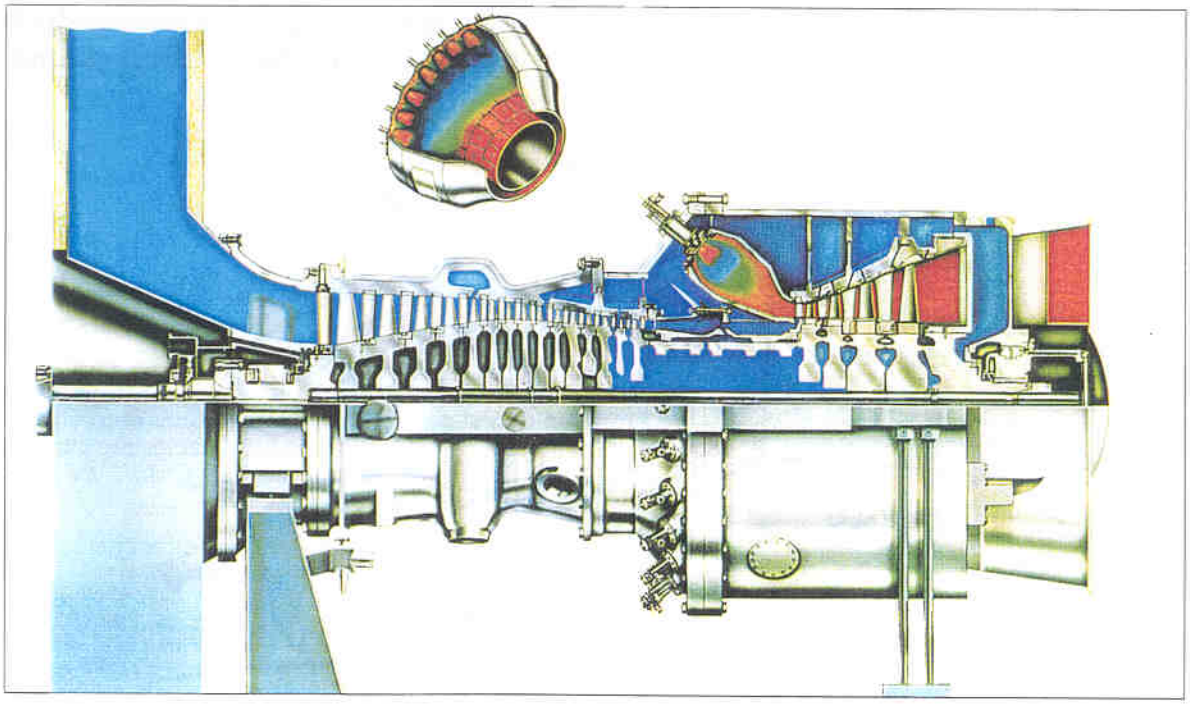

Abbildung 2.1: Meridianschnitt des thermischen Blockes einer Gasturbinenanlage

Je nach Auslegung und Last der Turbine weist das Geschwindigkeitsfeld hinter der Turbinenstufe einen mehr oder weniger starken Drall auf. Die Auslegung der Beschaufelung bestimmt die radiale Drallverteilung. Die Belastung der Turbine ist für Stärke und Richtung des Dralls verantwortlich. Der Fall der drallfreien Abströmung ist als möglicher Sonderfall zu berücksichtigen.

Weiters wirkt sich die Reibung des Strömungsmediums an den festen Wänden auf das abströmseitige Geschwindigkeitsfeld aus. In diese Gruppe fallen die Nachlaufdellen infolge der Profilgrenzschichten an Druck- und Saugseite der Laufschaufel sowie die Seitenwandgrenzschichten an Nabe und Gehäuse.

Schließlich kommt noch der Gruppe der Sekundärströmungseffekte eine Bedeutung zu. Sekundärströmungen liegen dann vor, wenn die Strömungsrichtung nicht mit der Richtung der ebenen ungestörten Gitterströmung zusammenfällt. Dazu zählen hauptsächlich die Kanalwirbel und der Spaltwirbel.

Neben diesen makroskopischen Einflüssen kommt auch noch der erhöhten Turbulenz hinter einer Turbinenstufe Bedeutung zu.

Das so entstehende komplexe räumliche Geschwindigkeitsfeld stellt dann das Einströmgeschwindigkeitsfeld für den nachfolgenden Diffusor dar. Im Diffusor wird die kinetische Energie der Zuströmung teilweise in Druck umgesetzt. Daraus läßt sich auch sogleich die Aufgabe des Abgasdiffusors hinter der Turbine erklären. Am Austritt des Diffusors ist der statische Druck durch den Umgebungsdruck fest vorgegeben. Der Druckanstieg im Diffusor bewirkt, daß der Druck am Diffusoreintritt kleiner als der Umgebungsdruck ist. Der Druck am Diffusoreintritt ist aber identisch mit dem Druck am Turbinenaustritt. Dieser verringerte Druck ergibt daher eine Erhöhung des

Enthalpiegefälles der Turbine gegenüber dem Fall der Turbine ohne Abgasdiffusor. Ein erhöhtes Enthalpiegefälle ist aber gleichzusetzen mit einer Vergrößerung der abgegebenen Turbinenarbeit.

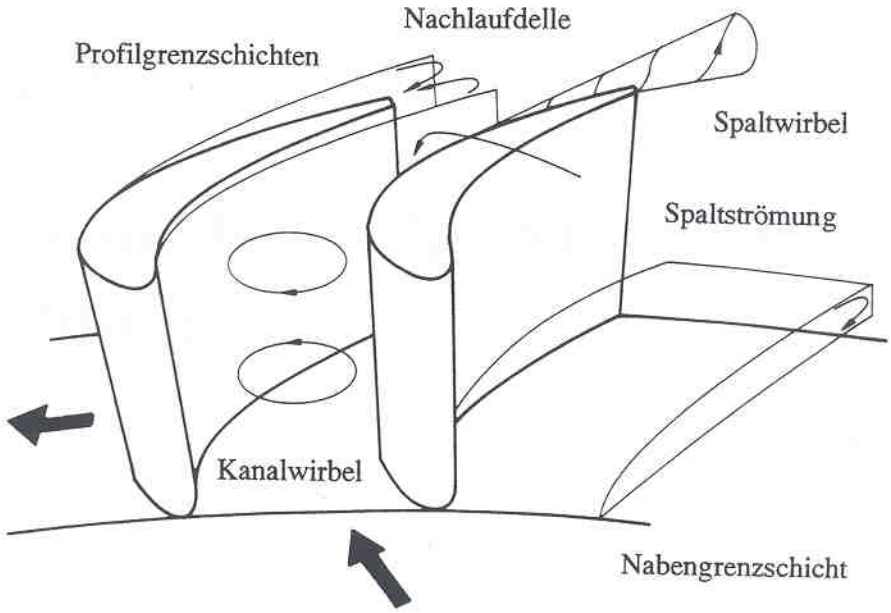

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der wesentlichen Teile des Geschwindigkeitsfeldes in einem Turbinenlaufgitter

In der vorliegenden Arbeit soll der Einfluß der radialen Rotorspaltweite auf die Wechselwirkung zwischen Turbinenstufe und Abgasdiffusor untersucht werden. Aus Gründen der Betriebssicherheit ist zwischen den frei endenden Laufschaufeln und dem Gehäuse ein gewisses Mindestspiel erforderlich. Dieses Spiel wird in der Regel "so klein wie möglich" ausgeführt. Eine Vergrößerung des Radialspieles führt grundsätzlich zu erhöhten Verlusten in der Turbinenstufe. Einerseits nimmt ein Teil des Massenstromes nicht an der Arbeitsumsetzung in der Turbine teil, andererseits führen die durch den Spaltwirbel hervorgerufenen Sekundärströmungen zu zusätzlichen Verlusten. Neben diesem Anstieg der Verluste hat die Vergrößerung der Radialspaltweite aber auch noch einen zweiten, positiven Effekt. Das abströmseitige Geschwindigkeitsfeld wird beeinflußt, in der Weise daß sich in der Nähe der Gehäusewand eine Zone mit hoher axialer Strömungsgeschwindigkeit ausbildet (Wandstrahl).

Es ist bekannt, daß der Druckrückgewinn eines Diffusors bei festgehaltenen Abmessungen umso größer wird, je mehr kinetische Energie in der Zuströmung vom Kernbereich in Richtung der Wände verlegt wird. Eine Vergrößerung des Druckrückgewinnes wirkt sich aber wiederum in einer Erhöhung der abgegebenen Turbinenarbeit aus.

Es stellt sich daher die Frage, ob für eine Kombination aus Turbinenstufe und nachgeschaltetem Diffusor Radialspaltweiten existieren, für die der verbesserte Diffusorrückgewinn den Verlust infolge der Rotorspaltströmung überwiegt. Eine einfache analytische Abschätzung deutet darauf hin, daß hinsichtlich der abgegebenen Arbeit einer Turbinenstufe mit nachfolgendem Diffusor eine optimale Radialspaltweite existiert [54]. Das Ziel dieser Arbeit ist ein Beitrag zur Klärung dieser Fragestellung.

Kapitel 3

Literaturübersicht, Stand der Forschung

In diesem Kapitel soll an Hand einer Literaturübersicht der Stand der Forschung für die drei Teilgebiete

- Radialspaltströmung in axialen Turbinenstufen,
- Diffusoren mit unterschiedlichen Eintrittsbedingungen,
- Zusammenwirken von Turbinenstufe und Diffusor

zusammengefaßt werden.

3.1 Radialspaltströmung in axialen Turbinenstufen

In einer Turbomaschine machen die durch die Radialspalte zwischen frei endenden Schaufeln und Gehäuse bzw. Nabe verursachten Spaltverluste etwa ein Drittel der gesamten Verluste aus [14]. Die Erfassung dieser Spaltverluste erfolgte anfänglich mittels Korrelationen zwischen der Spaltweite und dem Leistungs- bzw. Wirkungsgradabfall der Turbine. Diese Korrelationen wurden durch Messungen an ausgeführten Turbinen bzw. Modellturbinen gewonnen und waren daher nur für eine bestimmte Maschinentype gültig. Eine Absenkung der Spaltverluste setzt tiefergehende Kenntnisse der strömungsmechanischen Vorgänge im Bereich der frei endenden Schaufeln voraus. Die dafür notwendigen Untersuchungen wurden und werden häufig an ruhenden Schaufelgittern in sog. Schaufelgitterwindkanälen durchgeführt.

Von den frühen Arbeiten auf diesem Gebiet seien hier jene von *Hubert* und *Bauermeister* [26] genannt. Es handelt sich dabei um Strömungsmessungen mittels pneumatischer Sonden an ebenen Turbinen- und Verdichtergittern, bestehend aus NACA 8410-Profilen. Diese Profile weisen eine sehr geringe Umlenkung auf und sind daher für Turbinengitter eher untypisch.

Moore und *Tilton* [38] sowie *Dishart* und *Moore* [16] untersuchten die Spaltströmung in einem geraden Turbinengitter mit starker Umlenkung. Als Schaufelgitter wurde dabei die sog.

VPI&SU-Cascade (Virginia Polytechnic Institute and State University) verwendet, an der erstmals von *Langston et al.* [33] umfangreiche Sekundärströmungsmessungen (ohne Radialspalt) durchgeführt wurden. Auf Grund der starken Umlenkung (110°) kann dieses Gitter aber als nicht unbedingt typisch für den Außenschnitt eines Laufgitters einer axialen Turbine angesehen werden.

Von *Sjolander* und Mitarbeitern (Carleton University, Ottawa, Kanada) wurden in den letzten Jahren detaillierte Meßergebnisse über ein gerades Turbinengitter mit verschiedenen Radialspaltweiten veröffentlicht. Das Turbinengitter entstammt dem Außenschnitt der Laufreihe einer modernen Gasturbine. Da für die weiteren Untersuchungen diese Gittergeometrie herangezogen wurde, sollen an dieser Stelle die bisherigen Meßergebnisse zusammengefaßt werden.

Für fünf verschiedene Spaltweiten wurden Profildruckverteilungsmessungen sowie Strömungsvisualisierungen durchgeführt [47]. Die Messungen umfaßten einen Bereich $\tau/s = 0$ bis $2,86\%$. Es bedeuten τ die Radialspaltweite und s die Sehnenlänge des Profiles. Dabei wurde erstmals das Auftreten von mehreren diskreten Spaltwirbeln bei größeren Spaltweiten beobachtet. Die Druckverteilung wird durch die Spaltströmung nur im Bereich der Schaufelspitze beeinflußt. Der restliche Teil der Profildruckverteilung ist, vor allem auf der Druckseite, von der Spaltströmung unbeeinflußt.

Weiters wurde mit einer stark miniaturisierten Dreilochsonde die Strömung innerhalb des Radialspaltes vermessen [55]. Um die versperrende Wirkung der Sonde zu begrenzen wurden drei Spaltweiten im oberen Bereich ($\tau/s = 2,0$ bis $3,2\%$) untersucht. Das Strömungsfeld innerhalb des Spaltes läßt sich in eine Ablöseblase an der Schaufelspitze und in einen Bereich mit hoher Geschwindigkeit unterteilen. Vor allem letzterer ist praktisch für den gesamten Spaltmassenstrom verantwortlich. Als die die Spaltströmung treibende Kraft wurde die ungestörte Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite der Schaufel erkannt. Die starke Beschleunigung der Strömung am Spalteintritt normal zur Profilsehne führt zu einer sehr dünnen Grenzschicht an der Seitenwand. In Richtung der Profilsehne findet keine wesentliche Beschleunigung der Strömung statt. Die gemessenen Durchflußbeiwerte, die das Verhältnis von tatsächlichem zu theoretischem Spaltmassenstrom darstellen, liegen im Bereich von $C_D \approx 0,6$ bis $0,8$.

Das abströmseitige Geschwindigkeitsfeld wurde für vier verschiedene Spaltweiten ($\tau/s = 1,5$ bis $5,5\%$) mit Hilfe einer pneumatischen Siebenlochsonde untersucht [57]. Neben einer Meßebene unmittelbar am Gitteraustritt wurden zwei weitere Ebenen im Abstand von 1,0 bzw. 1,56 axialen Sehnenlängen hinter dem Gitter vermessen. Entgegen den Ergebnissen der Profildruckmessungen konnte auch bei den größeren Spaltweiten nur ein einziger Spaltwirbel festgestellt werden. Der Spaltwirbel, der aus einem Starrkörperwirbel und aus einem Potentialwirbel zusammengesetzt ist, hat am Gitteraustritt bereits einen rotationssymmetrischen Zustand erreicht. Auf Grund der Mischung nimmt stromabwärts der Durchmesser des Wirbelkernes zu, die maximale Tangentialgeschwindigkeit entsprechend ab. Die Meßergebnisse bestätigen weiters die auch schon von anderen Autoren vertretene Theorie des sog. "verbleibenden Auftriebs" (Retained Lift) [32]. Im Gegensatz zum Tragflügel endlicher Streckung ist bei der Turbinenschaufel die Zirkulation des Spaltwirbels geringer als die an das Profil gebundene Zirkulation.

Besondere Bedeutung kommt den durch den Radialspalt erhöhten Strömungsverlusten im Turbinengitter zu. Zu ihrer experimentellen Bestimmung wurde mit Hilfe der oben erwähnten Siebenlochsonde das Strömungsfeld in zwei Ebenen hinter dem Gitter vermessen (x/s_x =1,03 und 2,0) [56]. Es sind x die Koordinate normal zur Gitterfront gemessen vom Gittereintritt und s_x die axiale Sehnenlänge des Profiles. Es wurden fünf verschiedene Spaltweiten (τ/s=0 bis 5,5%)

untersucht. Durch Einbeziehung der Spaltweite null konnte der durch den Kanalwirbel hervorgerufene Sekundärverlust bestimmt werden. Die Strömungsverluste nehmen erwartungsgemäß mit steigender Spaltweite zu. Dabei konnte beobachtet werden, daß in der Meßebene x/s_x=1,03 der Endwert des Verlustes noch nicht erreicht ist. Es tritt dagegen hinter dem Gitter eine Mischung des Spaltwirbels und damit ein weiterer Verlustanstieg auf. In der Meßebene x/s_x=2,0 ist die Mischung praktisch abgeschlossen und der Endwert des Verlustes erreicht. Die im Radialspalt direkt entstehenden Verluste haben am Gesamtverlust nur geringen Anteil. Ein Vergleich der Meßergebnisse mit bekannten halbempirischen Spaltverlustkorrelationen ergibt teilweise erhebliche Abweichungen.

Bei den bisher genannten Untersuchungen wurde ein wichtiges Detail, nämlich die in der realen Turbine auftretende Relativbewegung zwischen Laufschaufel und Gehäusewand nicht berücksichtigt. Bei der Turbine ist die Relativbewegung der Gehäusewand entgegen der treibenden Druckdifferenz am Spalt gerichtet, beim Verdichter ist das Gegenteil der Fall. Die Radialspaltströmung wird daher durch die Relativbewegung der Seitenwand bei der Turbine gebremst, beim Verdichter entsprechend verstärkt. Im ebenen Gitterwindkanal wurde die Bewegung zwischen Gitter und Wand durch ein umlaufendes Band simuliert [58], [59]. Die Bandgeschwindigkeit wurde so eingestellt, daß Werte von 60% und 100% der Durchflußzahl $\phi = c_x/u$ der realen Turbine verwirklicht sind. Es bedeuten c_x die Axialgeschwindigkeit und u die Umfangsgeschwindigkeit in der Turbinenstufe. Der Sonderfall der ruhenden Wand ist für Vergleichszwecke ebenfalls berücksichtigt. Für die Spaltweiten τ/s=1,5%, 2,4% und 3,8% wurde die Profildruckverteilung in Schaufelmitte sowie in der Nähe der Schaufelspitze ermittelt. Nachlaufmessungen mittels einer Siebenlochsonde in den Ebenen 0,475 und 0,96 axiale Sehnenlängen hinter dem Gitter wurden für die Spaltweiten τ/s=2,4% und 3,8% durchgeführt. Um die Versperrungswirkung der Sonde gering zu halten wurden nur für die größte Spaltweite τ/s=3,8% Strömungsmessungen innerhalb des Radialspaltes mit Hilfe einer Dreilochsonde durchgeführt. Dabei konnte festgestellt werden, daß die Relativbewegung der Seitenwand zu einer Absenkung des Spaltmassenstromes führt. Der Grund dafür liegt nicht, wie zu erwarten, in der Schleppwirkung der Wand innerhalb des Spaltes. Da dort die Grenzschicht sehr dünn ist, ist dieser Einfluß von untergeordneter Bedeutung. Vielmehr bewirkt die Bewegung der Wand eine Absenkung der am Spalt wirksamen Druckdifferenz. Hervorgerufen wird diese verminderte Druckdifferenz durch einen abgeschwächten Spaltwirbel, der außerdem näher zur Saugseite hin transportiert wird. Gleichzeitig wird der Kanalwirbel verstärkt und ebenfalls näher zur Saugseite hin verschoben.

In einer weiteren Versuchsreihe wurde für drei verschiedene Radialspaltweiten (τ/s=0%, 1,5% und 5,5%) der Einfluß der Dicke der Zuströmgrenzschicht auf die Verluste im Turbinengitter untersucht [10]. Dabei wurden zwei verschiedene Grenzschichtdicken (δ_1^*/s=1,5% und 4%) simuliert. Die Größe δ_1^* ist die Verdrängungsdicke der Zuströmgrenzschicht. Die Messung wurde mittels einer Siebenlochsonde 0,475 axiale Sehnenlängen hinter dem Schaufelgitter durchgeführt. Es zeigte sich, daß sowohl beim Gitter ohne Radialspalt, als auch beim Gitter mit Radialspalt der Gesamtverlust unabhängig von der Dicke der Zuströmgrenzschicht ist. Auch die einzelnen Komponenten selbst (Profilverlust, Sekundärverlust, Spaltverlust) bleiben bei einer Änderung der Grenzschichtdicke unbeeinflußt. Die örtliche Lage von Kanal- und Spaltwirbel wurde auf Grund der unterschiedlichen Drehrichtung der beiden Wirbel bestimmt. Dabei zeigte sich, daß der mit dem Kanalwirbel verbundene Sekundärverlust bei zunehmender Radialspaltweite absinkt. Diese Beobachtung steht im Gegensatz zur üblichen Vorgangsweise von linearer Überlagerung der einzelnen Verlustkomponenten.

In den letzten Jahren wurden die experimentellen Arbeiten im Gitterwindkanal mehr und mehr

durch numerische Untersuchungen ergänzt und auch teilweise ersetzt. Anfänglich stand dabei die zweidimensionale reibungsfreie Gitterströmung im Vordergrund. Diese Arbeiten wurden später durch dreidimensionale reibungsbehaftete Simulationen erweitert. Durch die starke Steigerung der Leistungsfähigkeit der numerischen Strömungsberechnungsverfahren ist es in letzter Zeit möglich geworden, auch den Radialspalt in diese Berechnungen mit einzubeziehen. Auf Grund des starken Größenunterschiedes zwischen Spaltweite und Schaufelhöhe gestaltet sich die Gittergenerierung relativ schwierig. Die hohe Anzahl an erforderlichen Gitterpunkten versucht man oft durch eine Reduktion der zu berechnenden Größen zu kompensieren. D.h., die Strömung wird häufig als laminar betrachtet [53], oder es wird ein einfaches Turbulenzmodell verwendet [8], [9], [12], [25], [37]. Die laminare Näherung trifft im unmittelbaren Bereich des Radialspaltes sehr gut zu, die reguläre Gitterströmung wird aber dadurch nur unzureichend beschrieben. Andere Berechnungsverfahren führen zu einer starken Verzerrung der Spaltgeometrie (Thin-Blade Approximation) [12], [22], [31], [41]. Die dadurch entstehenden Fehler sind bei den dickeren Turbinenprofilen naturgemäß höher als bei den schlankeren Verdichterprofilen.

Die numerischen Strömungsberechnungsverfahren sind im allgemeinen in der Lage, das stark dreidimensionale Strömungsfeld im Bereich des Radialspaltes qualitativ zu erfassen. Eine genaue Vorhersage der damit verbundenen Verluste ist aber, nicht zuletzt wegen des Problems der Turbulenzmodellierung, üblicherweise nicht möglich.

3.2 Diffusoren mit unterschiedlichen Eintrittsbedingungen

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten experimentellen Erkenntnisse über die Strömung in Diffusoren zusammengefaßt. Als Eintrittsgeschwindigkeitsfelder kommen dabei hauptsächlich solche, die durch eine Einlaufströmung erzeugt werden, zur Anwendung. Entsprechend der vorliegenden Aufgabenstellung werden aber auch Geschwindigkeitsverteilungen, wie sie hinter einer axialen Turbinenstufe vorliegen, betrachtet. Abschließend werden einige numerische Untersuchungen der Diffusorströmung hinter Axialturbinen beschrieben.

Unter einem Diffusor (Unterschalldiffusor) versteht man einen Strömungskanal, dessen Querschnittsfläche in Strömungsrichtung zunimmt. Die aerodynamische Funktion eines Diffusors besteht in der Umwandlung von kinetischer Energie in potentielle Energie, d.h., unter Reduktion der Geschwindigkeit soll möglichst verlustarm ein Druckanstieg erzielt werden. Zur Charakterisierung der möglichen Drucksteigerung in einem Diffusor wird häufig der sog. Druckrückgewinnfaktor C_{pD} herangezogen. Der Druckrückgewinnfaktor ist definiert als das Verhältnis der statischen Druckdifferenz zwischen Diffusoraustritt (Ebene 3) und -eintritt (Ebene 2) zum dynamischen Druck am Eintritt in den Diffusor (Abbildung 3.1)

$$C_{pD} = \frac{p_3 - p_2}{\frac{1}{2}\varrho c_{2x}^2}. \tag{3.1}$$

In der Literatur finden sich verschiedene Methoden zur Mittelung von örtlich ungleichmäßig verteilten Strömungsgrößen [17], [18], [27]. In dieser Arbeit werden für die statischen Drücke die über den jeweiligen Querschnitt mit der Massenstromdichte gewogenen Mittelwerte verwendet. Die Geschwindigkeit c_{2x} ist die sich aus dem Volumenstrom und der Querschnittsfläche am Eintritt ergebende mittlere axiale Geschwindigkeit. Tritt im Diffusor keine Stromlinienkrümmung auf, so ist der statische Druck praktisch konstant über den Querschnitt verteilt.

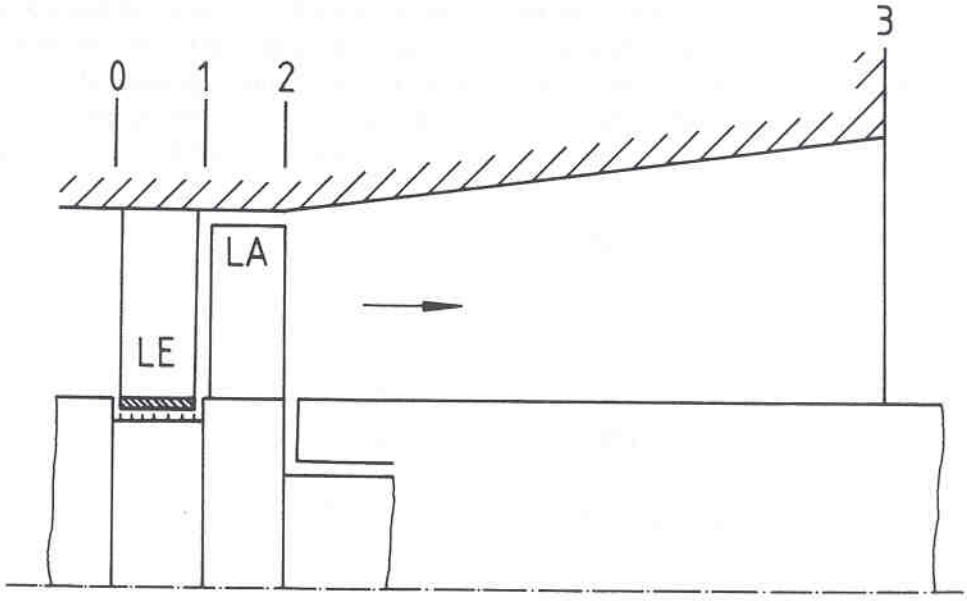

Abbildung 3.1: Lage der Kontrollebenen in Turbinenstufe und Abgasdiffusor, LE Leitschaufelreihe, LA Laufschaufelreihe

Der Druckrückgewinnfaktor C_{pD} eines Diffusors wird häufig dem idealen Druckrückgewinnfaktor C_{pDi} bei reibungsfreier Strömung gegenübergestellt. Unter der Voraussetzung von inkompressibler Strömung ist der ideale Druckrückgewinnfaktor nur vom Flächenverhältnis AR abhängig und beträgt

$$C_{pDi} = 1 - \frac{1}{AR^2}. \tag{3.2}$$

Das Flächenverhältnis AR ist definiert als das Verhältnis von Diffusoraustrittsfläche A_3 zu Diffusoreintrittsfläche A_2

$$AR = \frac{A_3}{A_2}. \tag{3.3}$$

Die einfachsten Diffusorgeometrien sind solche mit gerader Achse und ebenen Wänden. Als einfachste Querschnittsform kommt dabei das Rechteck in Frage. Weist das Rechteck außerdem noch ein großes Verhältnis von Breite zu Höhe auf, so kann die Strömung im Diffusor in guter Näherung als ebene Strömung angesehen werden. Detaillierte experimentelle Untersuchungen an solchen Diffusoren wurden von *Reneau et al.* [43] durchgeführt. Mit der Angabe der Flächenerweiterung in Form des Flächenverhältnisses AR und einer weiteren dimensionslosen Größe, z.B. die auf die Eintrittshöhe bezogene Diffusorlänge L/h_2, ist die Diffusorgeometrie vollständig festgelegt. Der Öffnungswinkel θ ergibt sich aus den beiden dimensionslosen Größen.

Bei den durchgeführten Versuchen war das Verhältnis von Breite zu Höhe des Eintrittsquerschnittes größer als acht, sodaß der Einfluß der parallelen Seitenwände vernachlässigt werden kann. Auf Grund der niedrigen Eintrittsmachzahlen kann weiters die Strömung als inkompressibel angesehen werden. Die Diffusorreynoldszahlen lagen mit $Re_{D,2,CL} \geq 5.10^4$ in einem Bereich, wo turbulente Strömung vorliegt und Reynoldszahleinflüsse ausgeschlossen werden können. Die Diffusorreynoldszahl wird dabei mit der Einströmgeschwindigkeit in Kanalmitte $c_{2,CL}$ und der Eintrittshöhe h_2 des Diffusors gebildet

$$Re_{D,2,CL} = \frac{c_{2,CL} h_2}{\nu}. \tag{3.4}$$

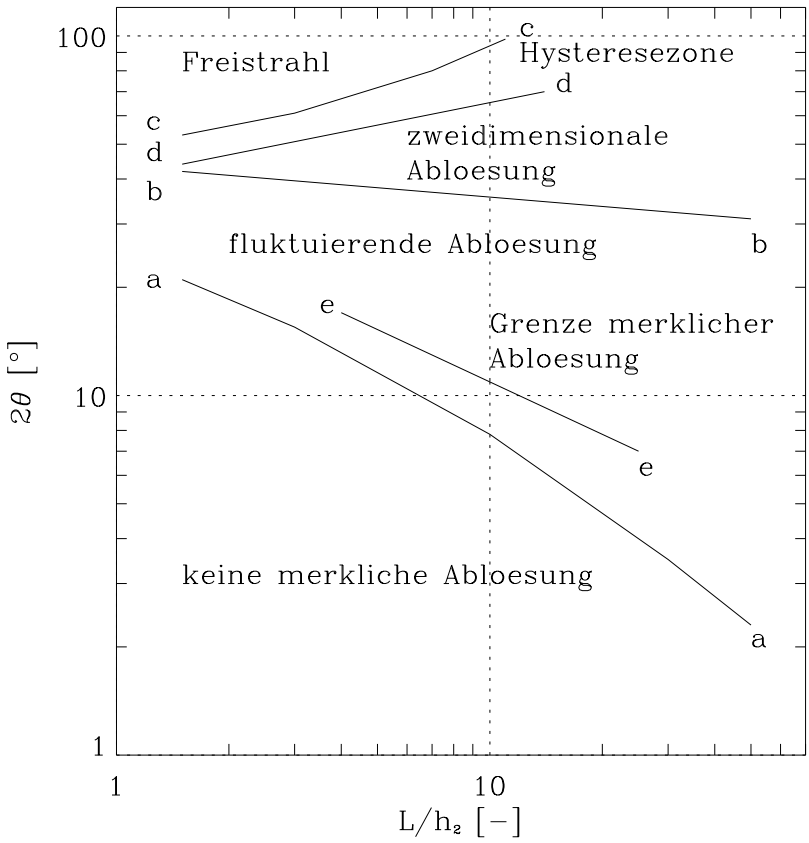

Abbildung 3.2: Strömungszustände in geraden Diffusoren bei ebener Strömung [43]

Abhängig von der Diffusorgeometrie stellen sich im Diffusor vier unterschiedliche Strömungszustände ein (Abbildung 3.2). Betrachtet man einen Diffusor mit festgehaltenem Verhältnis L/h_2, so tritt bei kleinen Öffnungswinkeln keine merkliche Ablösung auf. Bei einer Vergrößerung des Diffusoröffnungswinkels kommt es zum Auftreten von fluktuierenden Ablösungen. In der instationären Strömung bilden sich Ablösegebiete, die dann von der Diffusorströmung ausgewaschen werden. Wird der Öffnungswinkel weiter gesteigert, so stellt sich eine zweidimensionale Ablösung ein. Die Strömung folgt einer Diffusorwand, an der gegenüberliegenden Wand tritt

Ablösung auf und es entsteht ein großräumiges Rückströmgebiet. Diese Strömungsform ist wieder stationär. Schließlich löst bei einer weiteren Steigerung des Öffnungswinkels die Strömung von beiden Diffusorwänden ab. Es entsteht ein Freistrahl mit zwei Rückströmgebieten.

Entsprechend dem Strömungszustand kann die tatsächliche Flächenerweiterung der Strömung wesentlich unter dem geometrischen Flächenverhältnis AR liegen. Da der Druckrückgewinn von der Querschnittserweiterung der Strömung abhängig ist, läßt sich eine Zuordnung zwischen Strömungszustand und erzielbarem Druckrückgewinn herstellen. Im Bereich der Diffusorströmung ohne merkliche Ablösung nimmt der Druckrückgewinn mit steigendem Öffnungswinkel zu. Die höchsten Druckrückgewinne werden bei beginnender Ablösung erzielt. Bei weiterer Steigerung des Öffnungswinkels fällt der Druckrückgewinn und bleibt beim Auftreten eines Freistrahles schließlich konstant.

Neben der Diffusorgeometrie wurde von *Reneau et al.* [43] auch das Geschwindigkeitsfeld am Diffusoreintritt insoferne variiert, daß durch verschieden lange Zulaufstrecken unterschiedliche Zuströmgrenzschichtdicken erzeugt wurden. Zur Charakterisierung der Zuströmgrenzschichtdicke wird die sog. Versperrung B_2 (Blockage) verwendet. Die Versperrung ist definiert als die durch die Verdrängungsdicken versperrte Fläche dividiert durch die Gesamtfläche. Für den ebenen Diffusor kann dieses Verhältnis als

$$B_2 = \frac{2\delta_2^*}{h_2} \tag{3.5}$$

angeschrieben werden. Die untersuchten Eintrittsversperrungen betrugen B_2=0,007 bis 0,05. Dabei zeigte sich, daß bei einem Diffusor mit festgehaltener Geometrie der Druckrückgewinn mit abnehmender Eintrittsversperrung zunimmt. Diese Erscheinung hängt mit der Verteilung der kinetischen Energie am Diffusoreintritt zusammen. Das Geschwindigkeitsfeld am Diffusoreintritt besteht aus einer Zone mit konstanter Geschwindigkeit und den beiden benachbarten Grenzschichten. Eine Verkleinerung der Versperrung bedeutet, daß die beiden Grenzschichten dünner werden, die kinetische Energie der wandnahen Strömung gleichzeitig zunimmt. Die Strömung mit höherer kinetischer Energie kann einem größeren positiven Druckgradienten in Strömungsrichtung standhalten ohne abzulösen. Bei festgehaltener Diffusorgeometrie hat daher eine kleinere Eintrittsversperrung einen höheren Druckrückgewinn zur Folge.

Neben den Diffusoren mit Rechteckquerschnitt findet man auch Untersuchungen über solche mit Kreis- oder Kreisringquerschnitt. Die Diffusoren mit Kreisringquerschnitt werden auch als Nabendiffusoren bezeichnet und kommen hinter einer Axialturbine üblicherweise zur Anwendung. Während Diffusoren mit Kreisquerschnitt ebenfalls durch zwei dimensionslose geometrische Größen beschrieben werden und ähnliche Ergebnisse wie für Diffusoren mit Rechteckquerschnitt gelten [44], erfordern die Nabendiffusoren eine nähere Erläuterung.

Detaillierte experimentelle Untersuchungen an Nabendiffusoren wurden von *Sovran* und *Klomp* [48] durchgeführt. Die untersuchten Diffusoren weisen gerade Achsen und gerade Meridiankonturen auf. Zur Beschreibung der Geometrie solcher Diffusoren sind vier dimensionslose Größen notwendig:

- Flächenverhältnis AR
- Dimensionslose Diffusorlänge $\frac{L}{h_2}$

- Innerer Öffnungswinkel (Nabe) θ_n
- Äußerer Öffnungswinkel (Gehäuse) θ_g

Sovran und *Klomp* [48] fanden, daß nur die beiden Parameter Flächenverhältnis und dimensionslose Diffusorlänge einen wesentlichen Einfluß auf den Druckrückgewinn haben. Die beiden Öffnungswinkel sind nur von sekundärer Bedeutung. Die globale Verzögerung im Diffusor wird im wesentlichen vom Flächenverhältnis AR und von der dimensionslosen Diffusorlänge bestimmt. Als dimensionslose Diffusorlänge wurde L/h_2 gewählt, da die Eintrittshöhe $h_2 = r_{2g} - r_{2n}$ für Eintrittsnabenverhältnisse

$$\nu_2 = \frac{r_{2n}}{r_{2g}} \tag{3.6}$$

von eins bzw. null in die Eintrittshöhe des Rechteck- bzw. in den Eintrittsradius des Kreisdiffusors übergeht. Das Ergebnis der Untersuchung ist in einem Diffusordiagramm (Performance Chart) (Abbildung 3.3) zusammengefaßt.

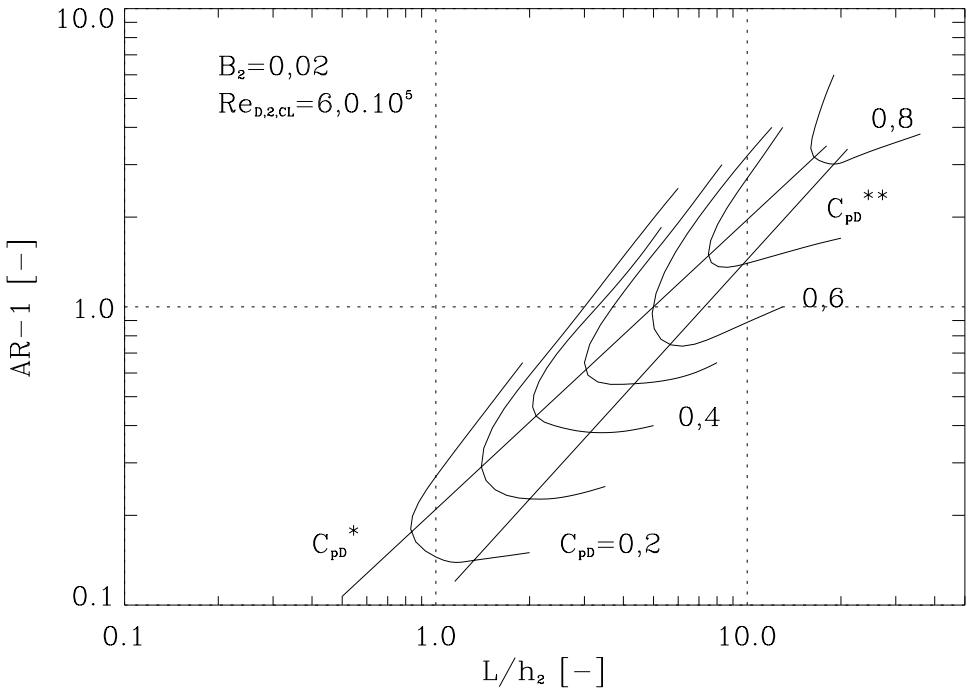

Abbildung 3.3: Diffusordiagramm für Kreisringdiffusoren [48]

Dort sind Linien mit konstantem Druckrückgewinnfaktor C_{pD} in einem Diagramm mit dimensionsloser Diffusorlänge und Flächenverhältnis als Koordinaten dargestellt. Außerdem sind in diesem Diagramm zwei Geraden eingetragen, die mit C^*_{pD} bzw. C^{**}_{pD} bezeichnet sind. Die Gerade C^*_{pD} beschreibt den maximalen Druckrückgewinn für Diffusorgeometrien mit festgehaltener dimensionloser Diffusorlänge. Man erkennt, daß eine Vergrößerung des Flächenverhältnisses über das Optimum hinaus einen starken Abfall des Druckrückgewinnes mit sich bringt. Die Gerade

C_{pD}^{**} dagegen beschreibt den maximal erzielbaren Druckrückgewinn für Diffusorgeometrien mit festgehaltenem Flächenverhältnis. Das Maximum verläuft hier wesentlich flacher. Die Versuche von *Sovran* und *Klomp* [48] wurden mit relativ dünnen Grenzschichtdicken am Eintritt ($B_2 = 0,02$) durchgeführt. Die Autoren gehen aber davon aus, daß ähnlich wie bei Diffusoren mit Rechteck- oder Kreisquerschnitt eine Vergrößerung der Zuströmgrenzschichtdicke eine Verminderung des Druckrückgewinnes bewirkt.

Die bis jetzt beschriebenen Diffusoren wiesen Eintrittsgeschwindigkeitsfelder auf, die im wesentlichen aus einer Kernzone mit konstanter Geschwindigkeit und aus Grenzschichten, welche sich aus der Vorlauflänge ergeben, zusammengesetzt sind. Außerdem handelte es sich um Parallelströmungen mit der Strömungsrichtung parallel zur Diffusorachse. Wie bereits erläutert, weicht das Geschwindigkeitsfeld hinter einer axialen Turbinenstufe wesentlich von dieser einfachen Verteilung ab. Eine näherungsweise Übereinstimmung läßt sich höchstens für den Bereich der Seitenwandgrenzschicht an der Nabe erkennen. Das restliche Gebiet hinter der Turbinenstufe wird durch die Nachlaufdellen sowie durch Sekundär- und Spaltwirbel bestimmt. Abhängig von Auslegung und Last der Turbine kann das Geschwindigkeitsfeld weiters einen mehr oder weniger starken Drall aufweisen. Für zwei dieser Effekte, nämlich Spaltströmung und Drall, läßt sich der Einfluß auf die Diffusorströmung zumindest qualitativ angeben.

Betrachtet man die über der Schaufelteilung gemittelten Abströmgrößen hinter einer Turbinenstufe mit frei endenden Laufschaufeln, so macht sich der Einfluß der Spaltströmung dadurch bemerkbar, daß sich in der Nähe der Gehäusewand eine schmale Zone mit hoher axialer Strömungsgeschwindigkeit ausbildet. Der Grund dafür liegt in der Minderumlenkung im Bereich des Radialspaltes. Eine solche Geschwindigkeitsverteilung wird üblicherweise als Wandstrahl bezeichnet. Untersuchungen an Rechteck- [1] und Kreisdiffusoren [40] zeigen übereinstimmend, daß der Wandstrahl am Diffusoreintritt zu einer Vergrößerung des Druckrückgewinnes führt. Bei festgehaltener Diffusorgeometrie wird der Druckrückgewinn umso größer, je größer das Verhältnis von maximaler Geschwindigkeit im Wandstrahl zu ungestörter Geschwindigkeit ist.

Experimentelle Untersuchungen an Kreisdiffsuoren mit drallbehafteter Zuströmung wurden von *Liepe* [35] durchgeführt. Dabei wurde der Drall durch feststehende Leiträder erzeugt. Es zeigte sich, daß je nach Drallverteilung eine Zu- oder Abnahme des Druckrückgewinnfaktors gegenüber dem Fall der drallfreien Zuströmung möglich ist. Ist die Umfangskomponente konstant über dem Radius, so führt eine Vergrößerung des Dralls immer zu einem Abfall des Druckrückgewinnes. Ist die Drallverteilung dagegen als Starrkörperrotation realisiert, so kommt es bei Vergrößerung des Dralls zuerst zu einem Anstieg des Druckrückgewinnes und erst bei einer weiteren Verstärkung des Dralls zu einem Abfall. Die Ursache dafür liegt in der Verteilung des statischen Druckes über dem Radius am Eintritt des Diffusors. Entsprechend dem radialen Gleichgewicht ist bei einer drallbehafteten Strömung der radiale Druckgradient größer als null. D.h., der statische Druck ist am Gehäuse größer als an der Nabe. Da die Nabenstromline eine größere Druckdifferenz als die Gehäusestromline zu überwinden hat, kommt es zuerst an der Nabe zur Ablösung. Die Höhe der Druckdifferenz zwischen Gehäuse und Nabe wird aber wiederum von der Drallverteilung beeinflußt. Ähnliche Angaben bzgl. Kreisdiffusoren mit drallbehafteter Zuströmung finden sich bei *McDonald et al.* [36]. Bei Verstärkung des Dralls (Starrkörperrotation) konnten sie ebenfalls zuerst einen Anstieg und anschließend einen Abfall des Druckrückgewinnes beobachten. Der günstige Einfluß des Dralles wird vor allem dann merklich, wenn bei gleicher Diffusorgeometrie und rein axialer Zuströmung Ablösung im Diffusor auftreten würde.

Wird der Drall der Diffusorzuströmung durch feste Leiteinrichtungen erzeugt, so ist das Diffusorverhalten aus Symmetriegründen selbstverständlich unabhängig von der Drallrichtung, so-

lange Verteilung und Stärke des Dralls für beide Richtungen identisch sind. Die Drallrichtung einer Gasturbinenabströmung hängt von der Belastung der Turbine ab. Die Regelung einer Gasturbine zur Stromerzeugung erfolgt durch Veränderung des zugeführten Brennstoffmassenstromes und damit der Turbineneintrittstemperatur. Auf Grund der geforderten konstanten Netzfrequenz ist die Turbinendrehzahl fest vorgegeben. Bei einer einwelligen Gasturbine mit einem Verdichter ohne verstellbare Leitreihen ist außerdem bei konstanten Umgebungsbedingungen der Luftmassenstrom konstant. Da der Brennstoffmassenstrom immer wesentlich kleiner als der Luftmassenstrom ist, liegt am Turbinenaustritt praktisch ein konstanter Abgasmassenstrom vor. Eine veränderte Turbineneintrittstemperatur wirkt sich über eine veränderte Dichte am Turbinenaustritt auf die Größe der axialen Geschwindigkeitskomponente aus. Ist die Turbinenabströmung bei Nennlast drallfrei, so stellt sich dadurch bei Teillast eine Mitdrall- und bei Überlast eine entsprechende Gegendrallabströmung aus der Turbine ein. Mitdrall bedeutet, daß die Umfangskomponente der Geschwindigkeit in Rotordrehrichtung zeigt, bei Gegendrall entsprechend dagegen. *Kruse* und *Quest* [28] sowie *Kruse et al.* [29] haben verschiedene Nabendiffusoren hinter einer axialen Turbinenstufe experimentell untersucht. Dabei wurde festgestellt, daß das Diffusorverhalten bei gleicher Drallstärke der Turbinenabströmung von der Drallrichtung abhängig ist. Leichter Gegendrall verbessert den Druckrückgewinn gegenüber dem Diffusor mit drallfreier Zuströmung. Mitdrall dagegen verursacht immer eine Nabenablösung und dadurch eine Verschlechterung des Druckrückgewinnes. Die Ursache liegt in den bei Mit- und Gegendrall unterschiedlichen Absolutstrombahnen innerhalb der Turbinenstufe. Bei drallfreier Abströmung und verstärkt bei Mitdrall ist die Durchströmung des Rotors durchgehend drallbehaftet. Der durch die Leitradumlenkung an der Nabe besonders gefährdete Bereich neigt zur Ablösung, wohingegen bei Gegendrall eine Richtungsänderung auftritt, die im Rotor einen Bereich axialer Durchströmung einschließt.

Einen umfangreichen Überblick über Diffusoren hinter Turbomaschinen geben *Suter* und *Girsberger* [50]. Die Haupteinflußgrößen, wie Flächenverhältnis, Eintrittsversperrung, Drall usw., werden diskutiert. Der Einfluß der Spaltströmung einer vorgeschalteten Turbinenstufe wird von den Autoren allerdings als eines der noch offenen Probleme angegeben.

Numerische Untersuchungen über Diffusoren hinter Axialturbinen beziehen sich hauptsächlich auf Diffusoren von ND-Dampfturbinen mit anschließendem Abdampfgehäuse. Bei den meisten ND-Dampfturbinen strömt der axial aus der Endstufe austretende Dampf in den Diffusor, wo er dann um fast 90° umgelenkt werden muß (Diagonaldiffusor), bevor er zum Abdampfgehäuse gelangt. In diesem letzten Strömungsabschnitt muß sich der Dampf im Außengehäuse verteilen, um anschließend durch den Kondensatorhals nach unten geführt zu werden. Diese Bauteile wurden in der Vergangenheit hauptsächlich in Modellversuchen experimentell untersucht. Die starke Steigerung der Leistungsfähigkeit der numerischen Strömungsberechnungsverfahren hat in letzter Zeit die Untersuchung dieser sehr komplexen räumlichen Strukturen möglich gemacht. *Tindell et al.* [51] untersuchten unter Anwendung eines numerischen Strömungsberechnungsverfahrens die Strömung in Diffusor und Abdampfgehäuse einer ND-Dampfturbine. Als Turbulenzmodell wurde das algebraische Modell von *Baldwin* und *Lomax* [2] verwendet. Hauptsächlich sollte dabei der Einfluß von zwei verschiedenen Diffusorlängen auf die Strömung untersucht werden. Als Eintrittsrandbedingungen wurden zwei typische Geschwindigkeitsverteilungen, wie sie am Austritt einer ND-Dampfturbine auftreten, verwendet. Die Rotorspaltströmung wurde dabei nicht berücksichtigt. Die Berechnungen liefern ein stark dreidimensionales Geschwindigkeitsfeld, wie es auf Grund der komplexen Geometrie von Diffusor und Abdampfgehäuses zu erwarten ist. Die Strömung wird von der Form des Geschwindigkeitsfeldes am Diffusoreintritt stark beeinflußt.

Nach den Angaben der Autoren wird der in diesem Bauteil auftretende Strömungsverlust durch die Rechnung gut wiedergegeben.

Die Strömung in einem Diagonaldiffusor einer ND-Modellturbine wurde von *Krückels et al.* [30] numerisch untersucht. Als Rechenmethode wurde ein Eulerverfahren mit einem verteilten Verlustmodell und dem Turbulenzmodell von *Baldwin* und *Lomax* [2] eingesetzt. Die Strömung wurde als stationär und rotationssymmetrisch vorausgesetzt. Als Eintrittsrandbedingungen wurden die hinter der ND-Modellturbine bei den drei Radialspaltweiten τ/s=4,38%, 9,33% und 12,47% gemessenen Geschwindigkeitsfelder verwendet. Bei der kleinsten Spaltweite, welche der Auslegung der Beschaufelung entspricht, tritt an der Diffusoraußenkontur Ablösung auf. Der Druckrückgewinnfaktor ist mit C_{pD}=0,09 entsprechend gering. Die Vergrößerung der Radialspaltweite führt über den intensiveren Wandstrahl zu einer Energetisierung der Grenzschicht an der Diffusoraußenkontur. Es tritt keine Ablösung mehr auf und der Druckrückgewinnfaktor ist mit C_{pD}=0,32 bzw. C_{pD}=0,31 deutlich höher.

Die numerische Untersuchung der Strömung im Abgasdiffusor einer axialen Gasturbine wurde von *Baskharone* [4] durchgeführt. Es handelt sich dabei um einen Nabendiffusor mit konturierter Nabe bzw. konturiertem Gehäuse. Das Flächenverhältnis betrug AR=1,61, die dimensionslose Diffusorlänge L/h_2=3,70. Die inkompressible stationäre rotationssymmetrische Strömung wurde mit Hilfe der Methode der Finiten-Elemente berechnet. Zur Turbulenzmodellierung wurde ebenfalls das algebraische Modell von *Baldwin* und *Lomax* [2] eingesetzt. Die Eintrittsrandbedingung wurde durch ein homogenes Geschwindigkeitsfeld mit $B_2 \approx 0,05$ stark idealisiert angenommen. Hauptsächlich wurde der Einfluß von unterschiedlichen Drallstärken, entsprechend den unterschiedlichen Belastungen der Turbine, untersucht. Es zeigte sich, daß der Drall in jedem Fall eine Absenkung des Druckrückgewinnes gegenüber dem Fall der drallfreien Zuströmung bewirkt. Bei großem Drallwinkel wird die im Versuch bereits festgestellte Nabenablösung rechnerisch bestätigt.

3.3 Zusammenwirken von Turbinenstufe und Diffusor

Die bis jetzt zusammengefaßten Ergebnisse aus der Literatur betreffen die beiden Einzelkomponenten Turbinenstufe bzw. Nabendiffusor. Bei der Turbinenstufe wirkt sich der radiale Schaufelspalt sowohl auf die Verluste als auch auf das Geschwindigkeitsfeld am Stufenaustritt aus. Bei den Diffusoruntersuchungen gilt es, dieses Geschwindigkeitsfeld als Einströmgeschwindigkeitsfeld für den Diffusor zu erzeugen. Spezielle Einzeleffekte (z.B. Spaltströmung oder Drall) lassen sich dabei durch feststehende Leiteinrichtungen oder spezielle Strömungsführungen erzielen. Eine wirklichkeitsgetreue Diffusorzuströmung kann aber letztendlich nur durch das Vorschalten einer kompletten Turbinenstufe realisiert werden. Das ist speziell auch dann notwendig, wenn die Rückwirkung des Diffusors auf die Strömung in der Turbinenstufe mitberücksichtigt werden soll. Über solche Versuche, die an Modellturbinen mit relativ großem Aufwand durchgeführt werden müssen, ist in der Literatur bis jetzt nur wenig bekannt geworden.

Eine auf rein aerothermodynamischen Überlegungen basierende Untersuchung über den Einfluß der Radialspaltweite auf die Gasturbinen-Diffusor-Wechselwirkung wurde von *Farokhi* [19] durchgeführt. Der Autor stellte sich die Frage, ob der Wirkungsgradgewinn durch die Eliminierung der Spaltströmung in der letzten Laufreihe (z.B. durch Anbringung eines Deckbandes) die Verschlechterung des Diffusorrückgewinnes aufwiegen kann. Aufbauend auf dem Spaltverlustmodell von *Bammert et al.* [3] kam er zum Schluß, daß für eine übliche Gasturbine der

Wirkungsgrad durch die Anbringung eines Deckbandes an der letzten Laufreihe eine Wirkungsgradverbesserung von 1% bringt. Der damit verbundene Rückgang des Wirkungsgrades infolge des schlechteren Diffusorrückgewinnes liegt aber unter 1%. Hier muß auch angemerkt werden, daß die Ausführung einer Laufradbeschaufelung mit Deckband nicht nur durch strömungsmechanische, sondern auch durch festigkeits- und schwingungstechnische Anforderungen bestimmt wird.

Eine ähnliche thermodynamische Analyse von Gasturbine und Abgasdiffusor wurde von *von Rappard* [42] durchgeführt. Die Angaben konzentrieren sich auf den Einfluß der Turbinenbelastung auf den Drall der Turbinenabströmung. Die bereits gemachten Angaben bzgl. Mit- und Gegendrall sowie die Auswirkungen auf den Diffusorrückgewinn werden hier bestätigt.

Zimmermann und *Stetter* [61], [62] untersuchten an einer ND-Modellturbine den Einfluß des Radialspaltes auf die Diffusorströmung und den Wirkungsgrad. Die drei untersuchten Spaltweiten umfaßten den Bereich von τ/s=4,38% bis 12,47%, wobei der erste Wert dem Auslegungszustand der Beschaufelung entspricht. Der Diffusor war, in der für ND-Dampfturbinen üblichen Weise, als Diagonaldiffusor ausgeführt. Das Flächenverhältnis betrug AR=1,39. Mittels pneumatischer Sonden wurde das räumliche Strömungsfeld sowohl in mehreren Ebenen im Diffusor als auch am Diffusoraustritt vermessen. Die lokalen Strömungsgrößen zeigen hinter dem Laufgitter die übliche Ausbildung von Wandstrahl und Minderumlenkung im Spaltbereich. Beide Effekte verstärken sich bei zunehmender Radialspaltweite, womit auch eine Anhebung des Diffusorrückgewinnes verbunden ist. Allerdings kann bei keiner Spaltweite der verbesserte Diffusorrückgewinn den Wirkungsgradabfall infolge Spaltströmung überwiegen.

Eine numerische Untersuchung bzgl. der Wechselwirkung zwischen Turbinenabströmung und Strömung in Diffusor und Abdampfgehäuse einer ND-Dampfturbine wurde von *Benim et al.* [5] durchgeführt. Da die gemeinsame Simulation der drei Komponenten auf Grund der hohen Anzahl an erforderlichen Gitterpunkten mit den gegenwärtigen Rechnersystemen nicht durchführbar ist, wenden die Autoren ein Modell für deren Wechselwirkung an. Besonderes Augenmerk wurde auf die Unsymmetrie der Strömung im Diffusor gelegt, deren Ursache das unsymmetrische Abdampfgehäuse ist, wobei die Unsymmetrie bei drallbehafteter Turbinenabströmung (Teillast) verstärkt wird. Dazu wurde der Eintrittsquerschnitt des Diffusors in insgesamt zwölf Segmente unterteilt. Die Eintrittsrandbedingung für jedes dieser Segmente wurde durch verschiedene rotationssymmetrische Lösungen im Turbinenlaufgitter gewonnen. Dieser iterative Vorgang wurde bis zur Erzielung von Konvergenz wiederholt, sodaß schließlich eine nicht-rotationssymmetrische Randbedingung am Diffusoreintritt erreicht wurde. Dabei wurde die Radialspaltströmung im Rotor mitberücksichtigt. Allerdings wurde die Rotorspaltweite nicht variiert. Für die numerische Simulation der stationären kompressiblen Strömung in Diffusor und Abdampfgehäuse wurde ein kommerzieller Navier-Stokes-Solver auf Basis der Finiten-Volumen-Methode eingesetzt. Die Turbulenzmodellierung erfolgte über das Standard k/ε-Turbulenzmodell.

Kapitel 4

Modellbildung

In diesem Kapitel werden die Zusammenhänge zwischen den die Wirksamkeit der Einzelkomponenten charakterisierenden Parametern und den die Wirksamkeit der Turbinenstufe beschreibenden Parametern hergeleitet. Dazu wird im ersten Abschnitt der Einfluß der Rotorspaltverluste, ausgedrückt durch den Spaltverlustbeiwert ξ''_{Sp}, auf die innere Arbeit und den inneren Wirkungsgrad der Turbinenstufe untersucht. Der zweite Abschnitt beschreibt den Einfluß des Diffusorrückgewinnes, ausgedrückt durch den Druckrückgewinnfaktor C_{pD}, auf die Umfangsarbeit und den Umfangswirkungsgrad der Turbinenstufe. Abschließend wird dann im dritten Abschnitt die Auswirkung beider Einflüsse auf die innere Arbeit und den inneren Wirkungsgrad der Turbinenstufe mit nachgeschaltetem Abgasdiffusor angegeben.

4.1 Einfluß der Rotorspaltverluste auf innere Arbeit und inneren Wirkungsgrad einer Turbinenstufe

Ausgangspunkt ist eine axiale Turbinenstufe mit Leit- und nachfolgendem Laufgitter. Die Zustandsänderung im h/s-Diagramm ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Bei den folgenden Überlegungen wird vorausgesetzt, daß nur im Laufgitter, nicht aber im Leitgitter, Spaltverluste auftreten. Die Anordnung einer effizienten Abdichtung zwischen Leitgitter und Nabe ist üblicherweise kein Problem. Am Außenschnitt des Laufrades ist dagegen die Ausführung eines Deckbandes und eine damit verbundene effiziente Abdichtung durch Labyrinthe nicht möglich. Grund dafür sind die, vor allem bei den langen Endstufenschaufeln entstehenden, zusätzlichen Spannungen infolge der Fliehkräfte. Üblich, wenn auch physikalisch nicht eindeutig begründet, ist die Aufteilung des gesamten Verlustes in einem Schaufelgitter in einzelne Verlustkomponenten (Profilverlust, Sekundärverlust, Spaltverlust). Die in der Beschaufelung auftretenden Profil- und Sekundärverluste sind in der polytropen Expansion ($\overline{012}$) berücksichtigt. Für die adiabate Turbinenstufe ergibt sich die Umfangsarbeit aus dem Energiesatz als Differenz der Totalenthalpien zwischen Eintritt und Austritt

$$a_u = \left(h_0 + \frac{c_0^2}{2}\right) - \left(h_2 + \frac{c_2^2}{2}\right). \tag{4.1}$$

Im adiabaten Leitgitter bleibt die Totalenthalpie konstant. Daraus folgt für die Umfangsarbeit

$$a_u = \left(h_1 + \frac{c_1^2}{2}\right) - \left(h_2 + \frac{c_2^2}{2}\right). \tag{4.2}$$

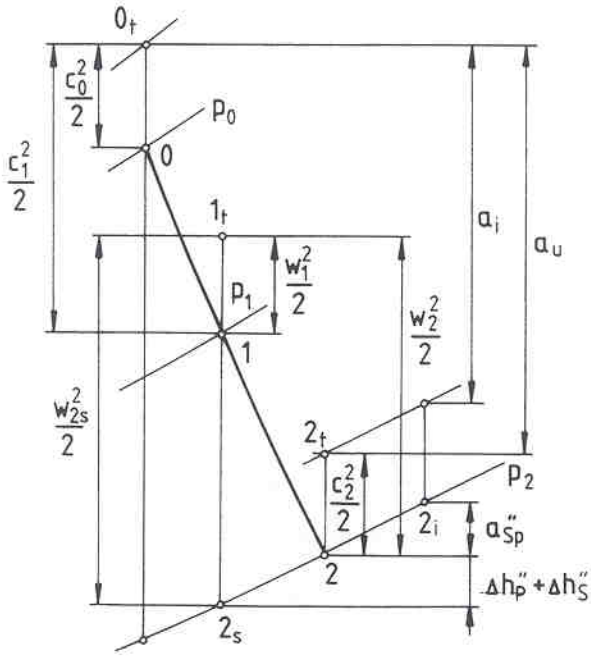

Abbildung 4.1: Zustandsänderung in einer axialen Turbinenstufe, dargestellt im h/s-Diagramm

Andererseits kann die Umfangsarbeit über die Eulersche Impulsmomentengleichung

$$a_u = u(c_{u1} - c_{u2}) \tag{4.3}$$

berechnet werden. Dabei ist vorausgesetzt, daß die Umfangsgeschwindigkeit im betrachteten Schnitt konstant ist

$$u = u_1 = u_2. \tag{4.4}$$

Aus den Geschwindigkeitsdreiecken (Abbildung 4.2) folgt für die Umfangskomponenten der Absolutgeschwindigkeiten

$$c_{u1} = c_1 \cos \alpha_1, \tag{4.5}$$

$$c_{u2} = w_{u2} + u = w_2 \cos \beta_2 + u. \tag{4.6}$$

Im Laufgitter werden Profil- und Sekundärverluste durch den Strömungswirkungsgrad bzw. durch die entsprechenden Verlustbeiwerte erfaßt

$$\eta'' = \frac{w_2^2}{w_{2s}^2} = 1 - \frac{(\Delta h_P'' + \Delta h_S'')}{\frac{w_{2s}^2}{2}} = 1 - (\xi_P'' + \xi_S''). \tag{4.7}$$

Für die isentrope Expansion im Laufgitter gilt der Energiesatz im bewegten System

$$h_1 + \frac{w_1^2}{2} = h_{2s} + \frac{w_{2s}^2}{2}, \tag{4.8}$$

$$\frac{w_{2s}^2}{2} = \frac{w_1^2}{2} + h_1 - h_{2s} = \frac{w_1^2}{2} + \Delta h_s''. \tag{4.9}$$

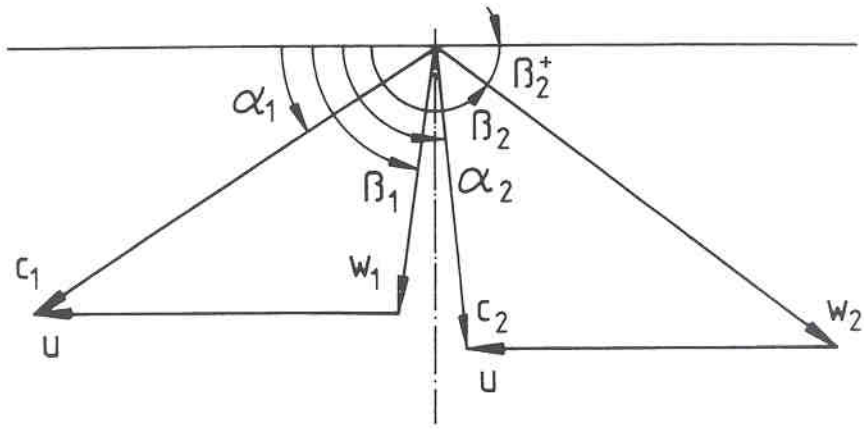

Abbildung 4.2: Geschwindigkeitsdreiecke für eine axiale Turbinenstufe

Die Relativgeschwindigkeit w_1 folgt aus dem Kosinussatz

$$w_1^2 = u^2 + c_1^2 - 2uc_1 \cos\alpha_1. \tag{4.10}$$

Unter Verwendung des isentropen Reaktionsgrades

$$R_s = \frac{\Delta h_s''}{\Delta h_s' + \Delta h_s''} = \frac{\Delta h_s''}{\Delta h_s} \tag{4.11}$$

folgt schließlich für die Umfangsarbeit der Turbinenstufe

$$a_u = u\left[c_1\cos\alpha_1 - \sqrt{u^2 + c_1^2 - 2uc_1\cos\alpha_1 + 2R_s\Delta h_s}\sqrt{1-(\xi_P'' + \xi_S'')}\cos\beta_2 - u\right]. \tag{4.12}$$

Zusätzlich zu den Profil- und Sekundärverlusten treten auf Grund der Radialspalte zwischen Rotorbeschaufelung und Gehäuse Spaltverluste auf. Im Zustandsverlauf im h/s-Diagramm sind die Spaltverluste durch eine Verschiebung des Expansionsendpunktes entlang der Austrittsisobaren dargestellt. Die Umströmung der frei endenden Laufschaufeln führt zu einem Verlust a_{Sp}''. Daraus folgt für die innere Arbeit der Turbinenstufe

$$a_i = a_u - a_{Sp}''. \tag{4.13}$$

Der Rotorspaltverlust a_{Sp}'' bezogen auf die kinetische Energie der isentropen Strömung am Laufgitteraustritt wird als Spaltverlustbeiwert des Laufgitters

$$\xi_{Sp}'' = \frac{a_{Sp}''}{\frac{w_{2s}^2}{2}} \tag{4.14}$$

bezeichnet. Daraus ergibt sich für die innere spezifische Arbeit

$$a_i = a_u - \xi_{sp}''\frac{w_{2s}^2}{2}. \tag{4.15}$$

Die isentrope Geschwindigkeit am Laufgitteraustritt erhält man aus dem Energiesatz im bewegten System

$$\frac{w_{2s}^2}{2} = \frac{w_1^2}{2} + \Delta h_s''. \tag{4.16}$$

Wie bei der Berechnung der Umfangsarbeit folgt unter Verwendung von Kosinussatz und isentropem Reaktionsgrad schließlich für die innere spezifische Arbeit

$$a_i = a_u - \xi_{Sp}''\left(\frac{u^2 + c_1^2}{2} - uc_1\cos\alpha_1 + R_s\Delta h_s\right). \tag{4.17}$$

Tritt im Laufgitter kein Spaltverlust auf, dann ist $\xi_{Sp}'' = 0$ und die innere Arbeit geht in die Umfangsarbeit über. Auf Grund der Spaltverluste im Laufrad vermindert sich die abgegebene Arbeit der Stufe um die Differenz zwischen Umfangsarbeit und innerer Arbeit. Diese Differenz wird als Spaltverlust a_{Sp} bezeichnet, und auf die Umfangsarbeit bezogen

$$\frac{a_{Sp}}{a_u} = \frac{a_i - a_u}{a_u}. \tag{4.18}$$

Unter Verwendung der isentropen statischen Druckziffer

$$\psi_s = \frac{2\Delta h_s}{u^2} \tag{4.19}$$

ergibt sich daraus für den durch die Rotorspaltströmung hervorgerufenen Spaltverlust a_{Sp} bezogen auf die Umfangsarbeit

$$\frac{a_{Sp}}{a_u} = \frac{-\xi''_{Sp}\left[1 + (\frac{c_1}{u})^2 - 2(\frac{c_1}{u})\cos\alpha_1 + R_s\psi_s\right]}{2\left[(\frac{c_1}{u})\cos\alpha_1 - \sqrt{1 + (\frac{c_1}{u})^2 - 2(\frac{c_1}{u})\cos\alpha_1 + R_s\psi_s}\sqrt{1 - (\xi''_P + \xi''_S)\cos\beta_2 - 1}\right]}. \tag{4.20}$$

Analog zur Unterscheidung zwischen Umfangsarbeit und innerer Arbeit ist es üblich, zwischen dazugehörigen Wirkungsgraden zu unterscheiden. Es sind dies der Umfangswirkungsgrad

$$\eta_u = \frac{a_u}{\Delta h_s + \frac{c_0^2 - c_2^2}{2}} \tag{4.21}$$

und der innere Wirkungsgrad

$$\eta_i = \frac{a_i}{\Delta h_s + \frac{c_0^2 - c_2^2}{2}}. \tag{4.22}$$

Im Umfangswirkungsgrad sind Profil- und Sekundärverluste von Leit- und Laufgitter berücksichtigt. Der innere Wirkungsgrad berücksichtigt zusätzlich die Spaltverluste (hier nur im Laufgitter)

$$\eta_i = \frac{a_u - a''_{Sp}}{\Delta h_s + \frac{c_0^2 - c_2^2}{2}}. \tag{4.23}$$

Bei verschwindenden Spaltverlusten im Laufgitter ($a''_{Sp} = 0$) geht der innere Wirkungsgrad in den Umfangswirkungsgrad über. Die Differenz zwischen innerem Wirkungsgrad und Umfangswirkungsgrad stellt den durch die Rotorspaltströmung hervorgerufenen Wirkungsgradabfall dar. Die durch die Spaltverluste hervorgerufene Wirkungsgradänderung $\delta\eta_{Sp}$ wird auf den Umfangswirkungsgrad bezogen

$$\frac{\delta\eta_{Sp}}{\eta_u} = \frac{\eta_i - \eta_u}{\eta_u} = \frac{a_i - a_u}{a_u} = \frac{a_{Sp}}{a_u}. \tag{4.24}$$

D.h., die Änderung des inneren Wirkungsgrades bezogen auf den Umfangswirkungsgrad ist gleich der Änderung der inneren spezifischen Arbeit bezogen auf die Umfangsarbeit.

Geht man von einer gegebenen axialen Turbinenstufe aus, so sind das Geschwindigkeitsverhältnis ($\frac{c_1}{u}$), die Strömungswinkel α_1 und β_2, die isentrope Druckziffer ψ_s und der isentrope Reaktionsgrad R_s fest vorgegeben und konstant. Entsprechend der linearen Zusammensetzung der Einzelverluste bleiben Profilverlustbeiwert ξ''_P und Sekundärverlustbeiwert ξ''_S bei einer Veränderung der Radialspaltweite konstant. Die einzige sich dabei verändernde Größe ist der Spaltverlustbeiwert ξ''_{Sp} des Laufgitters. Es stellt sich daher die Aufgabe, für ein axiales Turbinengitter den Zusammenhang zwischen radialer Spaltweite und Spaltverlustbeiwert ξ''_{Sp} zu bestimmen. Ist dieser Zusammenhang bekannt, so kann mit der Gleichung (4.20) bzw. (4.24) der Einfluß der Radialspaltweite auf innere Arbeit und inneren Wirkungsgrad der Stufe berechnet werden.

4.2 Einfluß des Diffusordruckrückgewinnes auf Umfangsarbeit und Umfangswirkungsgrad einer Turbinenstufe

In Abbildung 4.3 ist die Zustandsänderung in einer Turbinenstufe mit nachfolgendem Abgasdiffusor im h/s-Diagramm dargestellt. Die Expansion in der Turbinenstufe verläuft von 0 nach 2, die anschließende Verdichtung im Diffusor von 2 nach 3. Es gibt verschiedene Möglichkeiten die strömungstechnische Güte eines Diffusors zu charakterisieren. In dieser Arbeit wird der sog. Diffusordruckrückgewinnfaktor

$$C_{pD} = \frac{p_3 - p_2}{\frac{1}{2}\varrho_2 c_{2x}^2} \tag{4.25}$$

verwendet.

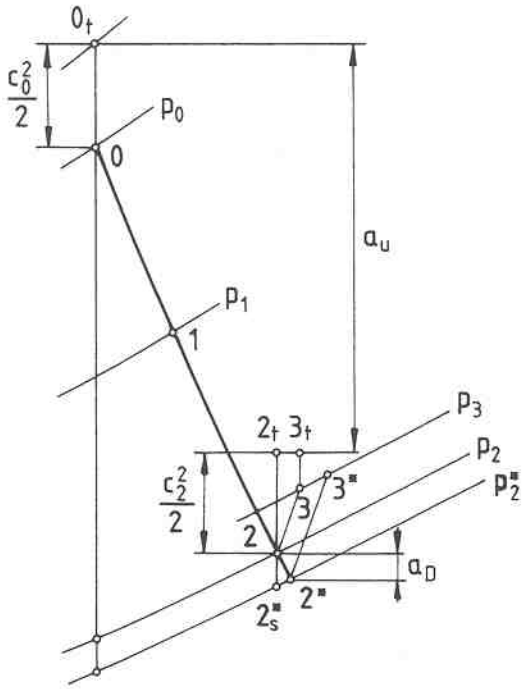

Abbildung 4.3: Zustandsänderung in Turbinenstufe und Abgasdiffusor, dargestellt im h/s-Diagramm

Nun sei angenommen, daß durch irgend eine strömungstechnische Maßnahme der Diffusordruckrückgewinnfaktor um das Inkrement δC_{pD} von C_{pD} auf C_{pD}^* erhöht wurde. Setzt man voraus, daß sich dabei der dynamische Druck am Diffusoreintritt nicht verändert hat, so folgt bei festgehaltenem Druck p_3

$$C_{pD}^* = \frac{p_3 - p_2^*}{\frac{1}{2}\varrho_2 c_{2x}^2} = C_{pD} + \delta C_{pD} = \frac{p_3 - p_2}{\frac{1}{2}\varrho_2 c_{2x}^2} + \frac{p_2 - p_2^*}{\frac{1}{2}\varrho_2 c_{2x}^2}. \tag{4.26}$$

Ein Erhöhung des Diffusordruckrückgewinnfaktors um δC_{pD} hat zur Folge, daß bei gleichem dynamischen Druck am Diffusoreintritt die Druckdifferenz zwischen Diffusoraustritt und Diffusoreintritt ansteigt. Da der Umgebungsgdruck p_3 fest vorgegeben ist, kann das nur durch eine Absenkung des Druckes am Diffusoreintritt (Stufenaustritt) erfolgen. Diese Druckabsenkung hat über die Erhöhung des Stufengefälles eine Vergrößerung der Umfangsarbeit zur Folge. Diese Vergrößerung der Umfangsarbeit beträgt

$$a_D = h_2 - h_2^* = \eta''(h_2 - h_{2s}^*) = \left[1 - (\xi_P'' + \xi_S'')\right](h_2 - h_{2s}^*). \tag{4.27}$$

Die Zustandsänderung von 2 nach 2_s^* verläuft isentrop. Da die Druckdifferenz $p_2 - p_2^*$ klein ist, kann man nach dem 1. Hauptsatz näherungsweise schreiben

$$h_2 - h_{2s}^* \approx \frac{1}{\varrho_2}(p_2 - p_2^*). \tag{4.28}$$

Damit folgt für das Inkrement der Umfangsarbeit

$$a_D = \left[1 - (\xi_P'' + \xi_S'')\right]\frac{1}{\varrho_2}(p_2 - p_2^*) = \left[1 - (\xi_P'' + \xi_S'')\right]\frac{1}{2}\delta C_{pD} c_{2x}^2. \tag{4.29}$$

Aus den Geschwindigkeitsdreiecken folgt

$$c_{2x} = c_2 \sin\alpha_2 = w_2 \sin\beta_2. \tag{4.30}$$

Unter Verwendung des isentropen Reaktionsgrades folgt schließlich für das Inkrement der Umfangsarbeit

$$a_D = \frac{1}{2}\delta C_{pD}\left[1 - (\xi_P'' + \xi_S'')\right]^2 (u^2 + c_1^2 - 2uc_1\cos\alpha_1 + 2R_s\Delta h_s)\sin^2\beta_2. \tag{4.31}$$

Das Inkrement der Umfangsarbeit a_D ist proportional dem Inkrement des Diffusorrückgewinnfaktors δC_{pD}. Wie bei den Rotorspaltverlusten wird das Inkrement der Umfangsarbeit auch hier wieder auf die Umfangsarbeit bezogen:

$$\frac{a_D}{a_u} = \frac{\delta C_{pD}\left[1 - (\xi_P'' + \xi_S'')\right]^2 \sin^2\beta_2 \left[1 + (\frac{c_1}{u})^2 - 2(\frac{c_1}{u})\cos\alpha_1 + R_s\psi_s\right]}{2\left[(\frac{c_1}{u})\cos\alpha_1 - \sqrt{1 + (\frac{c_1}{u})^2 - 2(\frac{c_1}{u})\cos\alpha_1 + R_s\psi_s}\sqrt{1 - (\xi_P'' + \xi_S'')}\cos\beta_2 - 1\right]}. \tag{4.32}$$

Die Verbesserung des Diffusordruckrückgewinnes wirkt sich außer auf die abgegebene Umfangsarbeit auch auf den Umfangswirkungsgrad der Turbinenstufe aus. Analog zu den Überlegungen bzgl. der Turbinenstufe ist die Änderung des Wirkungsgrades bezogen auf den Umfangswirkungsgrad gleich dem Inkrement der Umfangsarbeit bezogen auf die Umfangsarbeit

$$\frac{\delta\eta_D}{\eta_u} = \frac{a_D}{a_u}. \tag{4.33}$$

Sämtliche Größen der rechten Seite von Gleichung (4.32) bis auf das Inkrement des Druckrückgewinnfaktors δC_{pD} sind Auslegungsgrößen der Turbinenstufe. Bei Variation der Radialspaltweite ändern sich diese Auslegungsgrößen nicht. Der Druckrückgewinnfaktor hingegen ändert sich um den Wert δC_{pD} gegenüber dem Fall verschwindender Spaltweite. Grund dafür ist das sich bei Variation des Radialspaltes verändernde abströmseitige Geschwindigkeitsfeld der Turbinenstufe, das identisch ist mit dem Zuströmgeschwindigkeitsfeld des Diffusors. Daher ist neben der Kenntnis der Abhängigkeit des Spaltverlustbeiwertes von der Radialspaltweite auch die Abhängigkeit des Geschwindigkeitsfeldes von der Radialspaltweite von Bedeutung. Kennt man weiters den Zusammenhang zwischen Druckrückgewinn und Form des Eintrittsgeschwindigkeitsfeldes, so ist die Verknüpfung zwischen der Radialspaltweite und dem Diffusorrückgewinn geklärt.

4.3 Einfluß von Rotorspaltverlust und Diffusordruckrückgewinn auf innere Arbeit und inneren Wirkungsgrad einer Turbinenstufe

In den beiden vorhergehenden Abschnitten wurden die Beziehungen hergeleitet, die den Einfluß des Rotorspaltverlustes sowie den Einfluß eines verbesserten Diffusorrückgewinnes auf die innere Arbeit und den inneren Wirkungsgrad einer Turbinenstufe mit nachfolgendem Diffusor beschreiben. Treten beide Effekte gleichzeitig auf, so kann ihr Einfluß auf innere Arbeit und inneren Wirkungsgrad durch einfache Zusammensetzung berechnet werden:

$$\frac{a_\Sigma}{a_u} = \frac{a_{Sp}}{a_u} + \frac{a_D}{a_u} = \frac{\delta\eta_\Sigma}{\eta_u} = \frac{\delta\eta_{Sp}}{\eta_u} + \frac{\delta\eta_D}{\eta_u}. \tag{4.34}$$

Unter Verwendung von Gleichung (4.20) und (4.32) ergibt sich daraus schließlich

$$\frac{a_\Sigma}{a_u} = \frac{\left\{-\xi''_{Sp} + \delta C_{pD}\left[1-(\xi''_P+\xi''_S)\right]^2 \sin^2\beta_2\right\}\left[1+(\frac{c_1}{u})^2 - 2(\frac{c_1}{u})\cos\alpha_1 + R_s\psi_s\right]}{2\left[(\frac{c_1}{u})\cos\alpha_1 - \sqrt{1+(\frac{c_1}{u})^2-2(\frac{c_1}{u})\cos\alpha_1+R_s\psi_s}\sqrt{1-(\xi''_P+\xi''_S)}\cos\beta_2 - 1\right]}. \tag{4.35}$$

Gleichung (4.35) beschreibt endgültig den Einfluß der Rotorspaltweite auf die innere spezifische Arbeit und den inneren Wirkungsgrad einer Turbinenstufe mit nachfolgendem Diffusor. Dabei kommt den beiden Parametern Spaltverlustbeiwert ξ''_{Sp} und Inkrement des Druckrückgewinnes δC_{pD} eine zentrale Stellung zu, da diese beiden Größen als einzige von der Spaltweite abhängig sind.

Die weiteren Ausführungen in dieser Arbeit beschäftigen sich daher mit diesen Abhängigkeiten. An einem Turbinenlaufgitter werden Strömungsmessungen in einem ebenen Gitterwindkanal durchgeführt. Neben der Abhängigkeit des Spaltverlustbeiwertes von der Radialspaltweite liefern die Versuche auch zahlreiche weitere strömungsmechanische Einzelheiten, so auch das komplette abströmseitige Geschwindigkeitsfeld. Dieses Geschwindigkeitsfeld kommt anschließend als Eintrittsrandbedingung bei der numerischen Berechnung der Strömung in einem typischen Abgasdiffusor zur Anwendung. Das Ergebnis der numerischen Untersuchung sind neben detaillierten Informationen über das Strömungsfeld im Diffusor auch das Inkrement des Druckrückgewinnfaktors als Funktion der Radialspaltweite. Abschließend werden die beiden Ergebnisse auf eine Turbinenstufe mit Abgasdiffusor angewendet.

Kapitel 5

Messungen am Turbinengitter

In diesem Kapitel werden Strömungsmessungen, die an einem ebenen Turbinengitter durchgeführt wurden, beschrieben. Die untersuchte Gittergeometrie wurde erstmals von *Sjolander* und *Amrud* [47] für experimentelle Untersuchungen verwendet. Versuchsaufbau, Gitterwindkanal, Meßtechnik und Auswerteverfahren werden ausführlich beschrieben. Das Ergebnis der Untersuchungen sind detaillierte Informationen über das Strömungsfeld hinter dem Turbinengitter, sowie eine Reihe von teilungs- und flächengemittelten Größen. Von diesen Größen werden der Spaltverlustbeiwert sowie das über der Teilung gemittelte Abströmgeschwindigkeitsfeld für die weiteren Untersuchungen herangezogen.

5.1 Beschreibung der Sekundär- und Spaltströmungen in einem geraden Turbinengitter

In diesem Abschnitt werden die Sekundär- und Spaltströmungen, die in einem geraden Turbinengitter auftreten, qualitativ beschrieben. Diese Beschreibung soll eine Einordnung der später präsentierten Versuchsergebnisse erleichtern. Ursache der Sekundär- und Spaltströmungen ist eine Reihe von Einzelströmungsvorgängen. Die Sekundärströmungen für das Turbinengitter ohne Radialspalt sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Eine sehr ausführliche Zusammenfassung der Sekundärströmungen in Turbinengittern ohne Radialspalt ist auch bei *Sieverding* [46] zu finden. Sekundärströmungen, die beim Turbinengitter mit Radialspalt auftreten sind in Abbildung 5.3 schematisch dargestellt.

Hufeisenwirbel (HuD, HuS)

Die an der Schaufelvorderkante auftreffende Seitenwand-Zuströmgrenzschicht kann dem Druckgradienten zur Seitenwand hin nicht standhalten und rollt sich zur Wand hin ein. Dadurch bildet sich der sog. Hufeisenwirbel aus, der sich beidseitig um die Schaufel legt (Abbildung 5.1). Der druckseitige Zweig wird infolge des Querdruckgradienten zur Saugseite hin transportiert. Seine Drehrichtung entspricht dem des weiter unten besprochenen Kanalwirbels. Der saugseitige Zweig des Hufeisenwirbels ist in seiner Rotation gegen den Kanalwirbel gerichtet (Counter Vortex). Eine stumpfe Ausführung der Schaufelvorderkante (Turbine) begünstigt die Ausbildung des Hufeisenwirbels. Daraus folgt, daß auch die Inzidenz der Zuströmung einen Einfluß ergibt.

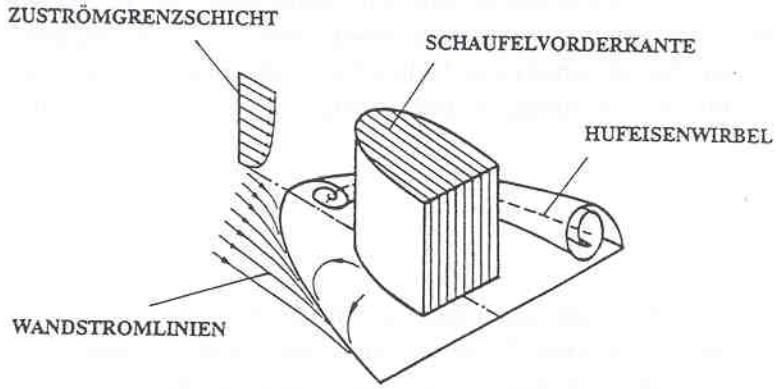

Abbildung 5.1: Ausbildung des Hufeisenwirbels an der Schaufelvorderkannte

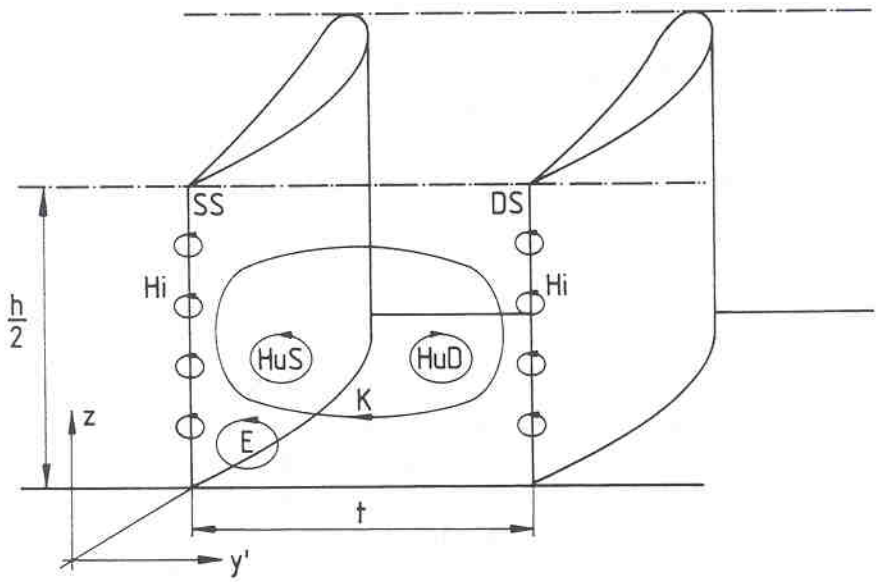

Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Sekundärströmungen am Austritt aus einem Turbinengitter ohne Radialspalt

Kanalwirbel (K)

Innerhalb des Schaufelkanals besteht ein Querdruckgradient von der Druckseite zur Saugseite. In der ungestörten Profilströmung herrscht Gleichgewicht zwischen der Kraft infolge der Strömungsumlenkung und der Kraft infolge des Querdruckgradienten. Da auf Grund der abnehmenden Geschwindigkeiten innerhalb der Seitenwandgrenzschichten die Beschleunigungen

gegen null gehen, kommt der Einfluß des Druckgradienten normal zur Hauptströmungsrichtung zum Tragen. Es erfolgt im Grenzschichtbereich eine Bewegung von der Druck- zur Saugseite. Aus Kontinuitätsgründen setzt sich diese Querkanalströmung an den Profiloberflächen fort und bildet den sog. Kanalwirbel. Mit größer werdender Umlenkung (aerodynamischer Schaufelbelastung) steigt der Druckgradient von der Druck- zur Saugseite und damit auch die Stärke des Kanalwirbels.

Eckenwirbel (E)

Der Eckenwirbel ist ebenso wie der Kanalwirbel eine Folge des Querdruckgradienten innerhalb des Schaufelkanals. Er tritt bei hoher aerodynamischer Belastung verstärkt auf. Die wandnahe Strömung trifft dabei aufgrund der Querkanalströmung auf die Saugseite auf. Als Folge davon rollt sich die Grenzschicht wie bei der Ausbildung des Hufeisenwirbels auf und bildet den sog. Eckenwirbel. Dieser Wirbel ist in der Ecke zwischen Schaufelsaugseite und Seitenwand positioniert, aufgrund seiner geringen räumlichen Ausdehung allerdings nur schwer experimentell nachzuweisen.

Hinterkantenwirbel (Hi)

Dieser Wirbeltyp entsteht als Folge der Querkanalströmung an der Hinterkante einer Schaufel. Dort treffen beim Verlassen der Schaufelhinterkante die druckseitige Strömung zur Seitenwand und die saugseitige Strömung zur Schaufelmitte hin in der Nachlaufdelle aufeinander und bilden die sog. Hinterkantenwirbel. Die Stärke dieser Wirbel hängt somit wiederum von der Stärke der Umlenkung ab.

Spaltwirbel (Sp)

Wird beim Turbinengitter der Radialspalt geöffnet, so stehen den Zuström- bzw. Kanalgrenzschichten keine Hindernisse mehr entgegen. Es können sich keine Druckgradienten zur Seitenwand hin ausbilden, sodaß Hufeisenwirbel und Eckenwirbel nicht mehr auftreten. Das abströmseitige Geschwindigkeitsfeld wird dann vom Spaltwirbel beherrscht. An der frei endenden Schaufel kommt es zu einer Ausgleichsströmung zwischen Druck- und Saugseite. Diese Ausgleichsströmung ist im wesentlichen normal zur Profilsehne gerichtet. Am Spaltaustritt treffen daher zwei Schichten unterschiedlicher Strömungsrichtung (Spaltströmung und Kanalströmung) aufeinander. Es bildet sich der sog. Spaltwirbel aus, der in der Ecke zwischen Gehäusewand und Saugseite lokalisiert ist. Beim Turbinengitter wirkt die Relativbewegung der Seitenwand der Spaltströmung und dem Spaltwirbel entgegen. Beim Verdichter ist das Gegenteil der Fall. Dort wird die Spaltströmung durch die Relativbewegung der Seitenwand verstärkt.

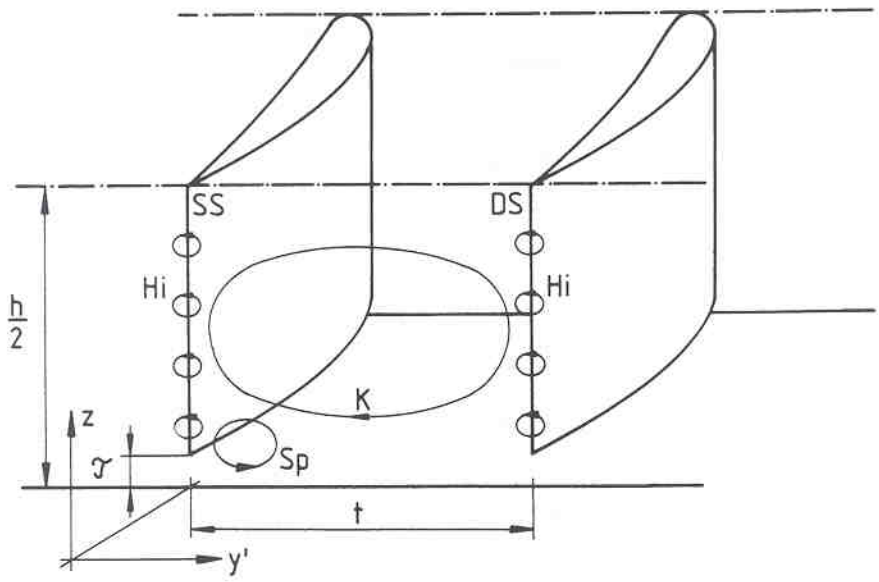

Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Sekundärströmungen am Austritt aus einem Turbinengitter mit Radialspalt

5.2 Versuchsaufbau

5.2.1 Gittergeometrie

Die Geometrie des betrachteten Turbinengitters ist in Abbildung 5.4 zusammengefaßt. Die Profilkoordinaten sind aus Anhang A zu entnehmen. Das Schaufelprofil entstammt dem Außenschnitt der Laufreihe einer modernen Gasturbine. Die sechs unverwundenen Schaufeln, welche aus Aluminium gefräst wurden, weisen konstante Sehnenlängen auf. Auf einer Seite sind die Schaufeln mittels Bolzen fest mit der Seitenwand des Gitterwindkanals verbunden. Diese Bolzen sind in etwa einem Drittel der Sehnenlänge, gemessen von der Profilnase, angeordnet. Durch verschieden dicke Profilplatten kann auf der anderen Seite der Schaufeln eine variable Spaltweite eingestellt werden. Es stellt sich dabei die Frage nach der Wahl für reale Gasturbinenbeschaufelungen typischen Radialspaltweiten. In der Literatur wird die Radialspaltweite meistens auf die Schaufellänge oder den Außendurchmesser der Beschaufelung bezogen. Weiters ist zu berücksichtigen, daß die Radialspaltweite während des Betriebes der Turbine starken Schwankungen unterworfen ist. Einen Anhaltswert erhält man nach den Angaben von *Bindon* [7]. Demnach beträgt die Radialspaltweite bei der Laufschaufel einer Gasturbine etwa 1,5% bis 2,5% der Sehnenlänge, wobei der Autor allerdings nicht angibt, ob die Sehnenlänge im Außen- oder Mittelschnitt der Beschaufelung zu messen ist. Um diesen Bereich abzudecken, wurden Profilplatten angefertigt, welche die Einstellung von fünf verschiedenen Spaltweiten zulassen (Tabelle 5.1). Die Spaltweite null ist als Sonderfall enthalten, um auch die Untersuchung der Sekundärströmung ohne Radialspaltströmung zu ermöglichen (Kanalwirbel).

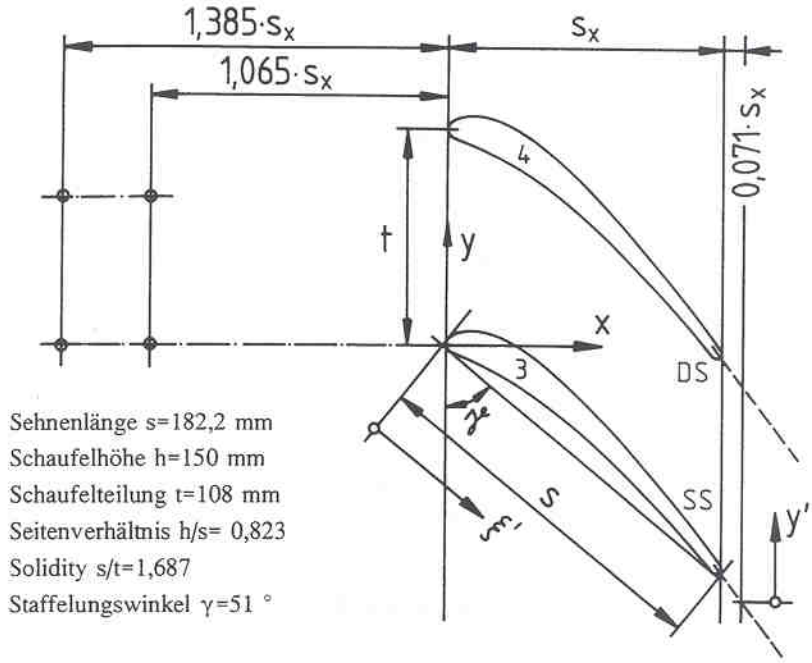

Abbildung 5.4: Zusammenfassung der Gittergeometrie

τ[mm]	τ/s[%]	τ/h[%]
0	0	0
1,55	0,85	1,03
2,55	1,40	1,70
4,55	2,50	3,03
6,55	3,60	4,37

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der untersuchten Spaltweiten

Einen Überblick bezüglich der aerodynamischen Belastung des Schaufelgitters gibt der Verlauf des statischen Druckkoeffizienten C_p an Druck- und Saugseite als Funktion der Koordinate ξ' entlang der Profilsehne. Der statische Druckkoeffizient ist definiert als

$$C_p = \frac{p - p_1}{\frac{1}{2}\varrho w_{1,CL}^2}. \tag{5.1}$$

Der Druck p_1 ist der statische Druck und $w_{1,CL}$ die ungestörte Geschwindigkeit in der Zuströmung zum Schaufelgitter. Diese Profildruckverteilung ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Die Ergebnisse stammen von Messungen, welche von *Sjolander* und *Amrud* [47] an einem geometrisch ähnlichen Turbinengitter bei einer Profilreynoldszahl von $Re_{2,CL}$=6,9.10^5 durchgeführt wurden.

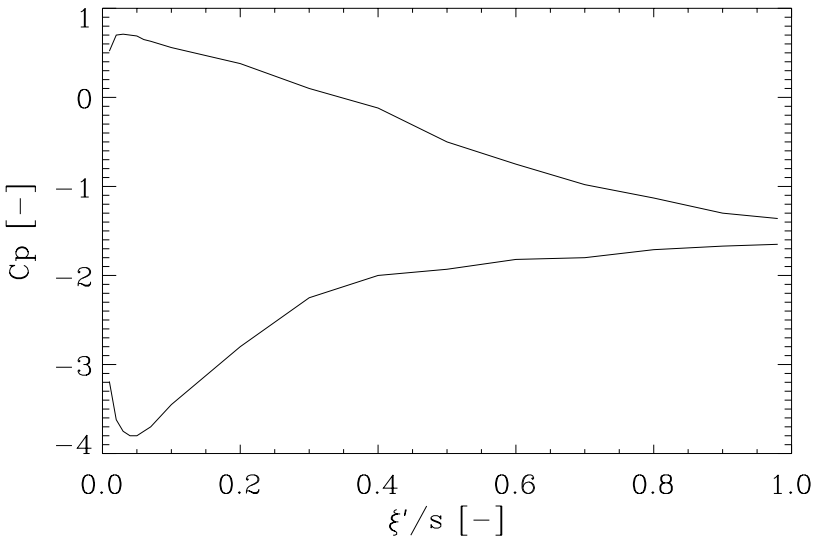

Abbildung 5.5: Profildruckverteilung, $\frac{z}{h} = 0,5$ [47]

5.2.2 Schaufelgitterwindkanal

Der Schaufelgitterwindkanal des Institutes für Thermische Turbomaschinen und Energieanlagen wurde erstmals von *Gottfried* [21] für experimentelle Untersuchungen an ebenen Schaufelgittern verwendet. Es handelt sich um einen im Druckbetrieb arbeitenden Gitterwindkanal (Abbildung 5.6). Die Luft wird über eine Filterkammer außerhalb des Gebäudes angesaugt und in einen geschlossenen Zuströmkanal gedrückt. Zur Luftversorgung dient ein einstufiges Axialgebläse mit verstellbarer Vorleitreihe. Das Axialgebläse weist folgende technische Daten auf:

- Außendurchmesser d_g=630 mm
- Schaufelaustrittslänge l=60 mm
- Volumenstrom $\dot{V}$=6,5 m^3/s
- Druckerhöhung Δp=35 mbar

Der Antrieb des Gebläses erfolgt durch einen Drehstrommotor mit folgenden Daten:

- Motorleistung P=70 kW
- Motordrehzahl n=2940 U/min

An das Gebläse schließt ein Diffusor an, an dessen Ende die Luft durch einen Strömungsgleichrichter und ein Turbulenzsieb in eine Beruhigungsstrecke mit 1200 mm Durchmesser strömt. Anschließend strömt die Luft durch ein Übergangsstück von rundem auf rechteckigen Querschnitt. Die Fläche des rechteckigen Querschnittes beträgt 150 mm mal 540 mm. Es erfolgt eine

starke Beschleunigung der Strömung (Querschnittsverhältnis ca. 1:14), wodurch eine gleichmäßige Anströmung des Schaufelgitters mit dünnen Zuströmgrenzschichten erreicht werden soll. Das Schaufelgitter ist in eine schwenkbare Wiege aus Plexiglas eingebaut. Diese Wiege ist auf Rollen gelagert, sodaß unterschiedliche Zuströmwinkel eingestellt werden können. Bei den vorliegenden Untersuchungen wurde der Zuströmwinkel β_1=90° konstant gehalten. Dieser Zuströmwinkel entspricht praktisch der inzidenzfreien Anströmrichtung des Turbinengitters. Zur Anpassung der unteren und oberen Begrenzungen des Kanales an die schwenkbare Wiege sind verstellbare Zungen aus Plexiglas angeordnet. Da die Seitenwandgrenzschichten der Zuströmung typische Parameter von Seitenwandgrenzschichten einer Axialturbine aufweisen sollen, ist keine Grenzschichtausblasung vorgesehen. Die Seitenwandgrenzschichten der Zuströmung sind durch die Lauflänge der Zuströmung bis zum Gittereintritt bedingt.

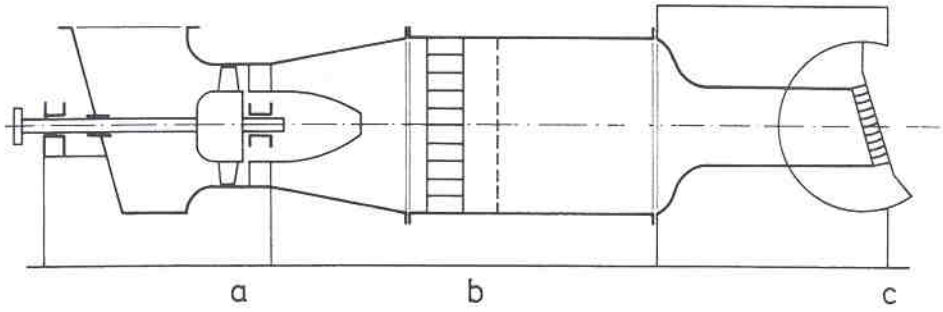

Abbildung 5.6: Schematische Darstellung des Gitterwindkanales, a Axialgebläse mit Diffusor, b Gleichrichter mit Turbulenzsieb, c Wiege mit Schaufelgitter [39]

5.3 Versuchsdurchführung und Meßtechnik

Zur Vermessung der Zuströmung wurde in einer Ebene 1,385 axiale Sehnenlängen vor dem Schaufelgitter eine Dreilochsonde an sechs verschiedenen y-Positionen in z-Richtung traversiert. Es handelt sich dabei um eine Trapezsonde mit 0,8 mm mal 2,4 mm Fühlerquerschnitt. Während der Messungen in der Abströmebene wurde in Kanalmitte (y/t=0) der Totaldruck mit einem Pitotrohr (Durchmesser 3 mm) bestimmt. Die statischen Drücke in der Zuströmung wurden durch Wandbohrungen (Durchmesser 2 mm), welche 1,065 axiale Sehnenlängen vor dem Schaufelgitter liegen, gemessen. Zusätzlich wurde zur Bestimmung des Turbulenzgrades der Zuströmung eine Hitzdrahtsonde (DANTEC P11) bei y/t=0,694 in z-Richtung traversiert. Die Temperaturmessung erfolgte durch ein Pt100-Widerstandsthermometer, welches in der Position y/t=-0,694 angebracht ist.

Hinter dem Schaufelgitter wurde die Abströmung des durch die Schaufeln 3 und 4 gebildeten Kanals gemessen. Die Abströmmeßebene liegt 0,071 axiale Sehnenlängen hinter dem Schaufelgitter. Zur Vermessung wurde eine Fünfloch-Kegelsonde (Durchmesser 3 mm, Kegelwinkel 60°) eingesetzt. Ausgenommem ist die der Seitenwand am nächsten gelegene Traversierung. Da dort die Geschwindigkeitskomponenten der Strömung normal zur Seitenwand vernachlässigbar sind, wurde die bereits oben erwähnte Dreilochsonde verwendet. Beide Sonden wurden im sog.

abgeglichenen Zustand betrieben. Die Messung der Wanddruckverteilung erfolgte mittels Wandbohrungen (Durchmesser 2 mm).

Das aus 253 Punkten bestehende Meßgitter wird durch 23 Meßpunkte über der Teilung und 11 Traversierungen über der halben Schaufelhöhe gebildet. Das Meßgitter weist kleinere Intervalle hinter den Schaufelhinterkanten bzw. im Bereich der Seitenwand auf, da dort mit größeren Gradienten der Strömungsgrößen zu rechnen ist.

Sämtliche Druckdifferenzen wurden mittels piezoresistiven Druckaufnehmern gemessen (HONEYWELL). Die analogen Drucksignale wurden durch ein HEWLETT-PACKARD HP 3852A Meßdatenerfassungssystem in digitale Signale umgewandelt. Die Steuerung erfolgte durch einen IBM-kompatiblen PC über die Software LabWindows (NATIONAL INSTRUMENTS).

5.4 Versuchsauswertung

Die Austrittsmeßebene umfaßt ein Rechteck Schaufelteilung mal halber Schaufelhöhe. Innerhalb dieses Meßbereiches erfolgt die Darstellung der Versuchsergebnisse durch folgende lokale bzw. gemittelte Größen:

- Isoklinen:

  Isoklinen sind Linien konstanten Strömungswinkels.

  $$\beta_2^+ = const., \qquad \gamma_2 = const. \tag{5.2}$$

  Die Verteilung der Isoklinen in der Meßebene kann zur Lokalisierung von Wirbeln herangezogen werden. Nach *Binder* und *Romey* [6] äußert sich z.B. ein Starrkörperwirbel durch parallel zur y'-Achse verlaufende β-Isoklinen bzw. parallel zur z-Achse verlaufende γ-Isoklinen. Die Isoklinen sind in diesem Fall Geraden. Ein Potentialwirbel hingegen äußert sich durch Kreise, welche Linien konstanten Strömungswinkels darstellen. Im Falle der β-Isoklinen liegen die Mittelpunkte der Kreise auf der z-Achse. Die Kreise berühren einander im Wirbelzentrum. Analoges gilt für die γ-Isoklinen bzw. die y'-Achse. Liegt die Meßebene nicht normal zur Hauptströmungsrichtung, was bei den vorliegenden Untersuchungen der Fall ist, so werden die Kreise zu Ellipsen.

- Linien mit konstantem statischen Druckkoeffizienten:

  $$C_{p2} = \frac{p_2 - p_1}{\frac{1}{2}\varrho w_{1,CL}^2} = const. \tag{5.3}$$

- Linien mit konstantem Totaldruckkoeffizienten:

  $$C_{pt2} = \frac{p_{t2} - p_{t1,CL}}{\frac{1}{2}\varrho w_{1,CL}^2} = const. \tag{5.4}$$

- Sekundärgeschwindigkeitsfeld:

  Die ebene, ungestörte Abströmung aus dem Turbinengitter kann man auch als Primärströmungsfeld bezeichnen. Die Richtung dieser Primärströmung wurde nach einem Verfahren von *Traupel* [52] zu $\bar{\beta}_{2,2D}^+$=38,85° bestimmt. Diese Richtung stimmt im

wesentlichen mit der abströmseitigen Tangente an die Profilskelettlinie überein. Das Sekundärgeschwindigkeitsfeld ergibt sich dann als vektorielle Differenz zwischen tatsächlichem Geschwindigkeitsfeld und Primärgeschwindigkeitsfeld.

$$w_{2Sy} = w_2 \cos\gamma_2 \sin(\beta_2^+ - \bar{\beta}_{2,2D}^+) \tag{5.5}$$

$$w_{2Sz} = w_2 \sin\gamma_2 \tag{5.6}$$

- Mit der Massenstromdichte gewogener teilungsgemittelter Abströmwinkel:

$$\bar{\beta}_2^+ = \frac{\int_0^t \beta_2^+ w_2 \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy'}{\int_0^t w_2 \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy'} \tag{5.7}$$

- Über der Teilung gemittelte Axialgeschwindigkeit:

$$\bar{w}_{2x} = \frac{1}{t}\int_0^t w_2 \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy' \tag{5.8}$$

- Mit der Massenstromdichte gewogener teilungsgemittelter Totaldruckkoeffizient:

$$\bar{C}_{pt2} = \frac{\int_0^t C_{pt2} w_2 \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy'}{\int_0^t w_2 \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy'} \tag{5.9}$$

- Mit der Massenstromdichte gewogener flächengemittelter Totaldruckkoeffizient:

$$\overline{\overline{C}}_{pt2} = \frac{\int_0^{h/2}\int_0^t C_{pt2} w_2 \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy' dz}{\int_0^{h/2}\int_0^t w_2 \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy' dz} \tag{5.10}$$

Wie aus den später präsentierten Meßergebnissen ersichtlich, kann die Strömung näherungsweise als inkompressibel angesehen werden. Aus diesem Grund ist die konstante Dichte in den Gleichungen für die mit der Massenstromdichte gewogenen Mittelwerte nicht enthalten. Die Integration von $z = 0$ bis $z = h/2$ setzt voraus, daß auch bei der größten untersuchten Spaltweite eine Zone mit ebener Strömung verbleibt. D.h., die durch den Radialspalt beeinflußte Strömung darf nicht über $z = h/2$ hinausreichen. Die Gültigkeit dieser Voraussetzung wird durch die später präsentierten Meßergebnisse bestätigt. Die Auswertung sämtlicher Integrale erfolgt mit Hilfe der Trapezregel.

5.5 Versuchsergebnisse

5.5.1 Zuströmung

Die Geschwindigkeit der ungestörten Zuströmung beträgt bei den Versuchen $w_{1,CL} \approx 32$ m/s. Das entspricht einer Abströmmachzahl von $Ma_{2,CL} \approx$0,16. Daher ist es zulässig, die Strömung näherungsweise als inkompressibel zu betrachten. Die mit der mittleren Abströmgeschwindigkeit in Kanalmitte und der Sehnenlänge gebildete Reynoldszahl beträgt $Re_{2,CL} \approx 5,79.10^5$. Abbildung 5.7 zeigt die Verteilung der Zuströmgeschwindigkeit in einer Ebene 1,385 axiale Sehnenlängen vor dem Schaufelgitter.

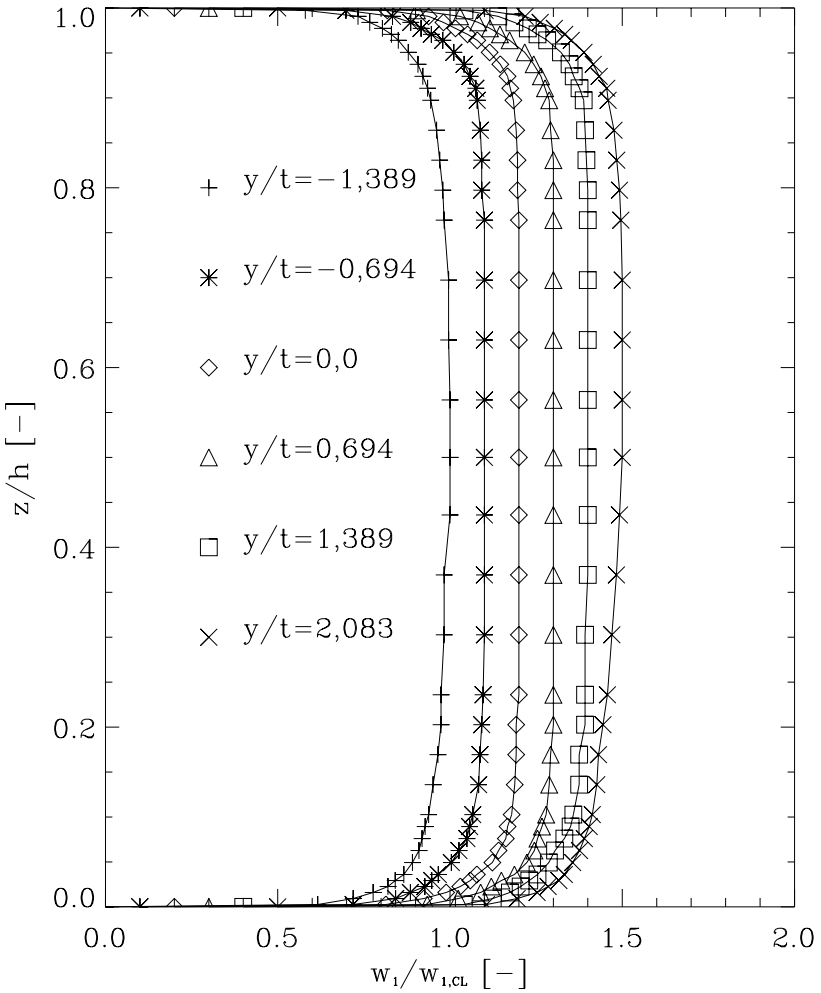

Abbildung 5.7: Verteilung der Zuströmgeschwindigkeit, x/s_x=-1,385

Die z-Koordinate normal zur Seitenwand ist mit der Schaufelhöhe h dimensionslos gemacht. Die Schaufelspalte befinden sich bei z/h=0, die Einspannung der Schaufeln bei z/h=1,0. Die Geschwindigkeiten sind mit der jeweiligen ungestörten Geschwindigkeit in Kanalmitte $w_{1,CL}$ dimensionslos gemacht. Dargestellt sind die Geschwindigkeitsverteilungen für sechs verschiede-

ne Positionen in y-Richtung. Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit der Darstellung sind die verschiedenen Geschwindigkeitsprofile in Richtung der Abszisse um den Betrag 0,1 gestaffelt gezeichnet. Die Geschwindigkeitsverteilungen sind im wesentlichen symmetrisch zur Kanalmitte (z/h =0,5) und weisen einen breiten Bereich mit konstanter Geschwindigkeit auf. Der ungestörte Bereich ist in der Nähe der Zungen (y/t= -1,389 und 2,083) kleiner, außerdem nimmt dort die Unsymmetrie zu. Die Ursache liegt vermutlich in den räumlichen Grenzschichten, die in den von den Seitenwänden und den Zungen gebildeten Ecken auftreten.

Bei den Gitterversuchen wird die Strömung im mittleren Schaufelkanal untersucht. Im vorliegenden Fall ist das der Kanal zwischen den Schaufeln 3 und 4. Dort sind die Störungen infolge der Zungen abgeklungen. Als repräsentative Zuströmung zum Schaufelgitter kann daher jene der Position y/t= 0,694 angesehen werden. Abbildung 5.8 zeigt detailliert die Verteilung der Zuströmgeschwindigkeit auf der Spaltseite für die Position y/t= 0,694. Deutlich sind die Bereiche Seitenwandgrenzschicht und ungestörte Kernströmung zu erkennen.

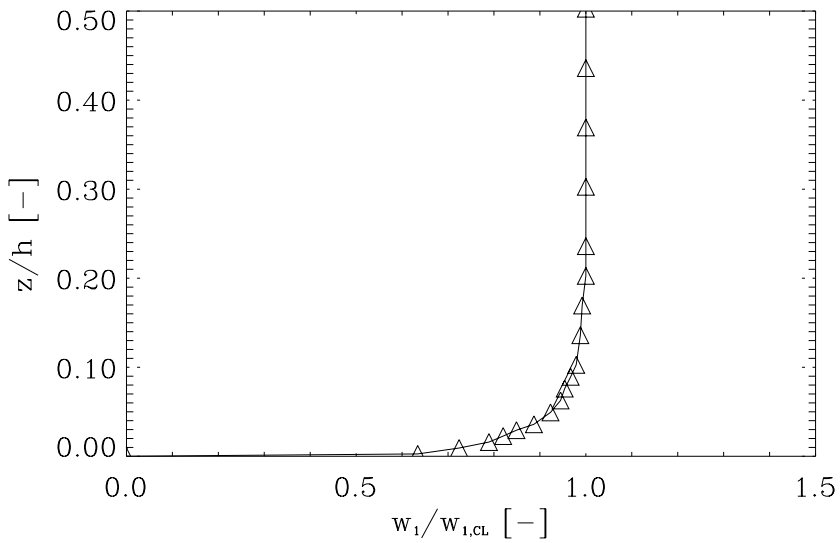

Abbildung 5.8: Verteilung der Zuströmgeschwindigkeit, x/s_x=-1,385, y/t= 0,694

Tabelle 5.2 enthält die 99%-Grenzschichtdicke der Zuströmung sowie folgende integrale Grenzschichtparameter (inkompressibel):

- Verdrängungsdicke:

$$\delta_1^* = \int_0^{h/2} \left(1 - \frac{w_1(z)}{w_{1,CL}}\right) dz \tag{5.11}$$

- Impulsverlustdicke:

$$\delta_1^{**} = \int_0^{h/2} \frac{w_1(z)}{w_{1,CL}} \left(1 - \frac{w_1(z)}{w_{1,CL}}\right) dz \tag{5.12}$$

- Energieverlustdicke:

$$\delta_1^{***} = \int_0^{h/2} \frac{w_1(z)}{w_{1,CL}} \left(1 - \left(\frac{w_1(z)}{w_{1,CL}}\right)^2\right) dz \tag{5.13}$$

- Formfaktor:

$$H_{12} = \frac{\delta_1^*}{\delta_1^{**}} \tag{5.14}$$

Der Formfaktor von H_{12}=1,34 deutet auf eine turbulente Seitenwandgrenzschicht hin. Der Wert liegt etwas unter dem für turbulente Grenzschichten ohne Druckgradienten typischen Wert von H_{12}=1,4.

99%-Grenzschichtdicke	δ	=	22,9 mm
Verdrängungsdicke	δ_1^*	=	2,0 mm
Impulsverlustdicke	δ_1^{**}	=	1,5 mm
Energieverlustdicke	δ_1^{***}	=	2,8 mm
Formfaktor	H_{12}	=	1,34

Tabelle 5.2: Zusammenstellung der Grenzschichtparameter der Zuströmung, x/s_x=-1,385, y/t=0,694

Der Turbulenzgrad

$$Tu_1 = \frac{\sqrt{\overline{w_1'^2}}}{w_1} \tag{5.15}$$

der Zuströmung wurde durch Traversierung einer Hitzdrahtsonde ermittelt (y/t=0,694). Das Ergebnis ist in Abbildung 5.9 dargestellt. In der ungestörten Strömung beträgt der Turbulenzgrad etwa 5%. In Wandnähe steigt er bis auf etwa 12% an.

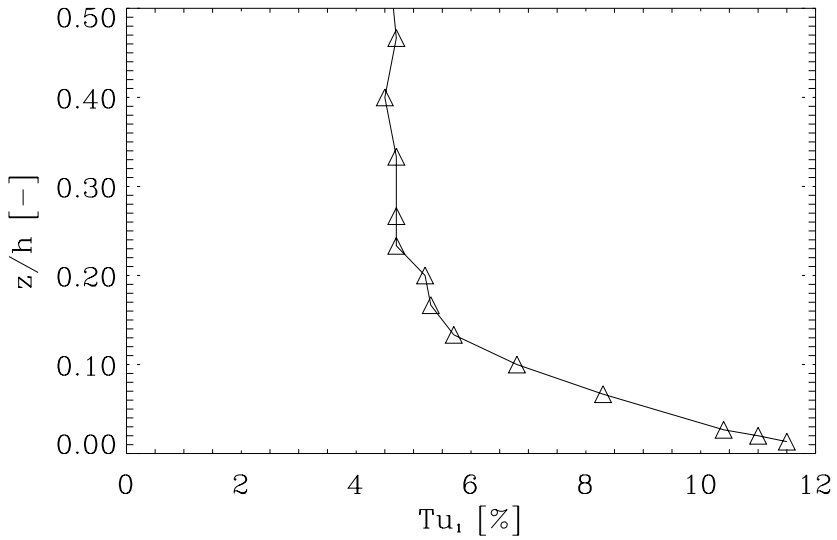

Abbildung 5.9: Turbulenzgrad in der Zuströmung, x/s_x=-1,385, y/t=0,694

5.5.2 Abströmung

Die verschiedenen Abströmgrößen werden in Diagrammen, die die Abströmmeßebene wiedergeben, dargestellt. Wie bereits erwähnt, besteht die Abströmmeßebene aus einem Rechteck Schaufelteilung mal halber Schaufelhöhe. Die Diagramme sind in Blickrichtung entgegen der Abströmrichtung gezeichnet. Die Seitenwand bzw. die Radialspalte liegen bei z/h= 0. Die Koordinate z/h= 0,5 bezeichnet die Mitte des Strömungskanales, zwischen den beiden Seitenwänden. Die Saugseite der Schaufel 3 liegt bei y'/t=0, die Druckseite der benachbarten Schaufel 4 bei y'/t=1,0. Der untersuchte Strömungskanal liegt zwischen diesen beiden Schaufeln.

Abbildung 5.10 zeigt die Verteilung des Strömungswinkels β_2^+ für den Fall Spaltweite null. Aufgrund dieser Verteilung lassen sich zwei Gebiete unterscheiden. Einerseits das Gebiet der ungestörten (ebenen) Gitterströmung, andererseits das durch die Querkanalströmung beeinflußte wandnahe Gebiet. Der mittlere Abströmwinkel der ebenen Gitterströmung wurde, wie bereits oben erwähnt, zu $\bar{\beta}_{2,2D}^+ = 38,85°$ berechnet. Dieser Strömungswinkel herrscht im Bereich der reibungsfreien Strömung vor. Hinter den Profilhinterkanten kommt es zu merklichen Abweichungen vom mittleren Strömungswinkel. Die Winkelvergrößerung nach der Druckseite bzw. die Winkelabnahme nach der Saugseite entstehen durch das Zusammenfließen der Profilgrenzschichten stromab der Schaufelhinterkante (Nachlaufdelle). In der Nähe der Seitenwand, vor allem an der Saugseite, verlaufen die Isoklinen näherungsweise parallel zur Seitenwand. Diese Winkelverteilung läßt einen ersten Schluß auf die Lage des Kanalwirbels in der Meßebene zu. Infolge des Kanalwirbels wird die Strömung auf maximal β_2^+=25° umgelenkt. Im Vergleich zu $\bar{\beta}_{2,2D}^+ = 38,85°$ ist das eine Mehrumlenkung, welche durch den Kanalwirbel hervorgerufen wird.

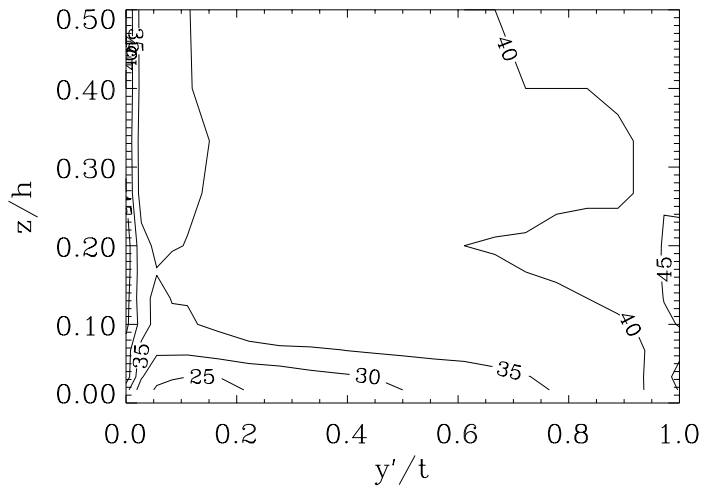

Abbildung 5.10: Isoklinen β_2^+=const., x/s_x=1,071, τ/s=0

Weitere Informationen bezüglich der örtlichen Lage des Kanalwirbels enthält die Verteilung der Isoklinen γ_2=const. (Abbildung 5.11). Positive Winkel bezeichnen Gebiete, wo die Strömung von der Seitenwand weg gerichtet ist. Negative Winkel dagegen zeigen eine Strömung zur Seitenwand hin an. Im Bereich der reibungsfreien Strömung ist $\gamma_2 \approx 0°$. Strömungswinkel bis zu $\gamma_2 \approx 30°$ liegen in der Ecke zwischen Seitenwand und Saugseite vor. Dort ist die Strömung von der Seitenwand weg gerichtet.

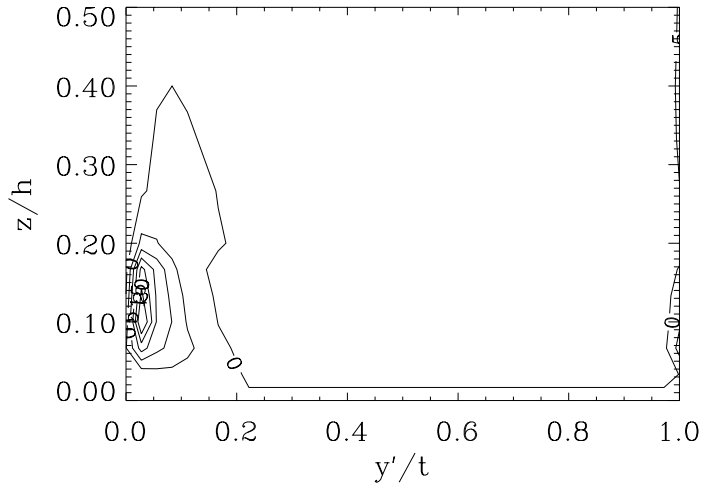

Abbildung 5.11: Isoklinen γ_2=const., x/s_x=1,071, τ/s=0

Eine völlig geänderte Isoklinenverteilung ergibt sich bei Vorhandensein eines Radialspaltes. Für die vier untersuchten Spaltweiten sind die β-Isoklinen in den Abbildungen 5.12 bis 5.15, die γ-Isoklinen in den Abbildungen 5.16 bis 5.19 dargestellt. Die Verteilung der Isoklinen deutet nach den Angaben von *Binder* und *Romey* [6] auf einen Rankinewirbel, bestehend aus Starrkörperwirbel und Potentialwirbel, hin. Bei diesem Rankinewirbel handelt es sich eindeutig um den sog. Spaltwirbel. Die räumliche Ausdehnung dieses Spaltwirbels nimmt mit steigender Spaltweite zu, die Größe des verbleibenden Gebietes der ungestörten Gitterabströmung, charakterisiert durch $\beta_2^+ \approx \bar{\beta}_{2,2D}^+$ und $\gamma_2 \approx 0°$, entsprechend ab. Aufgrund des Spaltwirbels kommt es in der Nähe der Seitenwand zu einer erheblichen Minderumlenkung der Strömung. Bei der größten untersuchten Spaltweite (τ/s=3,60%) beträgt der maximale Abströmwinkel in Wandnähe $\beta_2^+ \approx 75°$, d.h. die Strömung wird dort praktisch kaum mehr umgelenkt. Aus der Darstellung der γ-Isoklinen ist ersichtlich, daß der Spaltwirbel wesentliche Geschwindigkeitskomponenten normal zur Seitenwand induziert. Bei der größten untersuchten Spaltweite (τ/s=3,60%) betragen die damit verbundenen Strömungswinkel etwa $\gamma_2 \approx \pm 30°$. Insgesamt stellt sich der Spaltwirbel als eine stark dreidimensionale Struktur dar, die weite Bereiche der Gitterabströmung beeinflußt. Ein Kanalwirbel ist aus den Isoklinen nicht zu erkennen.

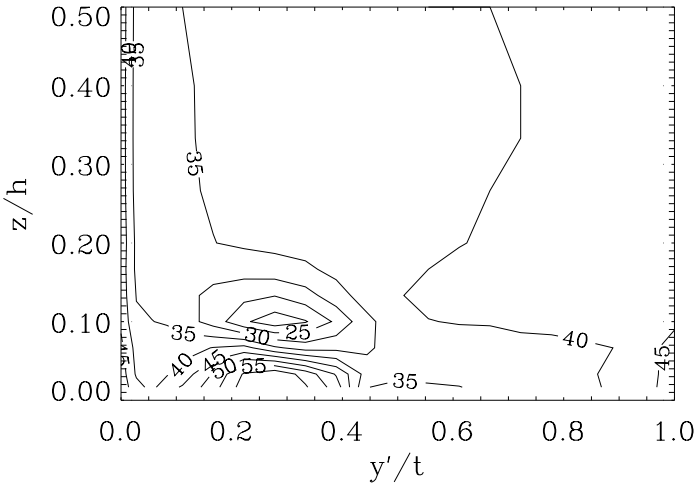

Abbildung 5.12: Isoklinen β_2^+=const., x/s_x=1,071, τ/s=0,85 %

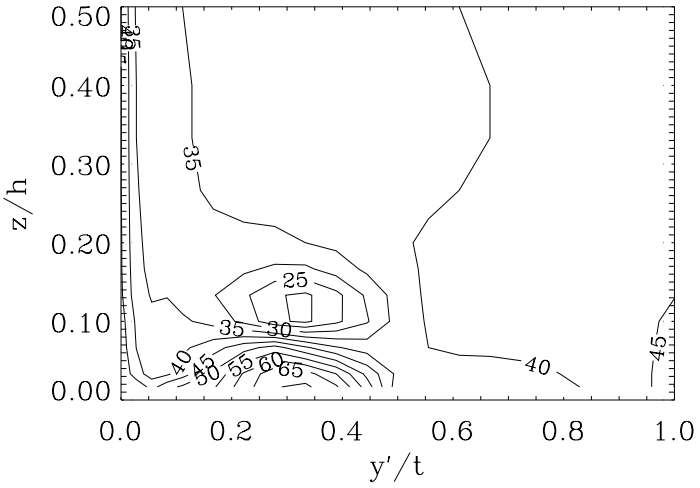

Abbildung 5.13: Isoklinen β_2^+=const., x/s_x=1,071, τ/s=1,40 %

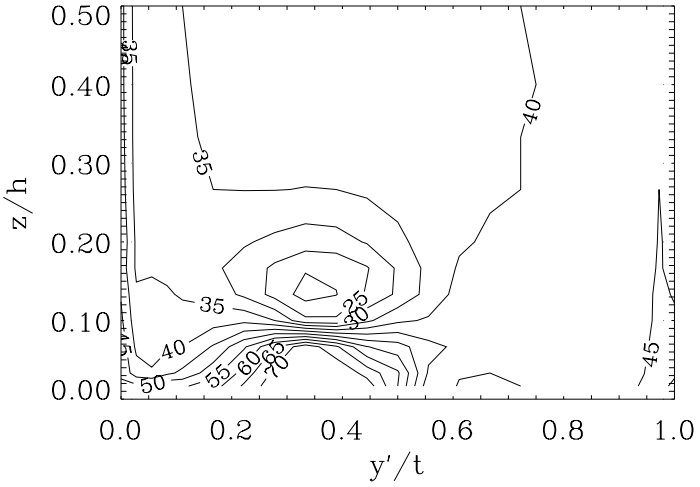

Abbildung 5.14: Isoklinen β_2^+=const., x/s_x=1,071, τ/s=2,50 %

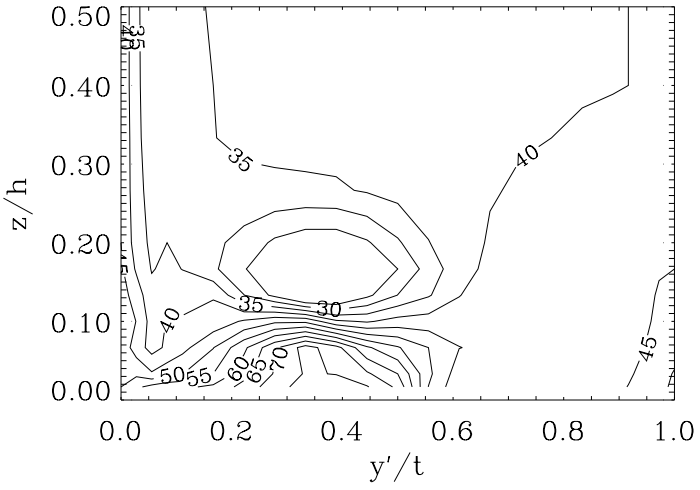

Abbildung 5.15: Isoklinen β_2^+=const., x/s_x=1,071, τ/s=3,60 %

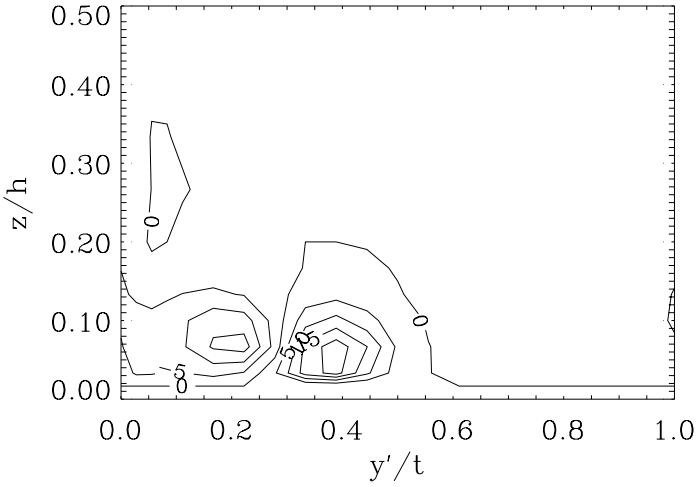

Abbildung 5.16: Isoklinen γ_2=const., x/s_x=1,071, τ/s=0,85 %

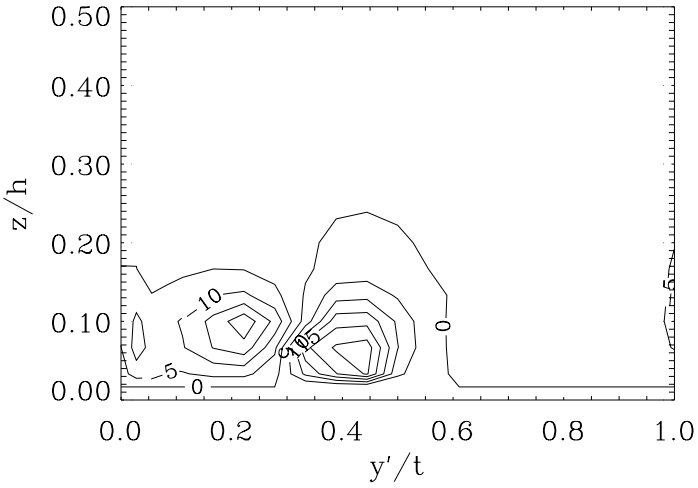

Abbildung 5.17: Isoklinen γ_2=const., x/s_x=1,071, τ/s=1,40 %

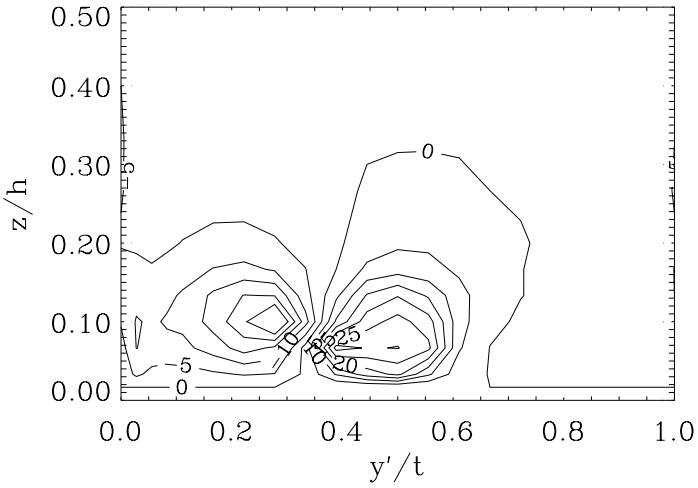

Abbildung 5.18: Isoklinen γ_2=const., x/s_x=1,071, τ/s=2,50 %

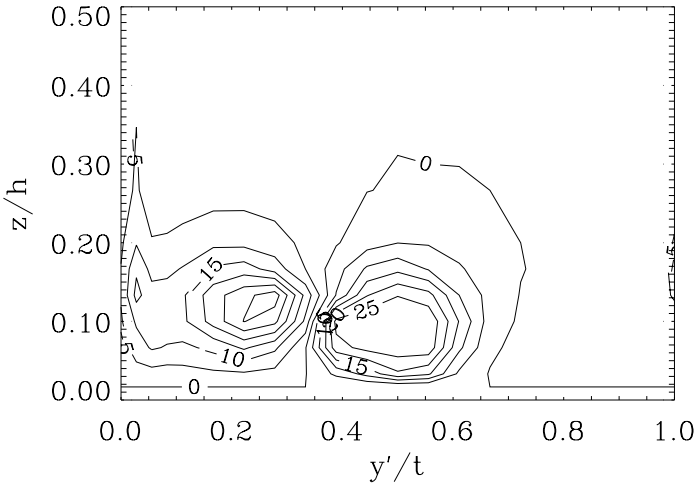

Abbildung 5.19: Isoklinen γ_2=const., x/s_x=1,071, τ/s=3,60 %

In den Abbildungen 5.20 bis 5.24 sind die Linien mit konstantem statischen Druckkoeffizienten C_{p2}=const. für die untersuchten Spaltweiten dargestellt. Im Fall Spaltweite null ist der statische Druckkoeffizient etwa konstant innerhalb der Meßebene, was auf eine gleichmäßige Druckabsenkung im Turbinengitter hinweist. Bei vorhandenem Radialspalt ist dieser gleichmäßigen Druckverteilung eine lokale Drucksenke überlagert. Die Drucksenke wird durch den Spaltwirbel verursacht, und fällt örtlich mit diesem zusammen. Entsprechend dem radialen Gleichgewicht nimmt in einem Wirbel der Druck vom Wirbelzentrum nach außen hin zu. Da der statische Druck am Rand des Wirbels durch die Druckverteilung hinter dem Schaufelgitter aufgeprägt ist, ist der Druck im Wirbelkern kleiner als der statische Druck der ungestörten Gitterabströmung.

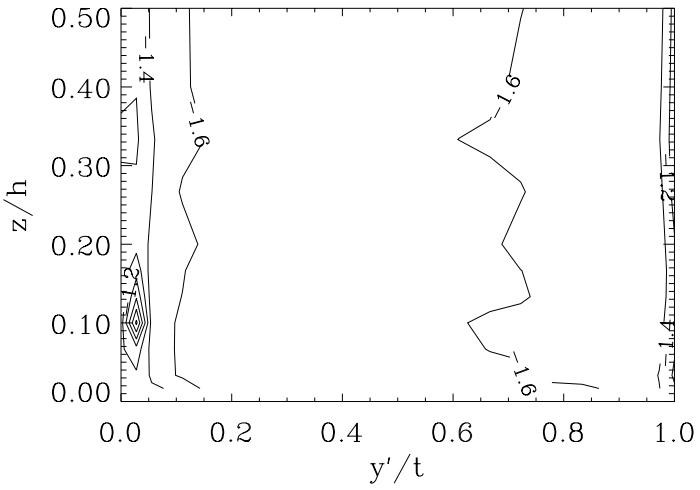

Abbildung 5.20: Linien mit konstantem statischen Druckkoeffizienten C_{p2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=0

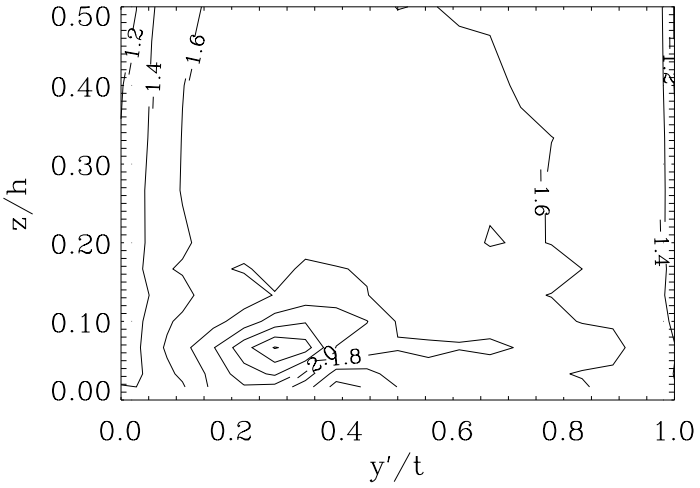

Abbildung 5.21: Linien mit konstantem statischen Druckkoeffizienten C_{p2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=0,85 %

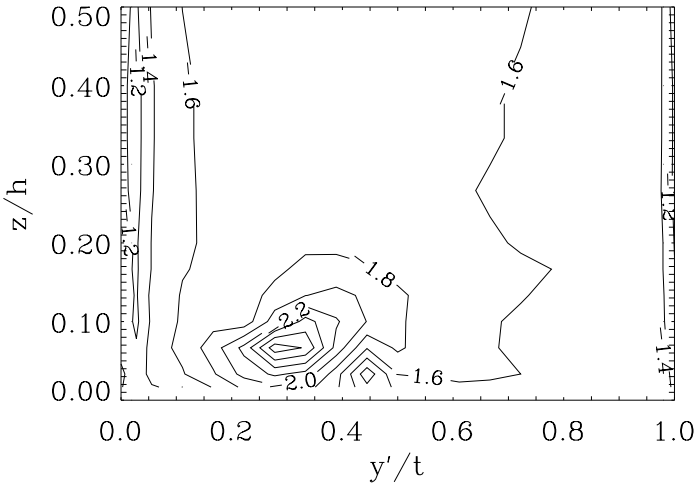

Abbildung 5.22: Linien mit konstantem statischen Druckkoeffizienten C_{p2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=1,40 %

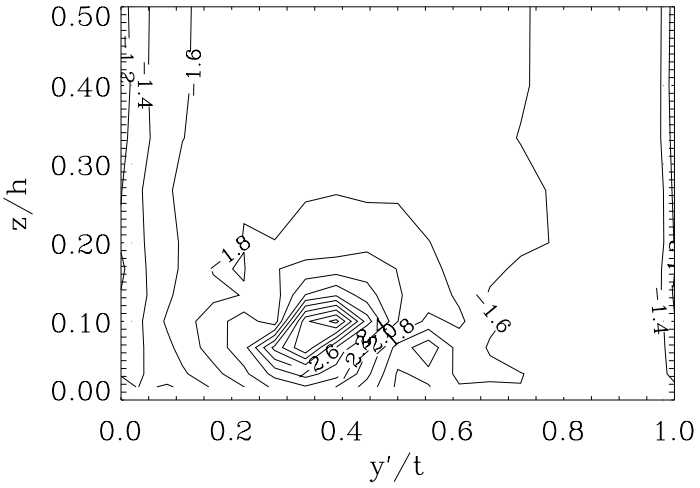

Abbildung 5.23: Linien mit konstantem statischen Druckkoeffizienten C_{p2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=2,50 %

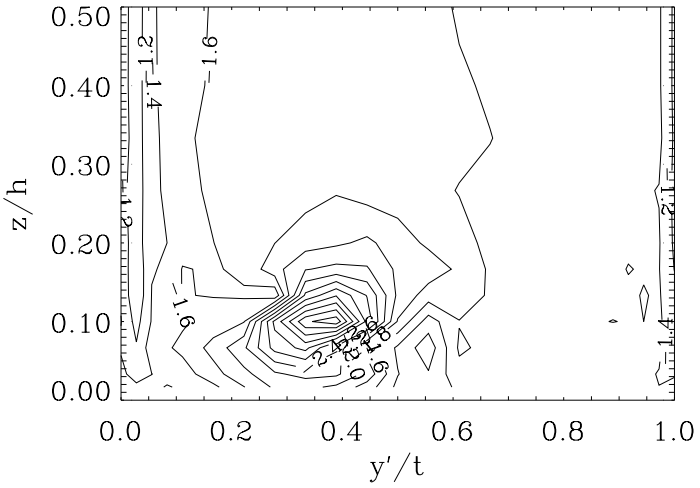

Abbildung 5.24: Linien mit konstantem statischen Druckkoeffizienten C_{p2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=3,60 %

Ein wesentliches Merkmal für die Güte der Energieumsetzung im Schaufelgitter stellt der Verlauf des Totaldruckkoeffizienten in einer Ebene unmittelbar hinter dem Gitter dar. Die Linien mit konstantem Totaldruckkoeffizienten sind für die untersuchten Spaltweiten in den Abbildungen 5.25 bis 5.29 dargestellt. Die reibungsfreie Strömung ist durch einen verschwindenden Totaldruckkoeffizienten ($C_{pt2} \approx 0$) charakterisiert. Infolge der Profilgrenzschichten steigt innerhalb der Nachlaufdellen der Totaldruckverlust an. Das bedeutet eine Verkleinerung des Totaldruckkoeffizienten. Die im Vergleich zur druckseitigen Grenzschicht dickere Saugseitengrenzschicht ist ebenfalls deutlich erkennbar. Der Kanalwirbel äußert sich in der Ecke zwischen Seitenwand und Saugseite durch einen erhöhten Totaldruckverlust (Abbildung 5.25). Besonders hohe Totaldruckverluste ($C_{pt2} \approx -1,6$) sind an der Saugseite bei z/h=0,2 lokalisiert. In diesem Bereich weisen die saugseitige Nachlaufdelle und der Kanalwirbel stark unterschiedliche Strömungsrichtungen auf. Der durch den Spaltwirbel hervorgerufene hohe Totaldruckverlust ist in den Abbildungen 5.26 bis 5.29 deutlich erkennbar. Die höchsten Totaldruckverluste, die mit größer werdender Spaltweite anwachsen, treten im Zentrum des Spaltwirbels auf.

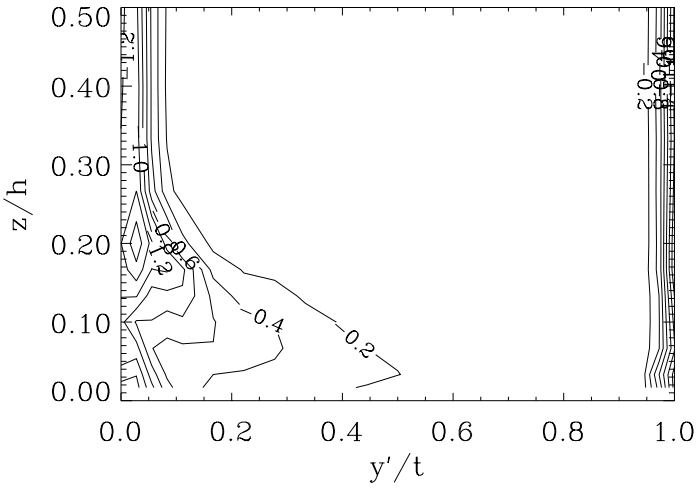

Abbildung 5.25: Linien mit konstantem Totaldruckkoeffizienten C_{pt2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=0

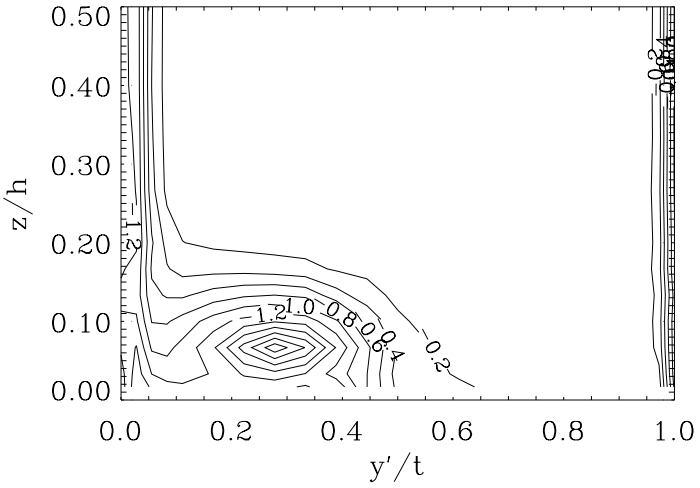

Abbildung 5.26: Linien mit konstantem Totaldruckkoeffizienten C_{pt2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=0,85 %

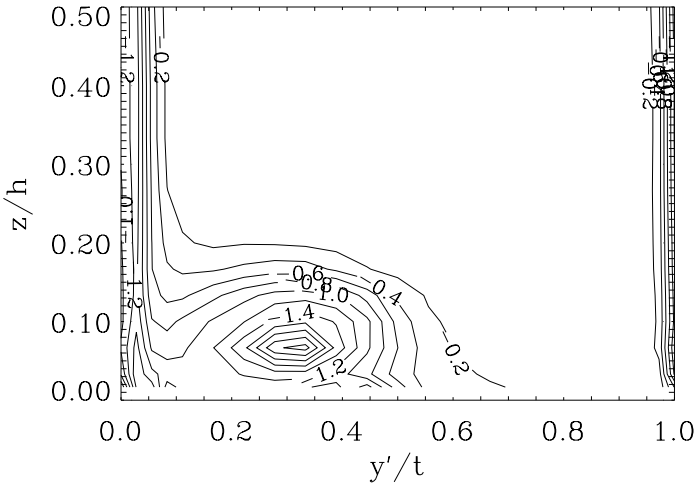

Abbildung 5.27: Linien mit konstantem Totaldruckkoeffizienten C_{pt2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=1,40 %

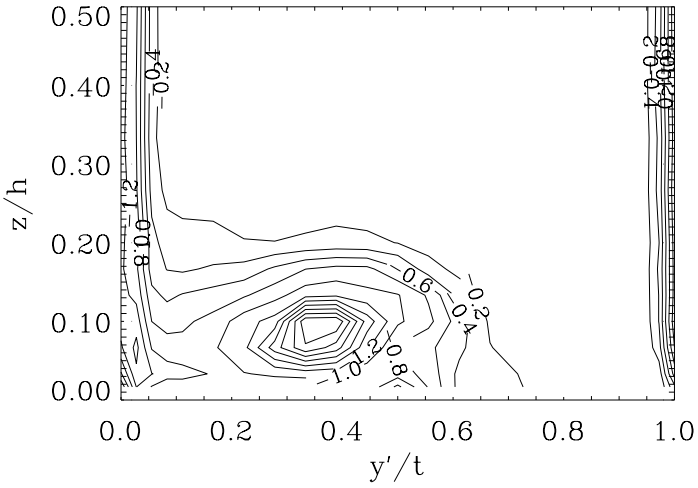

Abbildung 5.28: Linien mit konstantem Totaldruckkoeffizienten C_{pt2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=2,50 %

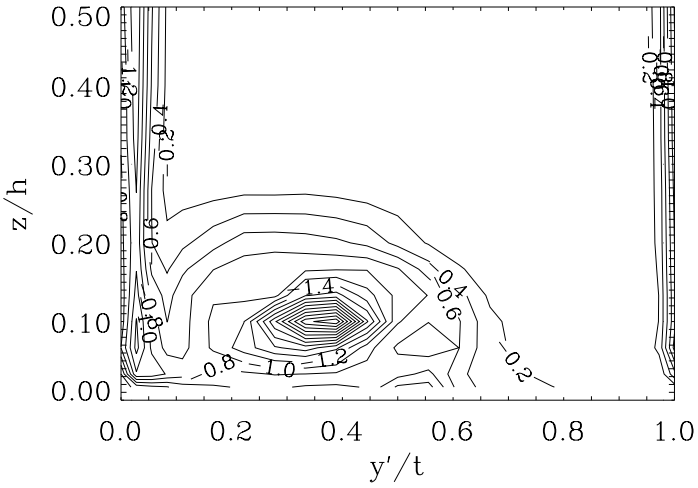

Abbildung 5.29: Linien mit konstantem Totaldruckkoeffizienten C_{pt2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=3,60 %

Zur weiteren Veranschaulichung der Sekundär- bzw. Spaltströmung sind in den Abbildungen 5.30 bis 5.34 die Sekundärgeschwindigkeitsfelder als Vektorplots dargestellt. Da jede Abweichung von der Richtung der ungestörten Gitterabströmung als Sekundärströmung gewertet wird, ist in den Vektorplots auch das Zusammenfließen der Profilgrenzschichten in der Nachlaufdelle erkennbar. Der Kanalwirbel hat seine symmetrische Struktur in der Meßebene noch nicht erreicht. Er äußert sich vielmehr durch eine Querkanalströmung in der Nähe der Seitenwand und anschließender Strömung an der Saugseite zur Schaufelmitte hin (Abbildung 5.30). Bei Vorhandensein eines radialen Spaltes wird die Abströmung vom Spaltwirbel dominiert, dessen räumliche Ausdehnung und Stärke mit steigender Spaltweite zunimmt. Außerdem ist aus den Sekundärströmungsfeldern deutlich erkennbar, daß das Zentrum des Spaltwirbels mit zunehmender Spaltweite immer weiter in den Schaufelkanal hineinwandert. Der Spaltwirbel selbst besteht aus einem Kern, der näherungsweise eine Starrkörperrotation aufweist. Im Anschluß daran klingen die Tangentialkomponenten der Sekundärströmung entsprechend einem Potentialwirbelgesetz ab. Diese Wirbelstruktur konnte bereits aus der Verteilung der Isoklinen lokalisiert werden.

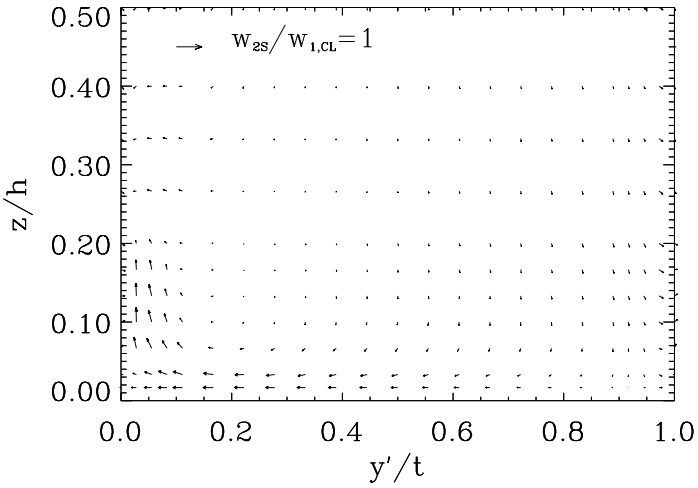

Abbildung 5.30: Sekundärgeschwindigkeitsfeld, x/s_x=1,071, τ/s=0

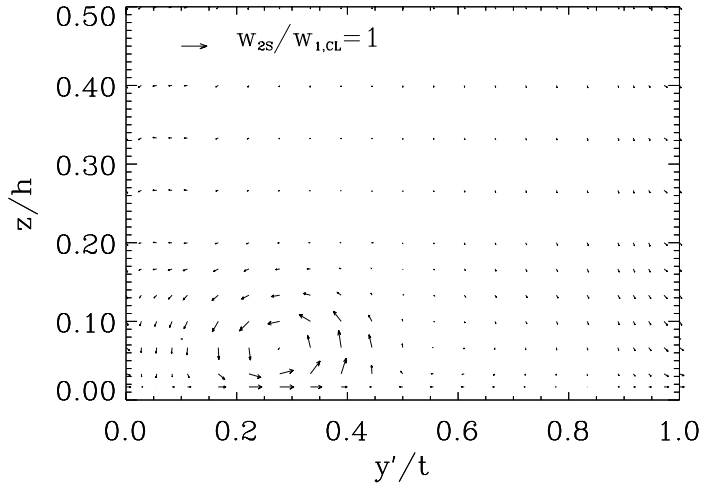

Abbildung 5.31: Sekundärgeschwindigkeitsfeld, x/s_x=1,071, τ/s=0,85 %

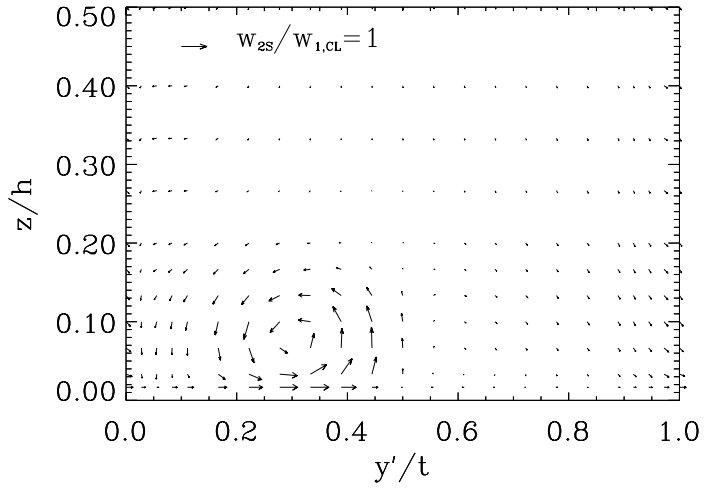

Abbildung 5.32: Sekundärgeschwindigkeitsfeld, x/s_x=1,071, τ/s=1,40 %

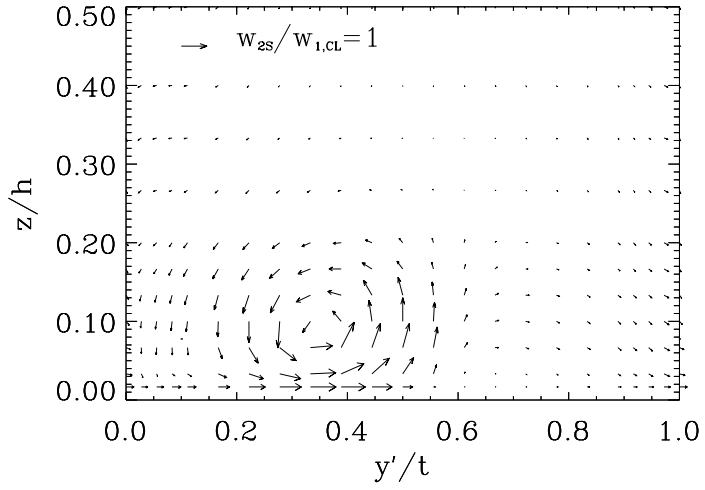

Abbildung 5.33: Sekundärgeschwindigkeitsfeld, x/s_x=1,071, τ/s=2,50 %

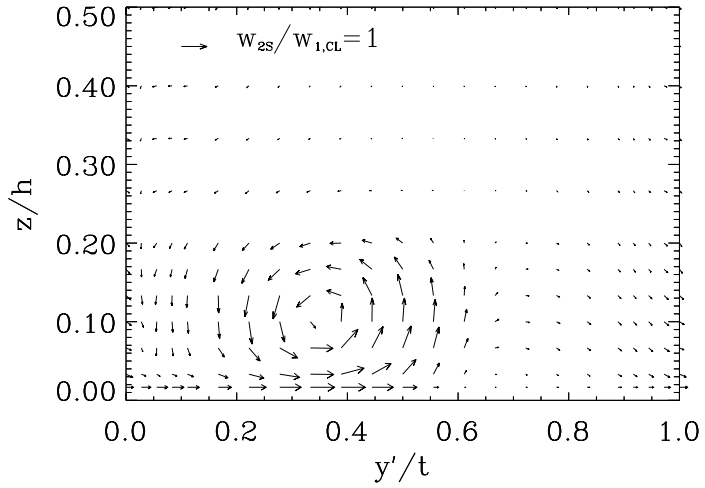

Abbildung 5.34: Sekundärgeschwindigkeitsfeld, x/s_x=1,071, τ/s=3,60 %

Der mit der Massenstromdichte gewogene teilungsgemittelte Abströmwinkel $\bar{\beta}_2^+$ ist in Abbildung 5.35 dargestellt. Für $z/h > 0,3$ entspricht der gemittelte Abströmwinkel dem Wert der ebenen Gitterabströmung $\bar{\beta}_{2,2D}^+ = 38,85°$. Im Fall τ=0 verursacht der Kanalwirbel eine Mehrumlenkung in Wandnähe. Die Mehrumlenkung beträgt maximal etwa 8°. Im Bereich von z/h= 0,1 bis 0,25 ist entsprechend dem Kanalwirbel eine schwache Minderumlenkung von maximal etwa 1° zu erkennen.

Gänzlich anders ist die Situation bei vorhandenem Radialspalt. Der Spaltwirbel verursacht eine erhebliche Minderumlenkung in der Nähe der Seitenwand. Die Minderumlenkung steigt mit zunehmender Spaltweite. Sie beträgt bei der größten Spaltweite (τ/s=3,60%) etwa 20° Die durch den Spaltwirbel ebenfalls hervorgerufene Mehrumlenkung fällt mit etwa 3,5° bei der größten Spaltweite (τ/s=3,60%) wesentlich schwächer aus. Auf alle Fälle weicht bei einem Turbinengitter mit Radialspalt der Abströmwinkel in der Randzone wesentlich von der Richtung der ungestörten Gitterströmung ab. Für ein nachfolgendes Schaufelgitter, dessen Eintritt entsprechend der ungestörten Abströmung des vorhergehenden Gitters ausgelegt ist, bedeutet das eine inzidenzbehaftete Anströmung mit entsprechend erhöhten Verlusten. Um diese Verluste zu vermeiden, oder zumindest zu verkleinern, muß bei 3D-Auslegungen von Schaufelgittern auf diese Abströmwinkelverteilung Rücksicht genommen werden.

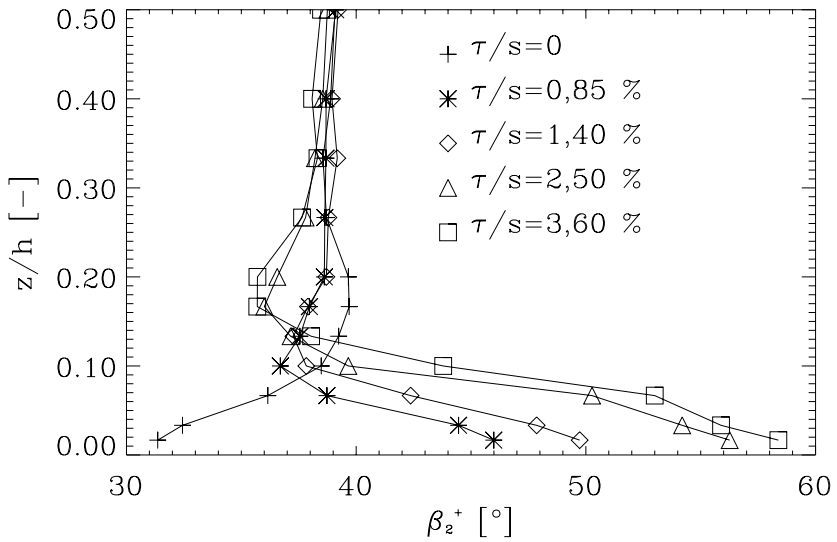

Abbildung 5.35: Mit der Massenstromdichte gewogener teilungsgemittelter Abströmwinkel $\bar{\beta}_2^+$

Um die Auswirkung der Spaltströmung auf den Druckrückgewinn des nachfolgenden Diffusors beurteilen zu können, ist in Abbildung 5.36 die über der Teilung gemittelte axiale Geschwindigkeit $\overline{w}_{2x}$ bezogen auf die Geschwindigkeit der ungestörten Zuströmung $w_{1,CL}$ dargestellt. Im Fall der Spaltweite null ist die Seitenwandgrenzschicht deutlich erkennbar. Die Dicke der abströmseitigen Seitenwandgrenzschicht entspricht etwa der Dicke der Zuströmgrenzschicht (Abbildung 5.8). Völlig anders gestaltet sich die Verteilung der gemittelten Axialgeschwindigkeit beim Turbinengitter mit Radialspalt. Die Minderumlenkung im Bereich des Radialspaltes erzeugt in Wandnähe eine Zone mit hoher axialer Geschwindigkeit (Wandstrahl). Aus Kontinuitätsgründen fällt anschließend die Axialgeschwindigkeit ab und steigt schließlich wieder auf den Wert der un-

gestörten Gitterströmung an. Aus Abbildung 5.36 ist deutlich erkennbar, daß bei Vergrößerung der Spaltweite immer mehr kinetische Energie von der Kernströmung zur Seitenwand hin verlagert wird. Für den nachfolgenden Diffusor läßt diese Energetisierung der Zuströmgrenzschicht eine Verbesserung des Druckrückgewinnes bei zunehmender Spaltweite erwarten.

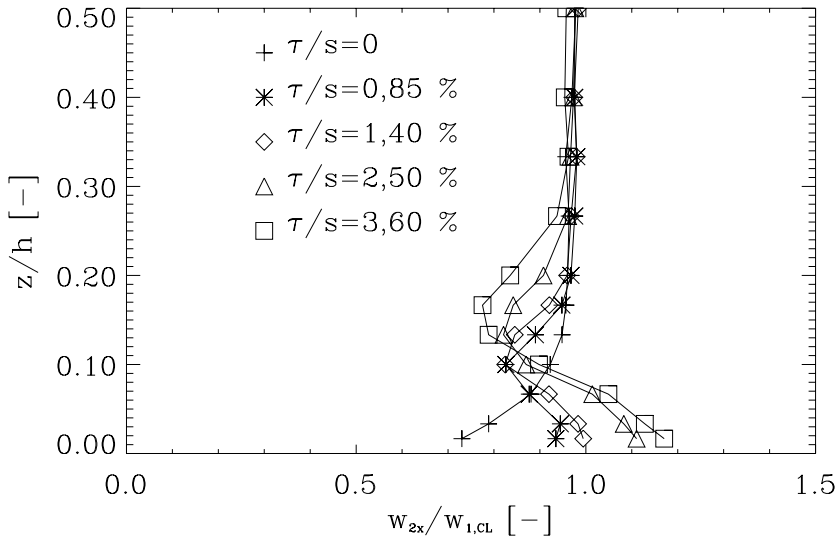

Abbildung 5.36: Über der Teilung gemittelte axiale Geschwindigkeit $\bar{w}_{2x}/w_{1,CL}$

Die Intensität des Wandstrahles kann als das Verhältnis von maximaler Axialgeschwindigkeit zur Axialgeschwindigkeit der ungestörten Gitterströmung beschrieben werden. Dieses Verhältnis ist in Abbildung 5.37 als Funktion der Spaltweite dargestellt. Das Geschwindigkeitsverhältnis steigt etwa linear mit der Spaltweite an. Bei der größten untersuchten Spaltweite (τ/s =3,60%) liegt die Wandstrahlgeschwindigkeit etwa 20% über der Axialgeschwindigkeit der ungestörten Gitterabströmung.

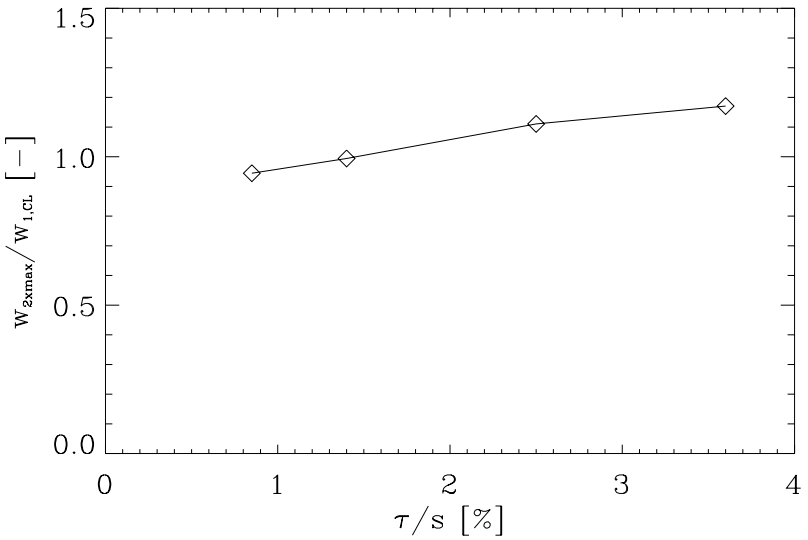

Abbildung 5.37: Über der Teilung gemittelte maximale axiale Geschwindigkeit $\bar{w}_{2xmax}/w_{1,CL}$, (Wandstrahlgeschwindigkeit)

Abbildung 5.38 zeigt den mit der Massenstromdichte gewogenen teilungsgemittelten Totaldruckkoeffizienten $\bar{C}_{pt2}$. Im Bereich $z/h > 0,3$ ist der Totaldruckkoeffizient etwa konstant. Der Wert entspricht dem Profilverlust der ebenen Gitterströmung. Im Falle verschwindender Spaltweite wird der Anstieg des Totaldruckverlustes in der Randzone durch den Kanalwirbel sowie durch die Reibung in der Seitenwandgrenzschicht hervorgerufen. Bei vorhandenem Radialspalt ist der Spaltwirbel für eine erhebliche Vergrößerung der Strömungsverluste in der Randzone verantwortlich.

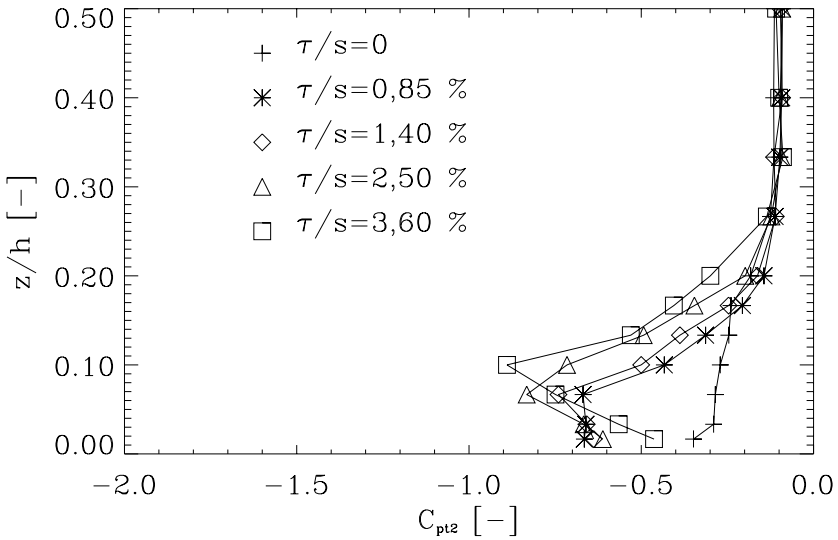

Abbildung 5.38: Mit der Massenstromdichte gewogener teilungsgemittelter Totaldruckkoeffizient $\bar{C}_{pt2}$

5.5.3 Verlustbeiwerte

Für die Auswertung von Gleichung (4.35) ist die Kenntnis der einzelnen Verlustbeiwerte

- Profilverlustbeiwert ξ''_P
- Sekundärverlustbeiwert ξ''_S
- Spaltverlustbeiwert ξ''_{Sp}

notwendig. Den Profilverlustbeiwert erhält man aus dem mit der Massenstromdichte gewogenen teilungsgemittelten Totaldruckkoeffizienten $\overline{C}_{pt2}$ in Schaufelmitte (z/h=0,5). Wie aus Abbildung 5.38 ersichtlich, ist dieser Totaldruckkoeffizient im wesentlichen unabhängig von der Spaltweite. Der Profilverlustbeiwert ist definiert als

$$\xi''_P = \frac{\Delta h''_P}{\frac{w_{2s}^2}{2}}. \tag{5.16}$$

Nach dem ersten Hauptsatz kann die Enthalpiedifferenz $\Delta h''_P$ näherungsweise durch die Totaldruckdifferenz ausgedrückt werden

$$\Delta h''_P \approx \frac{1}{\varrho}(p_{t1,CL} - \overline{p}_{t2})\left(\frac{z}{h} = 0,5\right) = -\frac{w_{1,CL}^2}{2}\overline{C}_{pt2}\left(\frac{z}{h} = 0,5\right). \tag{5.17}$$

Damit folgt für den Profilverlustbeiwert

$$\xi''_P = -\left(\frac{w_{1,CL}}{w_{2s}}\right)^2 \overline{C}_{pt2}\left(\frac{z}{h} = 0,5\right). \tag{5.18}$$

Da $w_{2s} \approx \overline{w}_2$ ist, kann man für den Profilverlustbeiwert auch schreiben

$$\xi''_P = -\left(\frac{w_{1,CL}}{\overline{w}_2}\right)^2 \overline{C}_{pt2}\left(\frac{z}{h} = 0,5\right) = -\left(\frac{\sin\overline{\beta}^+_{2,2D}}{\sin\beta_1}\right)^2 \overline{C}_{pt2}\left(\frac{z}{h} = 0,5\right) = 0,0447. \tag{5.19}$$

Der Ausgangspunkt für den Sekundärverlustbeiwert ist der mit der Massenstromdichte gewogene flächengemittelte Totaldruckkoeffizient $\overline{\overline{C}}_{pt2}$ bei Spaltweite null. Davon werden der Totaldruckverlustbeiwert der Gitterzuströmung sowie der Totaldruckverlustbeiwert in Kanalmitte (Profilverlust) abgezogen. Analog zu Gleichung 5.19 ergibt sich für den Sekundärverlustbeiwert

$$\xi''_S = -\left(\frac{\sin\overline{\beta}^+_{2,2D}}{\sin\beta_1}\right)^2 \left[\overline{\overline{C}}_{pt2}(\tau = 0) - \overline{\overline{C}}_{pt1} - \overline{C}_{pt2}\left(\frac{z}{h} = 0,5\right)\right] = 0,00571. \tag{5.20}$$

Üblicherweise berechnet man den gesamten Verlustbeiwert als Summe von Profilverlustbeiwert, Sekundärverlustbeiwert und Spaltverlustbeiwert

$$\xi''_{ges} = \xi''_P + \xi''_S + \xi''_{Sp}. \tag{5.21}$$

Weiters geht man davon aus, daß Profil- und Sekundärverlustbeiwert bei Variation der Spaltweite konstant bleiben. Analog zu Profil- und Sekundärverlustbeiwert kann man aus dem gemessenen, mit der Massenstromdichte gewogenen flächengemittelten Totaldruckkoeffizienten den Spaltverlustbeiwert berechnen

$$\xi''_{Sp} = -\frac{1}{2}\left(\frac{\sin\overline{\beta}^{+}_{2,2D}}{\sin\beta_1}\right)^2 \left[\overline{\overline{C}}_{pt2} - \overline{\overline{C}}_{pt2}(\tau = 0)\right]. \tag{5.22}$$

Das Ergebnis ist in Abbildung 5.39 dargestellt. Der Spaltverlust nimmt mit der Spaltweite zu. Bei den üblicherweise bei Axialturbinen vorkommenden Radialspaltweiten (τ/s=1,5 bis 2,5 %) kann man von einem linearen Zusammenhang zwischen Spaltweite und Spaltverlustbeiwert ausgehen. Bei der größten untersuchten Spaltweite ist eine gewisse Sättigung zu erkennen. Diese Beobachtung wurde auch von *De Cecco et al.* [13] gemacht. Sie untersuchten ein geometrisch ähnliches Turbinengitter bei besonders großen Spaltweiten. Diese betrugen τ/s= 10 bis 15 %. Die Autoren gehen davon aus, daß derart große Spaltweiten in einem Schadensfall nach einem Anstreifen der Rotorbeschaufelung am Gehäuse entstehen. Nach ihren Angaben erreicht die Summe aus Sekundär- und Spaltverlustbeiwert bei etwa τ/s= 6 % ein Maximum, bei größeren Spaltweiten nimmt dann diese Summe wieder ab. Die Ursache dürfte in einer verringerten Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite liegen, welche durch die Entlastung der Schaufelspitze bei den besonders großen Spaltweiten entsteht.

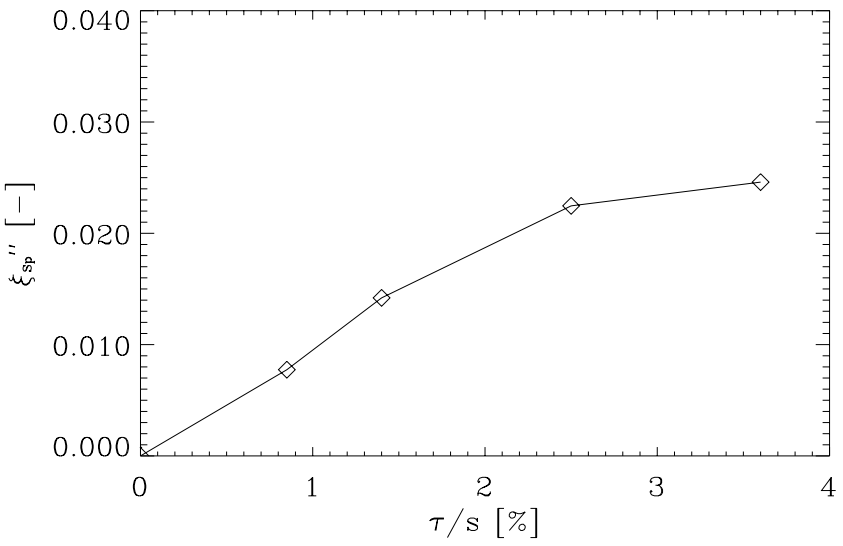

Abbildung 5.39: Spaltverlustbeiwert ξ''_{Sp} als Funktion der Spaltweite

Zusammenfassend läßt sich bezüglich der Meßergebnisse für das Turbinengitter mit und ohne Radialspalt folgendes sagen:

- Die gemessene Richtung der ungestörten Gitterströmung stimmt gut mit dem Wert $\bar{\beta}^{+}_{2,2D}$=38,85° überein. Dieser Abströmwinkel wurde mit Hilfe eines Näherungsverfahrens von *Traupel* [52] bestimmt. Der Profilverlust in Schaufelmitte ist unabhängig von der Spaltweite.

- Bei Spaltweite τ=0 tritt ein Kanalwirbel auf, der in der betrachteten Meßebene (x/s_x=1,071) noch keinen rotationssymmetrischen Zustand erreicht hat. Auf Grund der geringen Umlenkung ist der Kanalwirbel schwach ausgebildet, der damit verbundene Sekundärverlust im Vergleich zum Profilverlust entsprechend gering.

- Bei Vorhandensein eines Radialspaltes wird das abströmseitige Geschwindigkeitsfeld durch den Spaltwirbel dominiert. Intensität und räumliche Ausdehnung des Spaltwirbels steigen mit zunehmender Spaltweite. Der Spaltwirbel setzt sich aus einem inneren Starrkörperwirbel und aus einem äußeren Potentialwirbel zusammen. Beträchtliche Minderumlenkungen und erhöhte Verluste in Wandnähe werden durch den Spaltwirbel hervorgerufen. Außerdem bildet sich ein Wandstrahl aus, dessen Intensität mit der Spaltweite zunimmt. Im praktisch interessanten Bereich nimmt der Spaltverlustbeiwert etwa linear mit der Spaltweite zu.

Kapitel 6

Berechnung der Diffusorströmung

Ursprünglich wurde vom Autor versucht, neben der Strömung im Turbinengitter auch jene im nachfolgenden Diffusor im ebenen Gitterwindkanal zu simulieren. Dazu wurden Diffusoren mit drei verschiedenen Öffnungswinkeln angefertigt. Die Geometrie der beiden Wände, die den Diffusor in y-Richtung begrenzen, wurde durch ein einfaches zweidimensionales Berechnungsmodell ermittelt. Die beiden gekrümmten Wände verlaufen hinter den Schaufeln 1 und 6 tangential an die Richtung der ungestörten Gitterabströmung $\bar{\beta}^{+}_{2,2D} = 38,85°$. Wie aus den Ergebnissen des vorigen Kapitels bekannt ist, weicht die Gitterabströmung im Bereich des Radialspaltes wesentlich von der Richtung der ungestörten Gitterabströmung ab. Die Unterschiede steigen mit zunehmender Spaltweite. Aus diesem Grund stellte sich im nachfolgenden Diffusor eine stark regellose Strömung ein. Die im Abstand von einer Schaufelteilung periodischen Randbedingungen konnten in der Abströmmeßebene hinter den Schaufeln 3 und 4 auch nicht näherungsweise eingehalten werden.

Um trotzdem zu einem Zusammenhang zwischen Radialspaltweite und Druckrückgewinn des Diffusors zu gelangen, wurde die Diffusorströmung numerisch simuliert. Diese Vorgehensweise bietet den Vorteil, daß die Diffusorgeometrie frei wählbar und nicht durch die Abmessungen des Gitterwindkanales eingeschränkt ist. In diesem Kapitel wird daher zuerst auf Grund der Daten von ausgeführten Gasturbinen eine repräsentative Abgasdiffusorgeometrie festgelegt. Anschließend wird die Strömung in diesem Diffusor numerisch untersucht. Als Eintrittsrandbedingungen werden die im Versuch ermittelten Abströmgeschwindigkeitsfelder des Turbinengitters herangezogen. Das Ergebnis der Berechnungen sind detaillierte Informationen über das Strömungsfeld im Diffusor sowie die Abhängigkeit des Druckrückgewinnfaktors von der Radialspaltweite des vorhergehenden Turbinenlaufgitters.

6.1 Auswahl der Diffusorgeometrie

Nach geometrischen Gesichtspunkten lassen sich die Abgasdiffusoren der meisten Gasturbinen in die Kategorie der Nabendiffusoren einordnen. Die Nabe ist häufig zylindrisch ausgeführt, oder weist einen geringen Steigungswinkel auf. Innerhalb der Nabe ist meist das abgasseitige Lager der Gasturbinenwelle untergebracht. Die Abstützung des Lagers erfolgt durch Rippen, die innerhalb des Abgaskanales angebracht sind und Nabe und Gehäuse verbinden. Die durch die Stützrippen verursachte Versperrung wird häufig durch eine Konturierung der äußeren Diffusorberandung

kompensiert, d.h., die äußere Diffusorwand ist dann nicht mehr kegelig, sondern weist eine mehr oder weniger starke Krümmung auf. Am Diffusoraustritt ist es notwendig, den Abgasstrom von der axialen in die vertikale Richtung umzulenken. Um in diesem Bereich die Strömungsführung zu verbessern, werden am Diffusoraustritt oft Umlenk- oder Leitbleche angebracht.

Sieht man von diesen Einbauten ab, so kann der Abgasdiffusor als Nabendiffusor mit im Meridianschnitt geraden Seitenkonturen angenähert werden. Wie bereits erwähnt, kann die Geometrie eines solchen Diffusors durch vier dimensionslose Größen beschrieben werden. In Tabelle 6.1 sind diese vier dimensionslosen Größen einer Reihe von Abgasdiffusoren ausgeführter Gasturbinen zusammengestellt. Die Geometriedaten haben keinen hohen Anspruch an Genauigkeit, da die zu Grunde liegenden Abmessungen aus relativ kleinformatigen Schnittzeichnungen der jeweiligen Gasturbine gewonnen wurden. Zur Ergänzung ist in Tabelle 6.1 auch das jeweilige Flächenverhältnis AR eingetragen. Angaben über die Winkel von Nabe und Gehäuse wurden nur bei jenen Gasturbinen gemacht, wo Diffusoren mit geraden Konturen ausgeführt sind. Aus den angegebenen Daten lassen sich hinsichtlich der Geometrie von Abgasdiffusoren folgende Schlüsse ziehen:

- Das Eintrittsnabenverhältnis liegt im Bereich $\nu_2 = 0,5$ bis $0,68$, wobei die unteren Werte bei großen Industriegasturbinen, die oberen eher bei von Flugtriebwerken abgeleiteten Gasturbinen anzutreffen sind.
- Die Nabe des Abgasdiffusors ist häufig zylindrisch ausgeführt ($\theta_n = 0°$). In einzelnen Fällen sind schwach kegelige Naben mit positivem Innenwinkel realisiert.
- Bei Abgasdiffusoren mit zylindrischer Nabe liegen die Außenwinkel im Bereich θ_g=6° bis 12,5°.
- Die dimensionslosen Diffusorlängen streuen relativ stark und liegen im Bereich von L/h_2=2,8 bis 7,1.
- Die Flächenverhältnisse hingegen sind für alle Abgasdiffusoren etwa gleich groß und betragen AR= 1,7 bis 3,0.

Gasturbinentype	$\nu_2[-]$	$\theta_n[°]$	$\theta_g[°]$	$L/h_2[-]$	$AR[-]$
ABB GT8	0,55	-	-	4,78	2,06
ABB GT11N	0,53	6,5	14	6,00	2,99
ABB GT13	0,54	7	14	5,85	2,75
ABB GT13E	0,50	-	-	7,13	2,68
GE LM 2500	0,56	-	6,5	4,50	1,71
GE MS6001B	0,63	0	8	4,71	1,88
GE MS9001E	0,65	0	8	5,27	2,00
MAN-GHH FT8	0,68	0	6	6,92	1,97
SIEMENS V84.3A	0,59	0	12,5	2,82	1,92

Tabelle 6.1: Zusammenstellung der Geometriedaten von Abgasdiffusoren ausgeführter Gasturbinen

Folgt man den Überlegungen von *Sovran* und *Klomp* [48], so kann man annehmen, daß die Steigungswinkel von Nabe und Gehäuse als Parameter eine untergeordnete Rolle spielen. Trägt man die beiden verbleibenden Geometrieparameter, dimensionslose Diffusorlänge und Flächenverhältnis, der ausgeführten Abgasdiffusoren in das Diffusordiagramm von *Sovran* und *Klomp* [48] ein, so erhält man folgendes Ergebnis (Abbildung 6.1):

Die meisten Diffusorgeometrien liegen in der Nähe der Optimumlinie C^*_{pD}. Diese Tatsache läßt den Schluß zu, daß die Diffusorlänge aus konstruktiven Gründen vorgegeben ist und das Flächenverhältnis für maximalen Druckrückgewinn entsprechend der C^*_{pD}-Geraden ausgelegt wird. Aus Kostengründen wird man dabei meistens einen möglichst kurzen Diffusor anstreben.

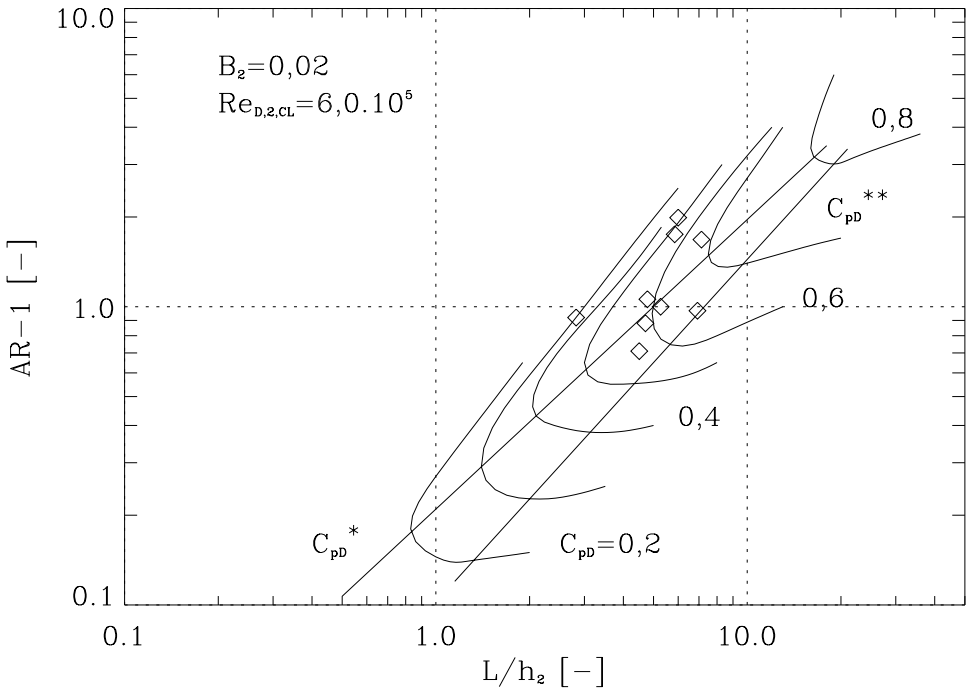

Abbildung 6.1: Diffusordiagramm für Kreisringdiffusoren [48]. Zusätzlich eingetragen sind Geometriedaten von Abgasdiffusoren ausgeführter Gasturbinen (◇)

Auf Grund der vorliegenden Erkenntnisse wird für die weiteren Untersuchungen folgende Diffusorgeometrie, welche als für Abgasdiffusoren von Gasturbinen typisch angesehen werden kann, verwendet:

- Eintrittsnabenverhältnis ν_2=0,55
- Innerer Öffnungswinkel θ_n=0° (zylindrische Nabe)
- Äußerer Öffnungswinkel θ_g=8° (kegeliges Gehäuse)
- Dimensionslose Diffusorlänge L/h_2=5
- Flächenverhältnis AR=2,05

Wie aus Abbildung 6.1 ersichtlich ist, liegen die Geometriedaten dieses Diffusors auf der C^*_{pD}-Geraden. Bei einer Eintrittsversperrung B_2=0,02 und der im Diagramm angegebenen Diffusorreynoldszahl $Re_{D,2,CL}$=6.10^5 beträgt der Druckrückgewinnfaktor C_{pD}=0,6. Dieser Wert ist im Vergleich zum Druckrückgewinnfaktor des idealen Diffusors C_{pDi}=0,76 sowie zu den in diesem Kapitel später berechneten Druckrückgewinnfaktoren zu sehen.

6.2 Beschreibung des Rechenverfahrens

6.2.1 Grundgleichungen

Die Grundgleichungen zur Berechnung der stationären, ebenen, turbulenten, inkompressiblen Strömung können am übersichtlichsten in Komponentenschreibweise in einem ebenen, kartesischen Koordinatensystem dargestellt werden. Die Massenbilanz lautet

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \tag{6.1}$$

Die Bewegungsgleichungen nehmen die Gestalt

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\frac{\partial u}{\partial x} - \varrho\left(\overline{u'u'}\right)\right] + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\frac{\partial u}{\partial y} - \varrho\left(\overline{u'v'}\right)\right], \tag{6.2}$$

$$u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\frac{\partial v}{\partial x} - \varrho\left(\overline{u'v'}\right)\right] + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\frac{\partial v}{\partial y} - \varrho\left(\overline{v'v'}\right)\right] \tag{6.3}$$

an. In den Gleichungen (6.1) bis (6.3) bezeichnen u und v die Geschwindigkeitskomponenten in x- bzw. y-Richtung. Weiters sind ϱ die konstante Dichte und μ die konstante dynamische Viskosität des Fluids. Die Geschwindigkeitskomponenten und der Druck p stellen zeitlich gemittelte Größen dar. Der Momentanwert einer beliebigen Strömungsgröße $\phi(t)$ setzt sich aus dem zeitlichen Mittelwert $\overline{\phi}$ und der turbulenten Schwankungsgröße $\phi'(t)$ nach

$$\phi(t) = \overline{\phi} + \phi'(t) \tag{6.4}$$

zusammen. Die zeitliche Mittelung lautet

$$\overline{\phi} = \frac{1}{T}\int_0^T \phi(t)dt, \tag{6.5}$$

wobei vorausgestzt ist, daß die Zeitskalen der turbulenten Schwankungsgrößen wesentlich kleiner als der Mittelungszeitraum T sind. Durch die zeitliche Mittelung der Navier-Stokes-Gleichungen treten in den Gleichungen (6.2) und (6.3) die zusätzlichen Terme der Gestalt $-\varrho(\overline{u'u'})$ usw. auf. Diese Zusatzterme stellen scheinbare turbulente Normal- und Schubspannungen dar und werden häufig als Reynolds-Spannungen bezeichnet. Da die turbulenten Schwankungsbewegungen selbst unbekannt sind, muß zur Schließung des Gleichungssystems ein Modell gefunden werden,

welches die unbekannten Schwankungsbewegungen zu Größen des mittleren Strömungsfeldes in Beziehung setzt. Im vorliegenden Fall geschieht das durch den sog. Wirbelviskositätsansatz, der analog zu den viskosen Spannungen, die Reynolds-Spannungen proportional den Geschwindigkeitsgradienten setzt:

$$-\varrho(\overline{u'u'}) = \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial x}\right) - \frac{2}{3}\varrho k \tag{6.6}$$

$$-\varrho(\overline{u'v'}) = \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) \tag{6.7}$$

$$-\varrho(\overline{v'v'}) = \mu_t \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) - \frac{2}{3}\varrho k \tag{6.8}$$

Die Größe k wird als turbulente kinetische Energie bezeichnet und beträgt

$$k = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2}. \tag{6.9}$$

Der Proportionalitätsfaktor μ_t wird als sog. Wirbelviskosität bezeichnet. Die Wirbelviskosität ist eine Funktion der Turbulenzstruktur und keine Stoffgröße und muß deshalb modelliert werden. Zur Berechnung der ortsabhängigen Wirbelviskosität wird das sog. k/ε-Turbulenzmodell verwendet. Im Rahmen dieses Turbulenzmodelles wird die Wirbelviskosität mit der Gleichung

$$\mu_t = \varrho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{6.10}$$

berechnet. Die turbulente Dissipationsrate ε ist durch den Ausdruck

$$\varepsilon = \nu \left\{ 2 \left[\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial z}\right)^2} \right] + \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial y}\right)^2} \right\} \tag{6.11}$$

gegeben. Die turbulente kinetische Energie und die turbulente Dissipation werden mit Hilfe von modellierten Transportgleichungen berechnet:

$$u\frac{\partial k}{\partial x} + v\frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\nu_t}{\sigma_k}\left(\frac{\partial k}{\partial x}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\nu_t}{\sigma_k}\left(\frac{\partial k}{\partial y}\right)\right] + P - \varepsilon \tag{6.12}$$

$$u\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right)\right] + C_1\frac{\varepsilon}{k}P - C_2\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{6.13}$$

Dabei ist

$$P = \nu_t \left[2\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 \right] \tag{6.14}$$

die Produktionsrate von k. Für die in den Gleichungen (6.10), (6.12) und (6.13) auftretenden Modellkonstanten werden folgende in der Literatur [34] angegebenen Standardwerte verwendet:

$$C_\mu = 0,09 \qquad \sigma_k = 1,00 \qquad \sigma_\varepsilon = 1,30 \qquad C_1 = 1,44 \qquad C_2 = 1,92 \tag{6.15}$$

Bei dem beschriebenen Modell handelt es sich um ein sog. High-Reynoldsnumber Turbulenzmodell. Das bedeutet, daß das Turbulenzmodell nur in jenen Bereichen des Strömungsfeldes gültig ist, in denen turbulente Scheinreibung vorherrscht. Zur Modellierung der durch viskose Reibung beherrschten wandnahen Gebiete wird die sog. Methode der Wandfunktionen verwendet. Die Anwendung dieses Verfahrens liegt aber auch noch in der Eigenschaft der Grenzschichtströmung begründet, worauf im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird.

6.2.2 Grenzschichtmodellierung

Grundsätzlich besteht bei der numerischen Strömungssimulation ein Zusammenhang zwischen der erforderlichen Anzahl der Netzpunkte und den Gradienten der einzelnen Strömungsgrößen. Die Anzahl der Punkte steigt mit zunehmenden Gradienten. Daraus erklärt sich auch sogleich die Schwierigkeit, die bei der Netzerstellung üblicherweise auftritt. Da die Höhe der Gradienten im Strömungsfeld im vorhinein nicht bekannt ist, ist die Erstellung des Rechennetzes, welches in der Lage ist, die auftretenden Gradienten aufzulösen, relativ schwierig. Große Geschwindigkeitsgradienten treten aber auf alle Fälle in der unmittelbaren Nähe von festen Wänden auf. Dort nimmt in einer dünnen Schicht, die üblicherweise als Grenzschicht bezeichnet wird, die Geschwindigkeit vom Wert null an der Wand (Haftbedingung) auf den Wert der Außenströmung zu. Zur Auflösung der Grenzschicht wäre im Vergleich zum übrigen Strömungsfeld eine sehr feine räumliche Diskretisierung nötig. Dieser Aufwand wird oft dadurch umgangen, daß die Navier-Stokes Gleichungen nicht bis an die Wand gelöst werden, sondern durch ein Modell für die Geschwindigkeitsverteilung, das sog. Wandgesetz, im Bereich der Grenzschicht ersetzt werden. Hierbei handelt es sich um ein universell gültiges Gesetz für turbulente Grenzschichten, welches im folgenden in Anlehnung an *Spurk* [49] dargestellt wird:

Ausgehend von den vereinfachenden Annahmen für stationäre, inkompressible, ebene, turbulente Schichtenströmung $u = u(y)$, $v = w = 0$ folgt aus der Bewegungsgleichung in x-Richtung (Gleichung (6.2)), ausgewertet an der Wand ($y = 0$)

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right). \tag{6.16}$$

Auf Grund der Haftbedingung verschwinden an der Wand sowohl die Komponenten der mittleren Geschwindigkeit, als auch die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten. Mit der vereinfachenden Annahme $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ folgt

$$0 = \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right) = \frac{\partial \tau_w}{\partial y}. \tag{6.17}$$

In unmittelbarer Wandnähe ist die Schubspannung konstant

$$\tau = \tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y} = const. \tag{6.18}$$

Daraus ergibt sich der Ansatz für die Geschwindigkeitsverteilung in Wandnähe zu

$$u = F(y, \tau_w, \nu, \varrho). \tag{6.19}$$

Aus dimensionsanalytischen Gründen folgt

$$\frac{u}{u_\tau} = f\left(\frac{y u_\tau}{\nu}\right). \tag{6.20}$$

Die Größe

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\varrho}} \tag{6.21}$$

wird als Schubspannungsgeschwindigkeit bezeichnet.

Einsetzen der Gleichungen (6.20) und (6.21) in die Gleichung der Wandschubspannung liefert den bekannten linearen Zusammenhang zwischen Wandabstand und Geschwindigkeit in unmittelbarer Wandnähe, die auch als viskose Unterschicht bezeichnet wird

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{y u_\tau}{\nu}. \tag{6.22}$$

Mit zunehmendem Wandabstand wächst der Einfluß der turbulenten Spannungen. Sie werden schnell viel größer als die viskosen Spannungen, die den wandnächsten Bereich dominieren. Da die turbulenten Spannungen nur durch den Geschwindigkeitsgradienten an der Stelle y hervorgerufen werden, gilt folgender Ansatz, der die kinematische Zähigkeit nicht mehr berücksichtigt

$$\frac{du}{dy} = G\left(y, \tau_w, \varrho\right). \tag{6.23}$$

Unter Anwendung der Dimensionsanalyse erhält man direkt die dimensionslose Beziehung

$$\frac{y}{u_\tau}\frac{du}{dy} = const. = \frac{1}{\kappa} \tag{6.24}$$

und durch Integration das sog. logarithmische Wandgesetz

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa}\ln\left[E\left(\frac{y u_\tau}{\nu}\right)\right]. \tag{6.25}$$

Für die Karman-Konstante κ wird in Übereinstimmung mit der Grenzschichtlösung κ=0,41 festgesetzt. E ist eine weitere empirische Konstante, welche für hydraulisch glatte Wände den Wert 9,0 hat. Abbildung 6.2 zeigt beide Wandgesetze in logarithmischer Darstellung für die dimensionslosen Größen

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}, \qquad u^+ = \frac{u}{u_\tau}. \tag{6.26}$$

Die viskose Unterschicht, in der die viskosen Schubspannungen überwiegen, wird allgemein bis zu einem dimensionslosen Wandabstand $y^+ = 5$ angegeben, der Bereich des logarithmischen Wandgesetzes in der bereits voll turbulenten Strömung von $30 \leq y^+ \leq 100$.

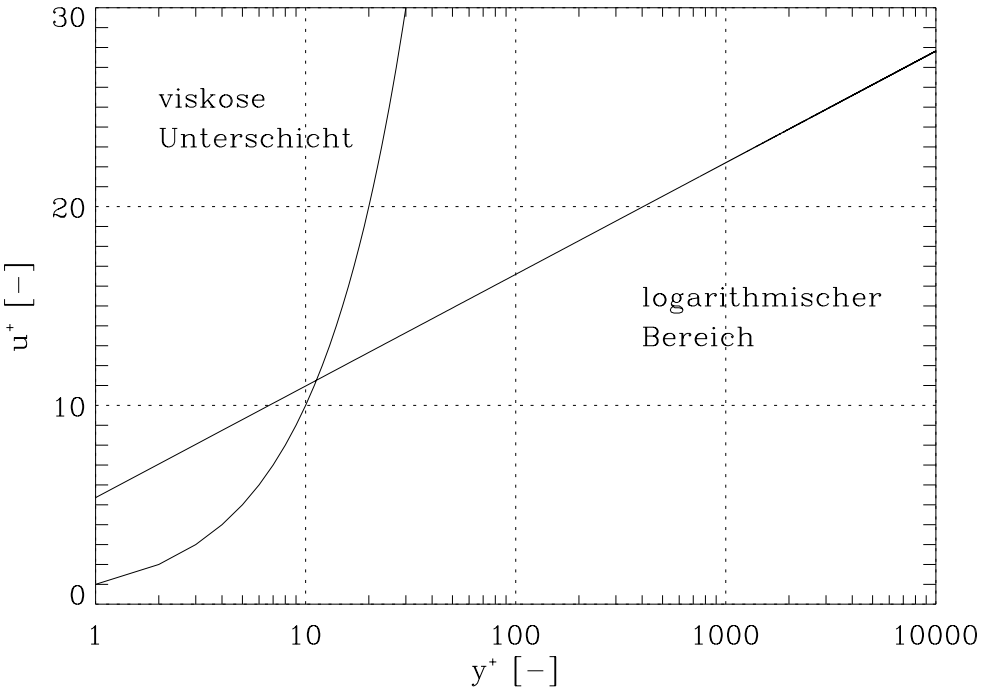

Abbildung 6.2: Universelle Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht

6.2.3 Numerisches Lösungsverfahren, Finite-Elemente-Netz

Massenbilanz, Impulsbilanz sowie die beiden Gleichungen für die turbulente kinetische Energie und die turbulente Dissipationsrate stellen ein nichtlineares, partielles Differentialgleichungssystem 2. Ordnung elliptischen Typs dar. Für technisch relevante Problemstellungen lassen sich dafür keine analytischen Lösungen finden, sodaß man in diesen Fällen auf numerische Methoden angewiesen ist. Dazu wird in dieser Arbeit die Methode der Finiten-Elemente unter Anwendung des Programmpaketes FIDAP7.52 [20] verwendet. Die grundsätzliche Vorgangsweise bei der Anwendung der Methode der Finiten-Elemente ist z.B. bei *Zienkiewicz* [60] oder *Chung* [11] ausführlich dargestellt. Es werden daher im folgenden nur die wichtigsten Schritte angegeben.

Galerkin-Verfahren

Bei dem verwendeten Finite-Elemente-Verfahren handelt es sich um ein sog. Galerkin-Finite-Elemente-Verfahren. Das Galerkin-Verfahren ist auch unter der Bezeichnung Methode der gewichteten Residuen bekannt. Ausgangspunkt sind die partiellen Differentialgleichungen des Systems

$$D(u(x,y)) = 0, \tag{6.27}$$

mit D als Differentialoperator des Kontinuums mit unendlich vielen Freiheitsgraden. Die Funktion $u(x,y)$ sei die gesuchte Funktion, die von den beiden Ortskoordinaten x und y abhängig ist. Für $u(x,y)$ setzt man eine Näherung $u^*(x,y)$ in Form eines Ritzschen Ansatzes

$$u^*(x,y) = \sum_{i=1}^{n} q_i \varphi_i(x,y) \tag{6.28}$$

an, wobei q_i n unbekannte Koeffizienten und die Funktionen $\varphi_i(x,y)$ passend gewählte, linear unabhängige Ansatzfunktionen sind, die den Randbedingungen des Problems genügen müssen. Geht man mit dem Ritzschen Ansatz in die Differentialgleichung des Systems, so entsteht ein Fehler R (Residuum)

$$D(u^*(x,y)) = R, \tag{6.29}$$

der mit steigendem n immer kleiner wird. Nach der Methode der gewichteten Residuen muß nun das Integral der mit den linear unabhängigen Funktionen $g_i(x,y)$ gewichteten Residuen über dem Berechnungsbereich V verschwinden

$$\int_V R g_i(x,y) dV = \int_V D(u^*(x,y)) g_i(x,y) dV = 0. \tag{6.30}$$

Setzt man entsprechend dem Galerkin-Verfahren die Gewichtsfunktionen gleich den Ansatzfunktionen

$$g_i(x,y) = \varphi_i(x,y), \tag{6.31}$$

so erhält man

$$\int_V R \varphi_i(x,y) dV = \int_V D(u^*(x,y)) \varphi_i(x,y) dV = 0. \tag{6.32}$$

Man hat somit aus einem System mit unendlich vielen Freiheitsgraden ein System mit n Freiheitsgraden erhalten. Aus den n Gleichungen lassen sich die unbekannten Koeffizienten q_i bestimmen, wodurch die Näherungslösung des Problems bekannt ist.

Diskretisierung, Algebraisierung

Zunächst muß das kontinuierliche Problem auf ein Problem mit endlich vielen Freiheitsgraden reduziert werden. Das geschieht in der Art, daß das Rechengebiet in eine endliche Anzahl von einfach geformten Teilgebieten (Finite-Elemente) unterteilt wird. Das hat den Vorteil, daß die Ansatzfunktionen nicht für das ganze Rechengebiet, sondern lediglich für die einzelnen Finiten-Elemente definiert werden müssen. Die notwendige Anpassung an die Randbedingungen wird dadurch ebenfalls wesentlich erleichtert. Abbildung 6.3 zeigt das Finite-Elemente-Netz mit 3721 Knotenpunkten bzw. 1020 Elementen. Es handelt sich dabei um 9-knotige, isoparametrische Elemente. Innerhalb eines Elementes sind die verschiedenen Transportgrößen $(u, v, p, k, \varepsilon)$ durch

die Ansatzfunktionen bestimmt. Die Interpolation der Geschwindigkeitskomponenten, sowie von turbulenter kinetischer Energie und turbulenter Dissipationsrate erfolgt durch biquadratische Ansatzfunktionen

$$u(x,y) = \sum_{i=1}^{9} \varphi_i(r,s) u_i \tag{6.33}$$

$$v(x,y) = \sum_{i=1}^{9} \varphi_i(r,s) v_i \tag{6.34}$$

$$k(x,y) = \sum_{i=1}^{9} \varphi_i(r,s) k_i \tag{6.35}$$

$$\varepsilon(x,y) = \sum_{i=1}^{9} \varphi_i(r,s) \varepsilon_i \tag{6.36}$$

mit

$$\vec{\varphi} = \begin{pmatrix} \frac{1}{4} rs(1-r)(1-s) \\ -\frac{1}{4} rs(1+r)(1-s) \\ \frac{1}{4} rs(1+r)(1+s) \\ -\frac{1}{4} rs(1-r)(1+s) \\ -\frac{1}{2} s(1-s)(1-r^2) \\ \frac{1}{2} r(1+r)(1-s^s) \\ \frac{1}{2} s(1+s)(1-r^2) \\ -\frac{1}{2} r(1-r)(1-s^s) \\ (1-r^2)(1-s^2) \end{pmatrix}$$

als dem Vektor der Ansatzfunktionen. Der Druck wird um eine Ordnung niedriger, d.h. bilinear interpoliert

$$p(x,y) = \sum_{i=1}^{4} \varphi_i(r,s) p_i. \tag{6.37}$$

Die Interpolationsfunktion für den Druck p lautet

$$\vec{\psi} = \begin{pmatrix} \frac{1}{4}(1-r)(1-s) \\ \frac{1}{4}(1+r)(1-s) \\ \frac{1}{4}(1+r)(1+s) \\ \frac{1}{4}(1-r)(1+s) \end{pmatrix}$$

Die Interpolationsfunktionen $\vec{\varphi}$ und $\vec{\psi}$ sind in einem Einheitsraum definiert. Abbildung 6.4 zeigt das 9-knotige Viereckselement im Original- und Einheitsraum. Die diskreten Werte für u, v, k und ε sind in den mit (o) bezeichneten Knotenpunkten lokalisiert. Da der Druck p bilinear interpoliert wird, treten diskrete Druckwerte nur in den mit (x) gekennzeichneten Ecken des Elementes auf. Weiters bedeutet isoparametrisch, daß zur Interpolation der Elementgeometrie

die gleichen Ansatzfunktionen, wie für die Interpolation der Geschwindigkeitskomponenten verwendet werden

$$x = \sum_{i=1}^{9} \varphi_i(r,s) x_i, \tag{6.38}$$

$$y = \sum_{i=1}^{9} \varphi_i(r,s) y_i. \tag{6.39}$$

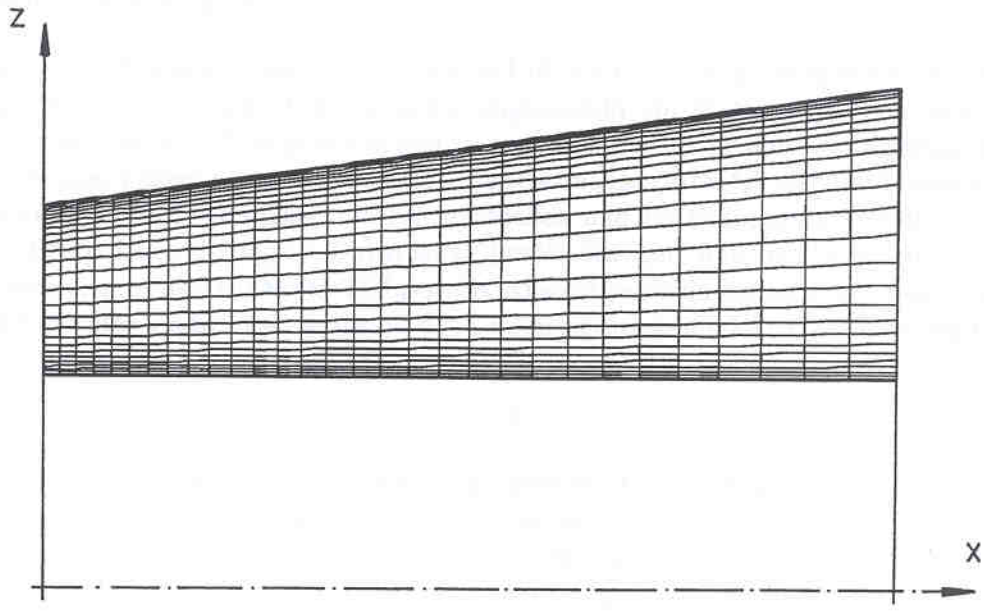

Abbildung 6.3: Finite-Elemente-Netz

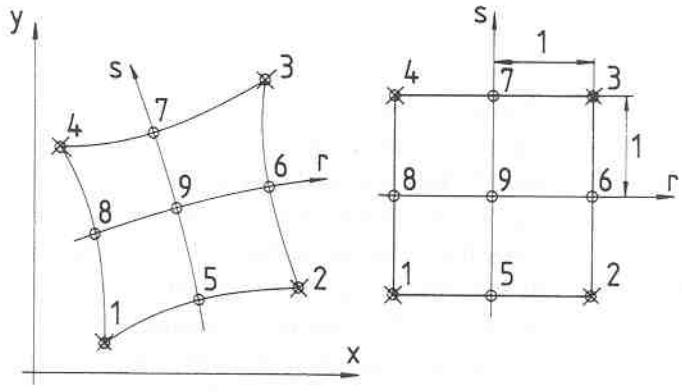

Abbildung 6.4: 9-knotiges Viereckselement im Original- und Einheitsraum

Abschließend werden die Näherungslösungen für die Geschwindigkeitskomponenten, den Druck sowie die turbulente kinetische Energie und die turbulente Dissipationsrate in die Grundgleichungen eingesetzt und entsprechend der Galerkinschen Vorschrift weiterbehandelt. Es entsteht schließlich ein System von nichtlinearen algebraischen Gleichungen, welche in Matrixform als

$$\mathbf{K}(\vec{U})\vec{U} = \vec{F} \tag{6.40}$$

angeschrieben werden können. Dabei ist $\mathbf{K}$ die globale Systemmatrix und $\vec{U}$ der globale Vektor der unbekannten Größen in den Knotenpunkten. Der Vektor $\vec{F}$ enthält die Randbedingungen.

6.2.4 Randbedingungen

Bei einer axialen Turbinenstufe mit nachfolgendem Diffusor ist das Eintrittsgeschwindigkeitsfeld des Diffusors identisch mit dem Absolutgeschwindigkeitsfeld am Stufenaustritt (Ebene 2). Die in Kapitel 5 präsentierten Meßergebnisse geben einen Eindruck von der Komplexität des Geschwindigkeitsfeldes hinter einer Turbinenlaufreihe. Der ungestörten Gitterabströmung sind die Nabengrenzschicht, die Kanalwirbel, die Nachlaufdellen und im Falle von frei endenden Laufschaufeln die Spaltwirbel überlagert. Dabei ist zu berücksichtigen, daß sich beim Übergang vom bewegten Laufgitter in den ruhenden Diffusor die Absolutgeschwindigkeit $\vec{c}$ aus der Relativgeschwindigkeit $\vec{w}$ unter vektorieller Addition der Umfangsgeschwindigkeit $\vec{u}$ entsprechend

$$\vec{c} = \vec{u} + \vec{w} \tag{6.41}$$

zusammensetzt. Im vorliegenden Fall wurde vorausgesetzt, daß die Abströmung aus der Turbinenstufe drallfrei erfolgt. D.h., es wird im wesentlichen der Auslegungspunkt der Turbinenstufe untersucht. Trotzdem weist auch in diesem Fall die Spaltströmung eine Umfangskomponente auf, wie z.B. aus der Verteilung der teilungsgemittelten Strömungswinkel (Abbildung 5.35) ersichtlich ist.

Diffusoreintritt

Als Randbedingung am Diffusoreintritt wurden die aus den Versuchen ermittelten Abströmgeschwindigkeitsverteilungen verwendet. Da die Diffusorströmung als rotationssymmetrisch betrachtet wird, kommen dabei die mit der Massenstromdichte gewogenen teilungsgemittelten Strömungsgrößen zum Einsatz. Entsprechend den vier verschiedenen untersuchten Spaltweiten ergeben sich daher vier unterschiedliche Geschwindigkeitsrandbedingungen am Diffusoreintritt. Zusätzlich wurde noch der Sonderfall verschwindender Spaltweite berücksichtigt. Diese Spaltweite ist zwar aus Gründen der Betriebssicherheit nicht ausführbar, hat aber als Referenzzustand Bedeutung. Da die Spaltströmung räumlich auf den Bereich der Schaufelspitze begrenzt ist, ist es sinnvoll sämtliche Längen (Spaltweite, Wandabstand) auf die Sehnenlänge der Laufschaufel im Außenschnitt zu beziehen. Für die gewählten dimensionslosen Geometriegrößen des Abgasdiffusors ist aber die Sehnenlänge vorläufig noch unbekannt. Laut *Traupel* [52] beträgt die Radialspaltweite etwa 0,1% des Außendurchmessers der Beschaufelung

$$\frac{\tau}{d_{2g}} = 0,001. \tag{6.42}$$

Unter Verwendung des Nabenverhältnisses ν_2 am Turbinenaustritt folgt daraus

$$\frac{\tau}{d_{2g}} = \left(\frac{\tau}{h_2}\right)\left(\frac{h_2}{d_{2g}}\right) = \left(\frac{\tau}{h_2}\right)\frac{(1-\nu_2)}{2} = 0,001. \tag{6.43}$$

Andererseits beträgt laut *Bindon* [7] bei der Laufreihe einer Gasturbine das Verhältnis von Radialspaltweite zu Sehnenlänge etwa

$$\frac{\tau}{s} = 0,015 \div 0,025. \tag{6.44}$$

Wie bereits erwähnt, gibt der Autor nicht an, ob es sich dabei um die Sehnenlänge im Außenschnitt oder die Sehnenlänge im Mittelschnitt handelt. Aufgrund der großen Schaufellängen im Verhältnis zum Durchmesser sind die Laufschaufeln von Turbinenendstufen üblicherweise stark verwunden. Außerdem kann die Sehnenlänge der Laufschaufel von der Nabe bis zur Schaufelspitze variieren. Da darüber aber keine allgemein gültigen Aussagen bekannt sind, soll hier näherungsweise mit einer konstanten Sehnenlänge gerechnet werden. Daraus folgt für das Verhältnis von Sehnenlänge zu Schaufelkanalhöhe

$$\frac{s}{h_2} = \left(\frac{s}{\tau}\right)\left(\frac{\tau}{h_2}\right) = \frac{0,08 \div 0,13}{1-\nu_2}, \tag{6.45}$$

und unter Verwendung des gewählten Eintrittsnabenverhältnisses ν_2=0,55 des Abgasdiffusors

$$\frac{s}{h_2} = 0,18 \div 0,30. \tag{6.46}$$

Endgültig wurde s/h_2=0,24 gewählt, wodurch Sehnenlänge und Radialspaltweite der Beschaufelung zur Diffusorgeometrie eindeutig in Beziehung gesetzt sind. Für die weitere Berechnung der Diffusorströmung werden alle Längen mit der Schaufelkanalhöhe h_2, welche der Eintrittshöhe des Diffusors entspricht, normiert. Die Diffusorreynoldszahl $Re_{D,2,CL}$ ergibt sich aus der Profilreynoldszahl $Re_{2,CL}$ zu

$$Re_{D,2,CL} = \frac{\overline{c}_{2x,CL}h_2}{\nu} = \frac{\overline{w}_{2x,CL}s}{\nu}\sin\bar{\beta}^{+}_{2,2D}\left(\frac{h_2}{s}\right) = Re_{2,CL}\sin\bar{\beta}^{+}_{2,2D}\left(\frac{h_2}{s}\right) = 1,513.10^6. \tag{6.47}$$

Beim Diffusor bedeutet der Index CL eine radiale Position innerhalb der reibungsfreien Kernströmung. Für den Fall Spaltweite null läßt sich aus der gemessenen Axialgeschwindigkeitsverteilung die Verdrängungsdicke berechnen. Setzt man voraus, daß die Verdrängungsdicken an Nabe und Gehäuse gleich groß sind, so folgt für die Eintrittsversperrung

$$B_2 = 2\frac{\delta_2^*}{h_2} = 0,0113. \tag{6.48}$$

Traupel [52] gibt als typische Eintrittsversperrung für einen Diffusor hinter einer Axialturbine B_2=0,01 an. Um den Einfluß der Eintrittsversperrung auf den Druckrückgewinn zu untersuchen wurden Berechnungen mit fünf verschiedenen Eintrittsversperrungen im Bereich von B_2=0,007

bis 0,05 durchgeführt. Als Eintrittsgeschwindigkeitsverteilung wurde eine Kernzone mit konstanter Geschwindigkeit und benachbarte Grenzschichten nach dem 1/7-Potenzgesetz vorgegeben. In Tabelle 6.2 sind die fünf Eintrittsversperrungen, sowie die sich daraus ergebenden Grenzschichtparameter zusammengefaßt. Zusätzlich sind die Verhältnisse der mittleren Geschwindigkeit $\overline{\overline{c}}_{2x}$ zur Geschwindigkeit in Kanalmitte $\overline{c}_{2x,CL}$ angegeben. Sämtliche Geschwindigkeiten werden bei der Berechnung der Diffusorströmung auf die Geschwindigkeit in Kanalmitte $\overline{c}_{2x,CL}$ bezogen.

B_2[-]	δ_2/h_2[-]	δ_2^*/h_2[-]	δ_2/s[-]	δ_2^*/s[-]	$\overline{\overline{c}}_{2x}/\overline{c}_{2x,CL}$[-]
0,007	0,028	0,0035	0,1167	0,0146	0,995
0,010	0,040	0,0050	0,1667	0,0208	0,992
0,015	0,060	0,0075	0,2500	0,0313	0,988
0,030	0,120	0,0150	0,5000	0,0625	0,976
0,050	0,200	0,0250	0,8330	0,1042	0,959

Tabelle 6.2: Eintrittsversperrungen bei konstanter Eintrittsgeschwindigkeit

Die Geschwindigkeitsrandbedingungen am Diffusoreintritt ergeben sich aus den mit der Massenstromdichte gewogenen teilungsgemittelten Geschwindigkeiten am Stufenaustritt. Die entsprechenden Meßwerte sind den Abbildungen 5.35 und 5.36 zu entnehmen. D.h., daß die Eintrittsgeschwindigkeitsfelder des Diffusors nach Betrag und Richtung aus der Messung am Turbinengitter übernommen wurden. Die Kennzahlen der den vier verschiedenen Spaltweiten zugeordneten Eintrittsgeschwindigkeitsfelder sind in Tabelle 6.3 zusammengestellt.

τ/s[%]	τ/h_2[%]	$\overline{c}_{2xmax}/\overline{c}_{2x,CL}[-]$	$\overline{c}_{2umax}/\overline{c}_{2x,CL}[-]$	$\overline{\overline{c}}_{2x}/\overline{c}_{2x,CL}[-]$
0,85	0,204	0,964	0,321	0,992
1,40	0,336	1,015	0,382	0,992
2,50	0,600	1,149	0,474	0,993
3,60	0,864	1,217	0,493	0,993

Tabelle 6.3: Kennzahlen der Eintrittsgeschwindigkeitsfelder des Diffusors mit vorgeschalteter Turbinenstufe

Neben der Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit müssen am Eintritt auch Randwerte für die turbulente kinetische Energie k und die turbulente Dissipation ε vorgegeben werden. Unter der Voraussetzung von isotroper Turbulenz läßt sich die turbulente kinetische Energie aus dem Turbulenzgrad und einer charakteristischen Geschwindigkeit am Eintritt entsprechend

$$k_2 = \frac{3}{2}\left(Tu_2\bar{c}_{2x,CL}\right)^2 \tag{6.49}$$

berechnen. Als Turbulenzgrad Tu_2 wurde der in der Zuströmung zum Turbinengitter in Kanalmitte gemessene Wert $Tu_{1,CL}$=5% verwendet.

Wesentlich schwieriger ist das Auffinden einer sinnvollen Randbedingung für die turbulente Dissipationsrate ε. Einen Anhaltswert erhält man nach den Angaben von *Shin-Hyoung Kang et al.* [45], wenn man die Teilung t des vorhergehenden Schaufelgitters als charakteristische Länge betrachtet

$$\varepsilon_2 = C_\mu \frac{k_2^{3/2}}{0,01t}. \tag{6.50}$$

Damit sind sämtliche Randbedingungen am Diffusoreintritt festgelegt.

Diffusorwände

An den festen Wänden (Nabe und Gehäuse) gilt die Haftbedingung, wodurch sämtliche Geschwindigkeitskomponenten gleich null gesetzt werden. Wie bereits in dem Abschnitt über die Grenzschichtmodellierung erläutert, werden die Navier-Stokes-Gleichungen nicht direkt bis zur Wand gelöst, sondern in Wandnähe durch Wandfunktionen ersetzt. Im vorliegenden Fall heißt das, daß die erste Elementschicht nicht durch Finite-Elemente mit biquadratischen bzw. bilinearen Ansatzfunktionen, sondern durch spezielle Wandelemente gebildet wird [23]. Zu beachten ist in diesem Zusammenhang, daß auf Grund der universellen Geschwindigkeitsverteilung die Dicke der Wandelemente, gemessen normal zur Wand, nach unten hin begrenzt ist. Da im wandnächsten Knoten bereits das High-Reynoldsnumber k/ε-Modell angewendet wird, darf dieser Knoten nicht innerhalb der viskosen Unterschicht liegen. Für den wandnächsten Knoten muß $y^+ \geq 30$ gelten. Andererseits darf das Wandelement auch nicht zu dick sein, da die Wandfunktionen bei zu großem Abstand von der Wand ihre Gültigkeit verlieren. Für praktische Berechnungen werden für die Dicke der Wandelemente die Bereiche

$$30 \leq y^+ \leq 100, \qquad 10 \leq y^+ \leq 1000 \tag{6.51}$$

angegeben. Dabei gilt das engere Intervall für kritische Bereiche des Strömungsfeldes, wo beispielsweise mit Ablösungen zu rechnen ist. Für die weniger kritischen Bereiche mit anliegender Strömung ist erfahrungsgemäß das größere Intervall zulässig. Eventuelle Netzverfeinerungen sind daher immer auch unter der Berücksichtigung der Dicke der Wandelemente durchzuführen.

Diffusoraustritt

Das elliptische Differentialgleichungssystem bestehend aus Massenbilanz, Impulsbilanz sowie den beiden Transportgleichungen für k und ε erfordert auch die Vorgabe von Randbedingungen am Abströmrand. Im vorliegenden Fall ist das der Austritt des Abgasdiffusors (Ebene 3). Alternativ zu den Geschwindigkeitsvektoren können auf einem Teil des Randes auch die Spannungsvektoren vorgegeben werden. Eine häufige Vorgangsweise besteht darin, die Spannungsvektoren am Austritt gleich null zu setzen. Bei Strömungen mit hohen Reynoldszahlen, wie bei der vorliegenden Diffusorströmung, ist das praktisch gleichbedeutend mit der Vorgabe eines konstanten statischen Druckes am Abströmrand. Die Anwendung dieser Randbedingung läßt sich damit begründen, daß die Strömung den Diffusor am Austritt in die freie Atmosphäre verläßt. Als abströmseitige Randbedingungen für k und ε werden die Normalableitungen gleich null gesetzt. D.h., es gilt

$$\frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0. \tag{6.52}$$

6.2.5 Lösung des Gleichungssystems

Das zu lösende nichtlineare algebraischen Gleichungssystem lautet in Matrixform

$$\mathbf{K}(\vec{U})\vec{U} = \vec{F}. \tag{6.53}$$

In FIDAP stehen zur Lösung des nichtlinearen Gleichungssystems grundsätzlich zwei unterschiedliche Möglichkeiten zur Verfügung:

- Fully Coupled Solver
- Segregated Solver

Beim Fully Coupled Solver wird das vollständige Gleichungssystem für einen festen Wert von $\mathbf{K}$ direkt gelöst. Der Segregated Solver teilt das Gleichungssystem in eine Anzahl von Teilsystemen entsprechend der Anzahl der verschiedenen Transportgrößen [24]. Der Segregated Solver verbraucht gegenüber dem Fully Coupled Solver pro Iterationsschritt weniger Computerressourcen (CPU-Zeit, Speicherplatz). Allerdings ist die Anzahl der notwendigen Iterationen bis zur Konvergenz beim Segregated Solver größer als beim Fully Coupled Solver. Obwohl keine klare Grenze angegeben werden kann, zeigt die Erfahrung, daß für technisch relevante Probleme der Segregated Solver den effizienteren Lösungsalgorithmus darstellt. In der vorliegenden Arbeit wurde daher der Segregated Solver verwendet.

Ausgehend von einer Anfangslösung sind bei jedem Iterationsschritt mehrere lineare Gleichungssysteme der Form

$$\mathbf{A}\vec{x} = \vec{b} \tag{6.54}$$

zu lösen. Die Lösung der Gleichungssysteme erfolgt nach der Methode der Gaußschen Elimination. Nach dem i-ten Iterationsschritt steht dann der Lösungsvektor $\vec{U}(i)$ zur Verfügung. Um Konvergenz und Stabilität des Iterationsverfahrens zu verbessern wird im nächsten Iterationsschritt nicht mit dem Vektor $\vec{U}(i)$ sondern mit einem relaxierten Vektor

$$\vec{U}_{rel} = \alpha\vec{U}(i-1) + (1-\alpha)\vec{U}(i) \tag{6.55}$$

weitergerechnet. Der Relaxationsfaktor α liegt zwischen null und eins und kann für jeden Freiheitsgrad unterschiedlich gewählt werden. Im vorliegenden Fall wurde mit α=0,2 für die Geschwindigkeitskomponenten bzw. α=0,15 für k und ε gerechnet. Der Druck p wurde nicht relaxiert. Der Iterationsprozeß wird solange fortgesetzt, bis eine bestimmte Abbruchbedingung erfüllt ist. Für den Segregated Solver lautet diese

$$\frac{\left\|\vec{U}(i) - \vec{U}(i-1)\right\|}{\left\|\vec{U}(i)\right\|} \leq DTOL. \tag{6.56}$$

$\|.\|$ steht für die quadratische Norm eines Vektors. Als Konvergenzschranke wurde $DTOL$=0,0001 verwendet. Sämtliche Berechnungen einschließlich Pre- und Postprocessing wurden auf der institutseigenen Workstation DEC Alpha 250 4/266 durchgeführt. Die erforderliche CPU-Zeit pro Iterationsschritt betrug etwa 25 Sekunden. Bis zum Erreichen einer konvergenten Lösung waren etwa 400 Iterationsschritte erforderlich.

6.3 Berechnungsergebnisse

6.3.1 Diffusor mit konstanter Eintrittsgeschwindigkeit

Da bei der Berechnung der Diffusorströmung Rotationssymmetrie vorausgesetzt wurde, wird in den folgenden Diagrammen der Querstrich bei der teilungsgemittelten Geschwindigkeit $c_{2x,CL}$ nicht mehr angegeben. In den Abbildungen 6.5 bis 6.9 sind die Axialgeschwindigkeitsverteilungen für die fünf verschiedenen Eintrittsversperrungen B_2=0,007 bis 0,05 dargestellt. Das Eintrittsgeschwindigkeitsfeld setzt sich entsprechend der vorgegebenen Randbedingung aus einer Kernzone mit konstanter Geschwindigkeit und den Grenzschichten zusammen. Innerhalb der Grenzschichten gehorcht die Geschwindigkeitsverteilung dem 1/7-Potenzgesetz. Das Geschwindigkeitsfeld am Diffusoraustritt besteht aus dem reibungsfreien Kernbereich und den beiden Wandgrenzschichten. Da die Nabe des Diffusors zylindrisch ausgeführt ist, die Diffusoraußenkontur dagegen einen Kegelwinkel θ_g=8° aufweist, sind die Austrittsgeschwindigkeitsprofile nicht symmetrisch bezüglich der Kanalmitte. Am Diffusoraustritt ist die Grenzschicht am Gehäuse wesentlich dicker als an der Nabe. Innerhalb der reibungsfreien Strömung ist die Geschwindigkeit nicht konstant, sondern etwa linear über dem Radius verteilt. Der Einfluß der verschiedenen Eintrittsversperrungen ist aus den Geschwindigkeitsprofilen am Diffusoraustritt ersichtlich. Mit zunehmender Eintrittsversperrung steigen die Grenzschichtdicken am Diffusoraustritt an. Für die reibungsfreie Kernströmung bedeutet das eine Abnahme des effektiv für die Verzögerung zur Verfügung stehenden Flächenverhältnisses. Am Diffusoraustritt nimmt die Geschwindigkeit in der Kernzone mit steigender Eintrittsversperrung zu. Daraus folgt, daß der Druckanstieg im Diffusor mit der Eintrittsversperrung abnimmt.

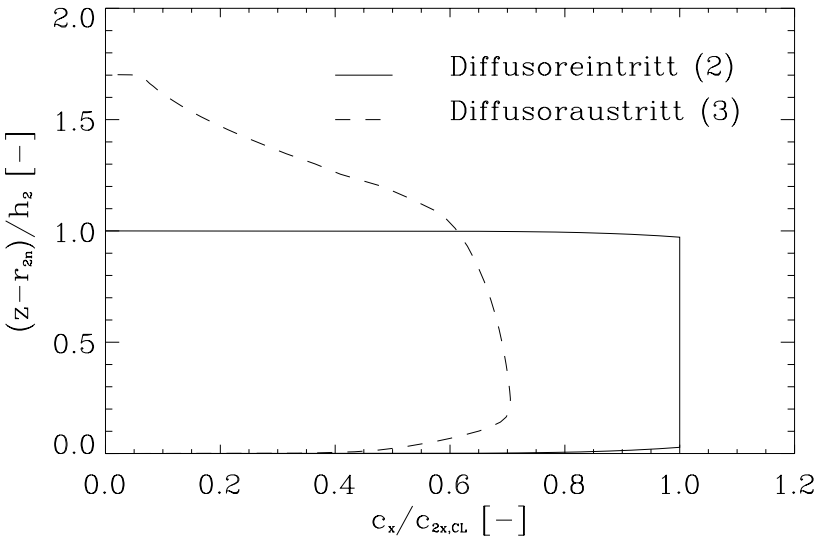

Abbildung 6.5: Geschwindigkeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, B_2=0,007

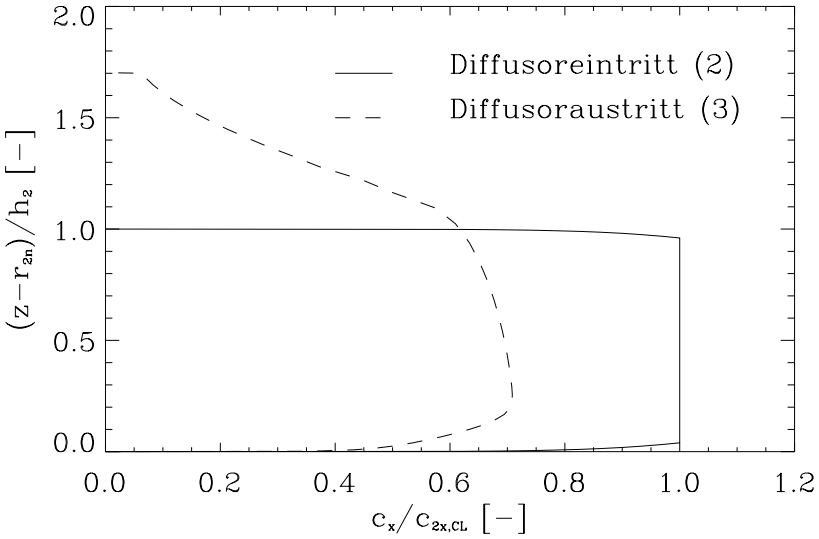

Abbildung 6.6: Geschwindigkeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, B_2=0,01

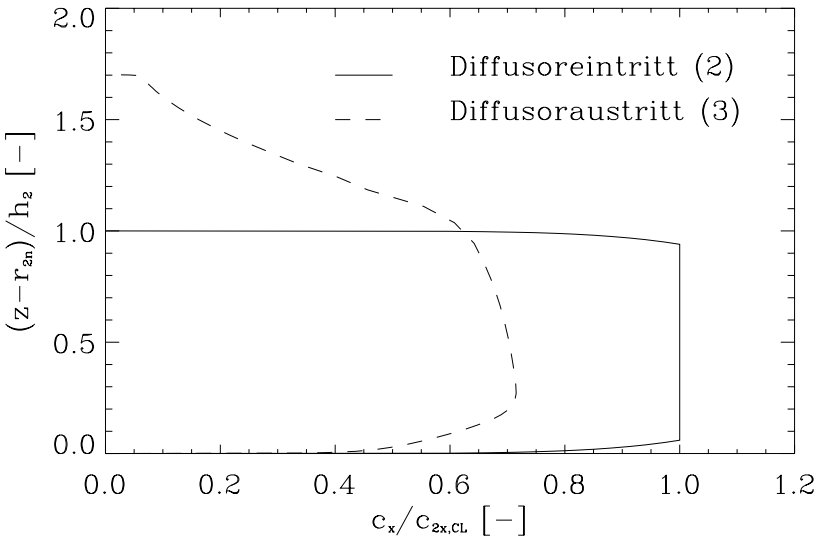

Abbildung 6.7: Geschwindigkeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, B_2=0,015

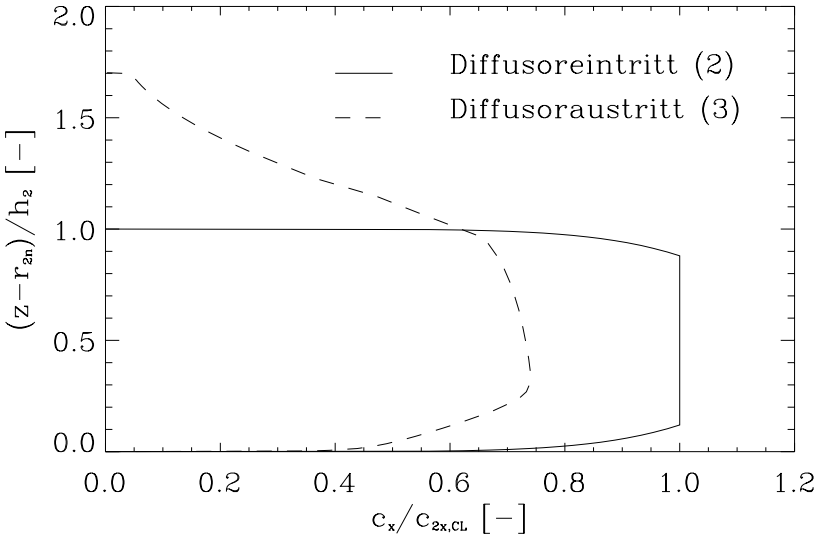

Abbildung 6.8: Geschwindigkeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, B_2=0,03

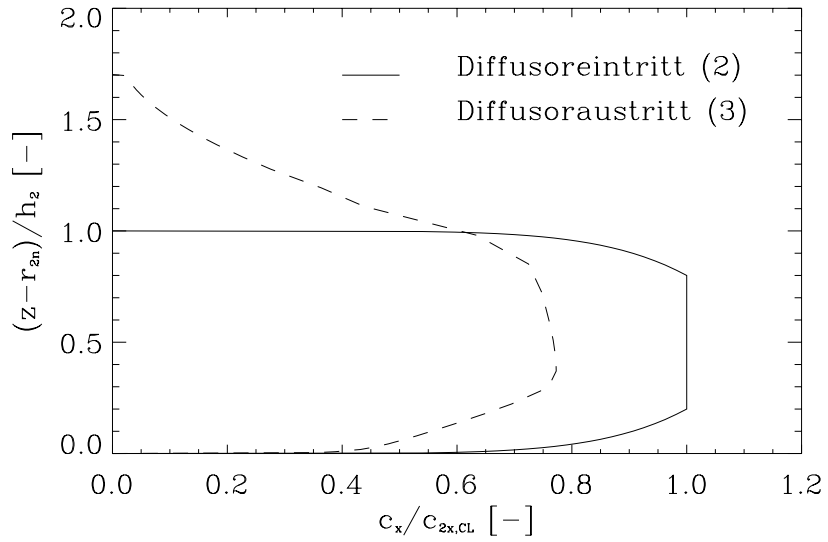

Abbildung 6.9: Geschwindigkeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, B_2=0,05

Abbildung 6.10 zeigt den Diffusorrückgewinnfaktor C_{pD} in Abhängigkeit der Eintrittsversperrung B_2. Deutlich ist der auf Grund der Geschwindigkeitsprofile am Diffusoraustritt erwartete Rückgang des Druckrückgewinnes mit der Eintrittsversperrung erkennbar. Die Abhängigkeit ist etwa linear. Zum Vergleich ist auch der von *Sovran* und *Klomp* [48] gemessene Druckrückgewinnfaktor bei der Eintrittsversperrung B_2=0,02 eingetragen. Es besteht gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung. Der Druckrückgewinnfaktor C_{pD}=0,61 bei B_2=0,01 stellt den Bezugswert für die bei einer Diffusorzuströmung mit Wandstrahl erreichten C_{pD}-Werte dar.

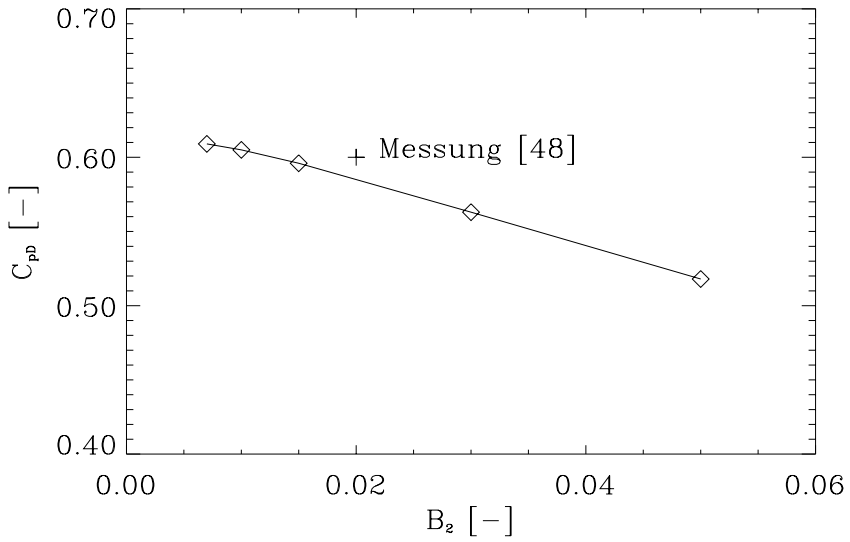

Abbildung 6.10: Diffusorrückgewinnfaktor C_{pD} in Abhängigkeit der Eintrittsversperrung B_2 bei konstanter Eintrittsgeschwindigkeit

6.3.2 Diffusor mit vorgeschalteter Turbinenstufe

Die Abbildungen 6.11 bis 6.14 zeigen die Axialgeschwindigkeitsverteilungen am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt für die den vier verschiedenen Radialspaltweiten entsprechenden Eintrittsgeschwindigkeitsfelder. Die dazugehörigen Tangentialgeschwindigkeitsverteilungen am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt sind in den Abbildungen 6.15 bis 6.18 dargestellt.

Das Eintrittsgeschwindigkeitsfeld setzt sich entsprechend der vorgegebenen Randbedingung aus einer Kernzone mit konstanter Geschwindigkeit, der Grenzschicht an der Nabe und dem Wandstrahl in der Nähe der Gehäusewand zusammen. Innerhalb der Nabengrenzschicht und in der reibungsfreien Kernzone ist die Diffusorzuströmung drallfrei angenommen, was dem Auslegungspunkt der Turbinenstufe entspricht. Im Bereich des Radialspaltes weist das Eintrittsgeschwindigkeitsfeld des Diffusors dagegen eine erhebliche Drallkomponente auf. Sowohl die axiale wie auch die tangentiale Komponente der von der Spaltströmung beeinflußten Zone nehmen mit steigender Spaltweite zu. Verglichen mit der Eintrittshöhe h_2 des Diffusors hat dieser Bereich aber eine eher geringe räumliche Ausdehnung.

Die Axialgeschwindigkeitsverteilung am Diffusoraustritt entspricht etwa jener bei konstanter Eintrittsgeschwindigkeit mit B_2=0,01 (Abbildung 6.6). D.h., die unterschiedlichen Eintrittsgeschwindigkeitsfelder wirken sich praktisch nicht auf den Diffusoraustritt aus. Ein geringer Einfluß ist aus der Tangentialgeschwindigkeitsverteilung am Diffusoraustritt ersichtlich. Das äußere Drittel des Kanales weist am Austritt eine Drallkomponente auf, welche mit steigender Spaltweite zunimmt.

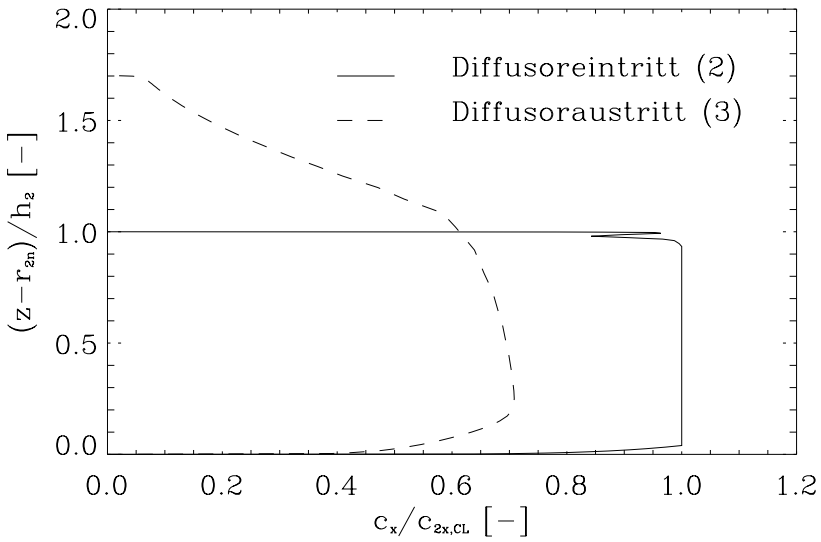

Abbildung 6.11: Axialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=0,85%

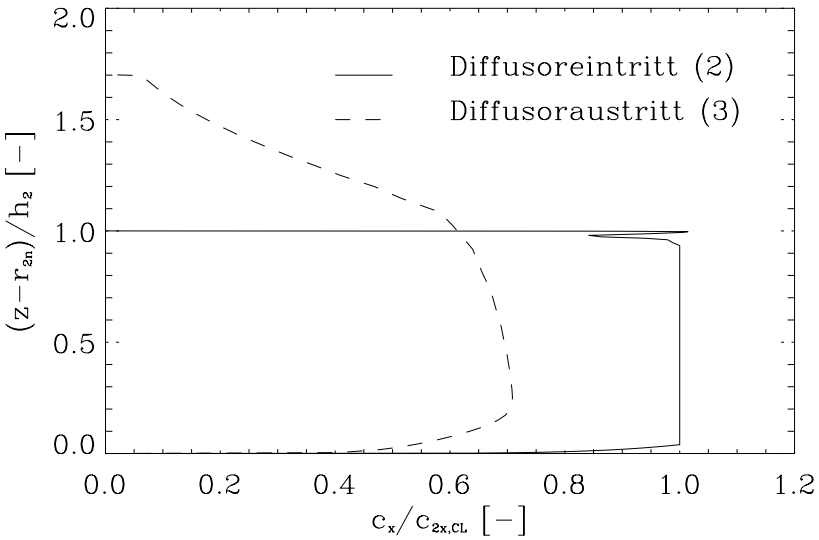

Abbildung 6.12: Axialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=1,40%

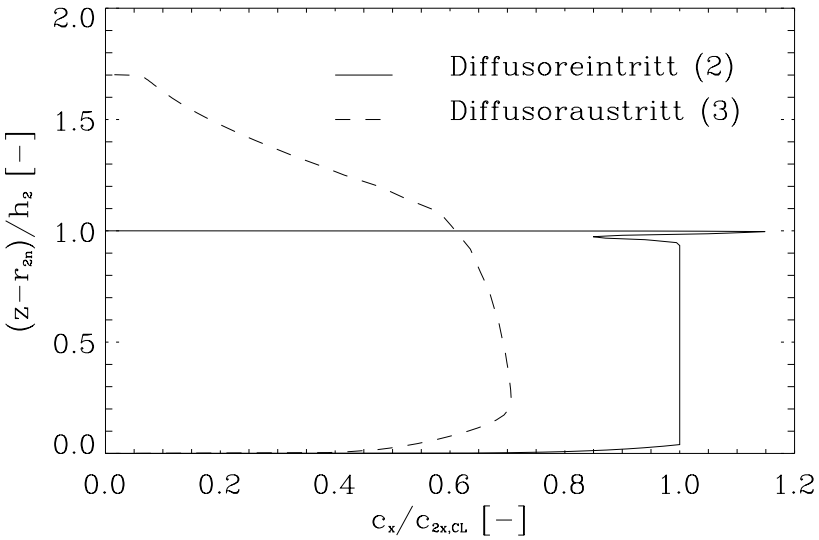

Abbildung 6.13: Axialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=2,50%

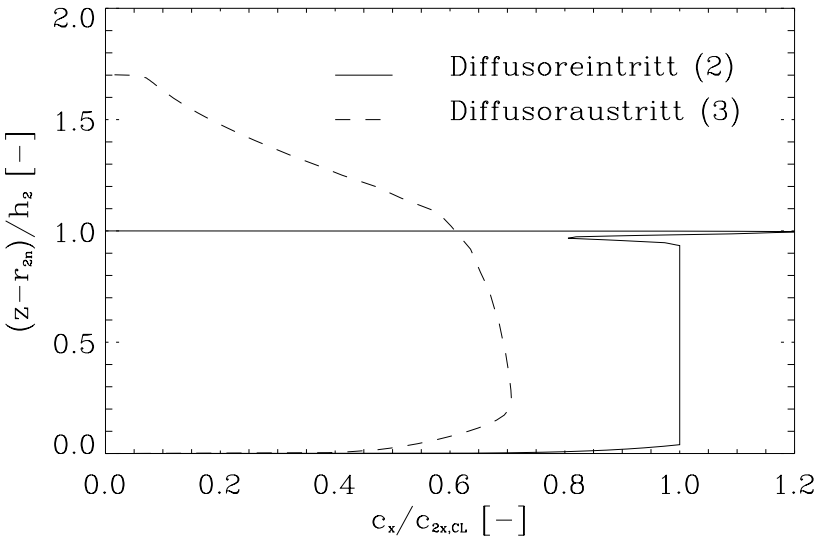

Abbildung 6.14: Axialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=3,60%

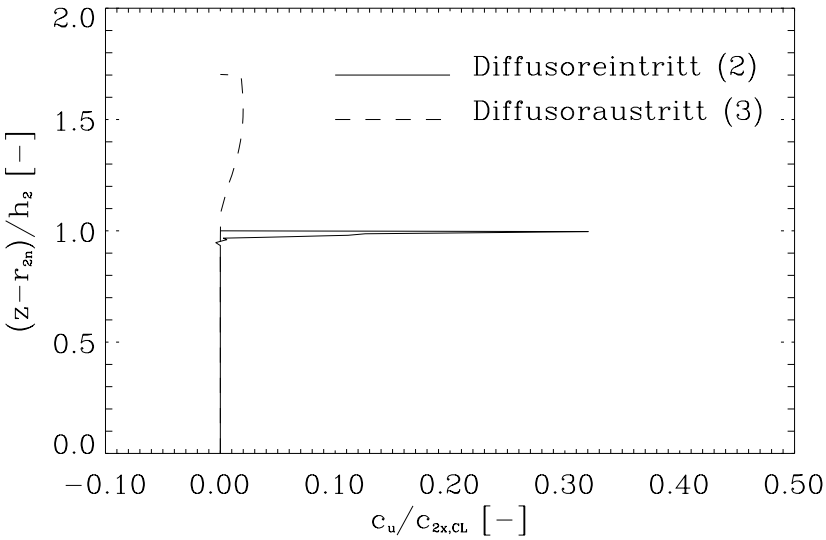

Abbildung 6.15: Tangentialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=0,85%

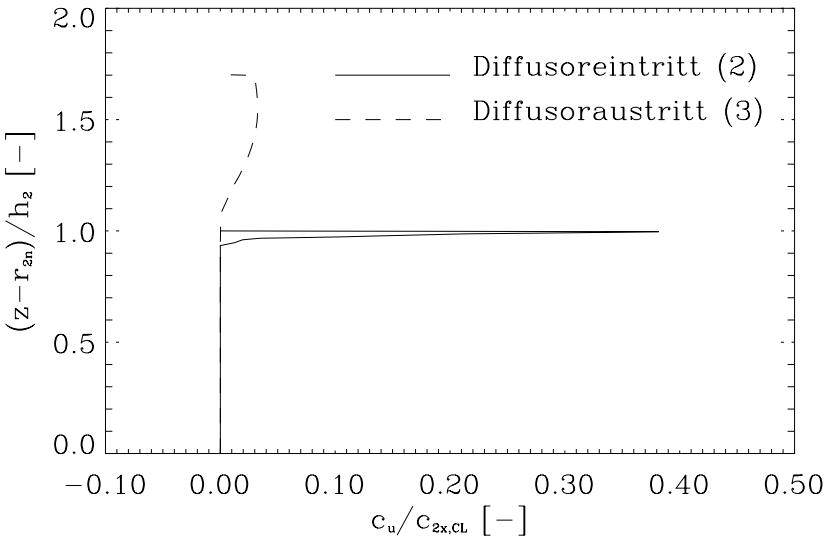

Abbildung 6.16: Tangentialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=1,40%

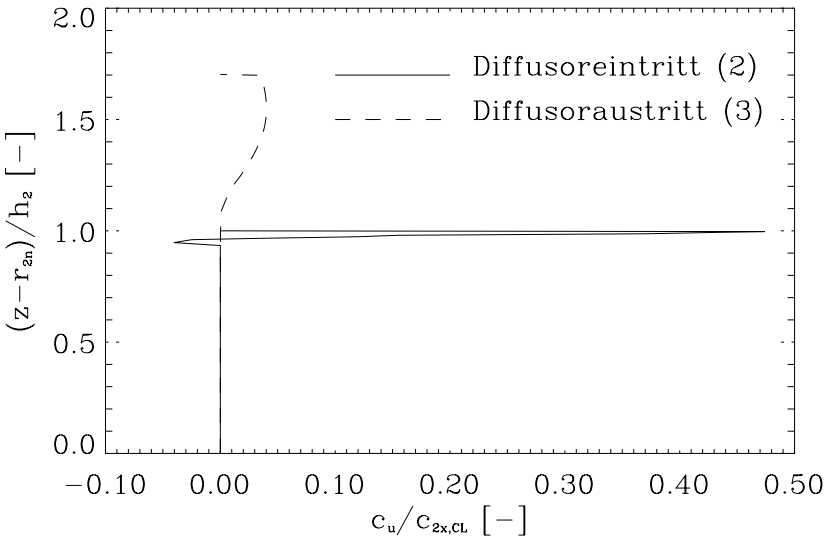

Abbildung 6.17: Tangentialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=2,50%

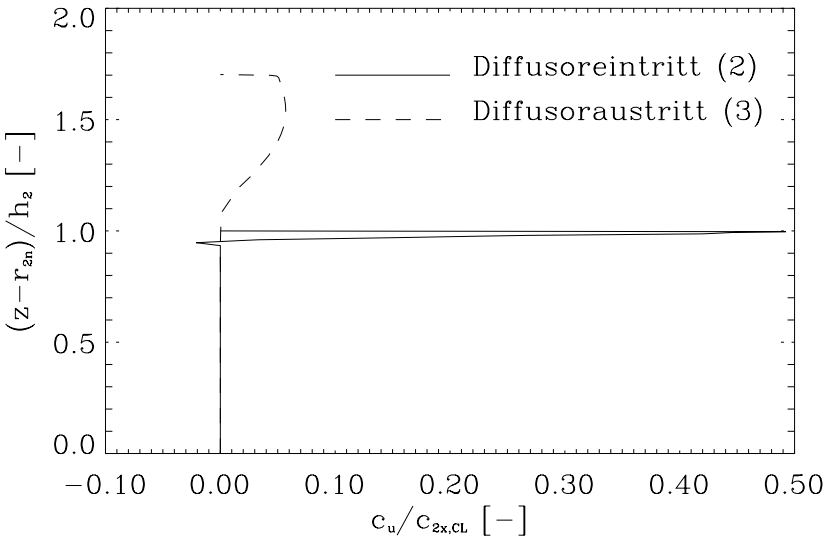

Abbildung 6.18: Tangentialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=3,60%

Zur weiteren Veranschaulichung der Spaltströmung am Diffusoreintritt sind in Abbildung 6.19 die berechneten Geschwindigkeitsvektoren im Bereich der Gehäusewand für τ/s=3,60% dargestellt. Man erkennt, daß auf Grund der Reibungswirkung der Unterschied zwischen Wandstrahlgeschwindigkeit und der Geschwindigkeit der Kernströmung rasch abklingt.

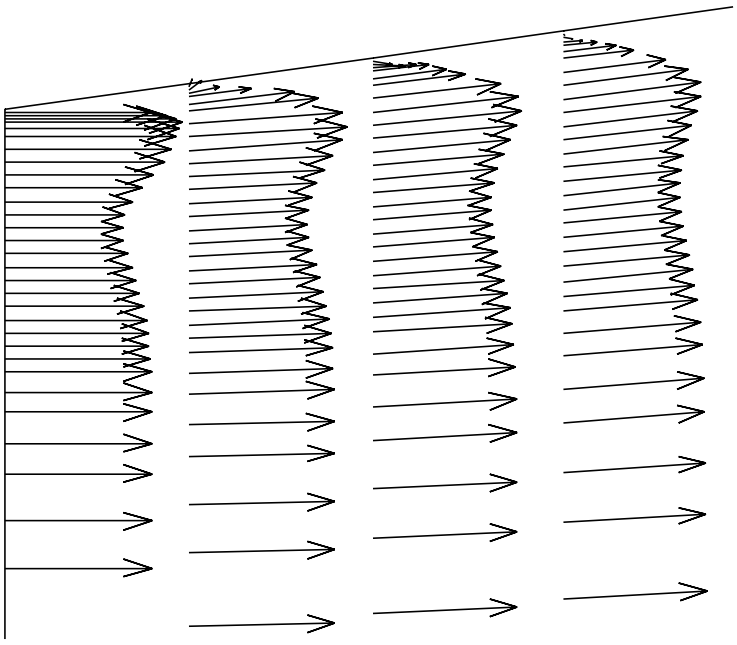

Abbildung 6.19: Geschwindigkeitsvektoren am Diffusoreintritt, τ/s=3,60%

Der Druckrückgewinnfaktor in Abhängigkeit der auf die Sehnenlänge in Außenschnitt bezogenen Spaltweite ist in Abbildung 6.20 dargestellt. Wie auf Grund der Geschwindigkeitsverteilungen am Diffusoraustritt zu erwarten war, ist der Einfluß der Radialspaltweite auf den Druckrückgewinn des Diffusors nur gering. Der Grund dafür dürfte darin liegen, daß der Wandstrahl sowohl was die Intensität als auch die räumliche Ausdehnung betrifft, eher schwach ausgebildet ist. Der Druckrückgewinnfaktor nimmt mit steigender Spaltweite zuerst sogar etwas ab und anschließend nur geringfügig zu.

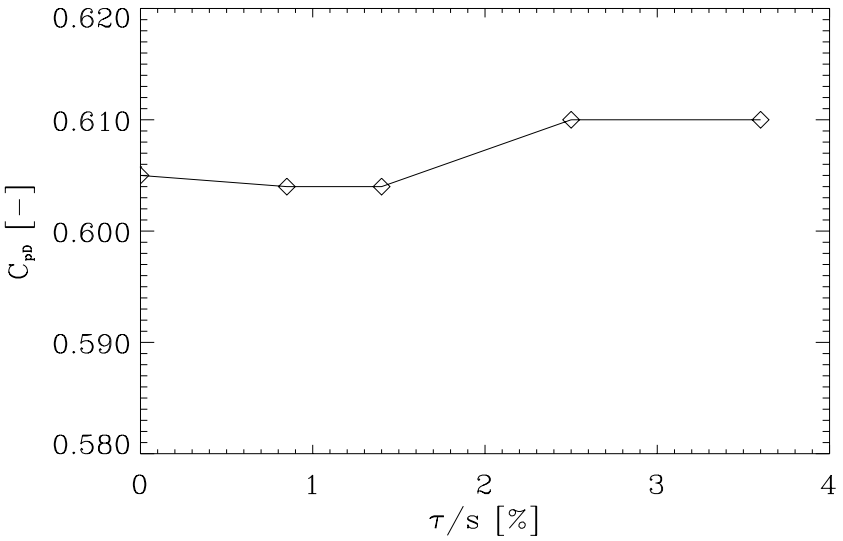

Abbildung 6.20: Druckrückgewinnfaktor C_{pD} des Diffusors mit vorgeschalteter Turbinenstufe in Abhängigkeit der bezogenen Radialspaltweite τ/s

Kapitel 7

Endergebnis, Diskussion

Mit den Ergebnissen der Messungen am Turbinengitter sowie der Berechnung der Diffusorströmung stehen die Größen, die die Wirksamkeit der beiden Komponenten beschreiben zur Verfügung. Der Spaltverlustbeiwert ξ''_{Sp} des Laufgitters ist ein Maß für die Rotorspaltverluste in Abhängigkeit der Spaltweite. Das Inkrement des Druckrückgewinnfaktors δC_{pD} des Abgasdiffusors beschreibt das Diffusorverhalten in Abhängigkeit der Radialspaltweite des Rotors der vorgeschalteten Turbinenstufe. Der Einfluß der Spaltweite auf die Wirksamkeit einer Turbinenstufe mit nachfolgendem Diffusor wird durch Gleichung (4.35) beschrieben. Im folgenden werden die Auslegungsparameter der Turbinenstufe, die sich auf Grund der Geometrie des untersuchten Laufgitters ergeben, berechnet.

Der Abströmwinkel des Laufgitters beträgt im Relativsystem $\beta_2^+ = \bar{\beta}_{2,2D}^+$=38,85°. Bei der Berechnung der Diffusorströmung wurde drallfreie Einströmung in den Diffusor vorausgesetzt. Für die Abströmung aus der Turbinenstufe bedeutet das, daß der Strömungswinkel im Absolutsystem α_2=90° beträgt. Bei der Modellbildung für die Turbinenstufe wurde konstante Umfangsgeschwindigkeit

$$u = u_1 = u_2 \tag{7.1}$$

im betrachteten Zylinderschnitt angenommen. Setzt man innerhalb der Turbinenstufe konstante Axialgeschwindigkeit

$$c_x = c_{x1} = c_{x2} \tag{7.2}$$

und weiters

$$c_0 = c_2 \tag{7.3}$$

voraus, so kann der kinematische Reaktionsgrad der Turbinenstufe

$$R_k = \frac{\Delta h''}{\Delta h' + \Delta h''} \tag{7.4}$$

zu

$$R_k = -\frac{(w_{u1} + w_{u2})}{2u} \tag{7.5}$$

berechnet werden. Unter der Voraussetzung der drallfreien Abströmung aus der Stufe ($\alpha_2 = 90°$) ist

$$w_{u2} = -u. \tag{7.6}$$

Außerdem kann für den kinematischen Reaktionsgrad auch näherungsweise der isentrope Reaktionsgrad gesetzt werden, d.h.

$$R_s \approx R_k = 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{c_1}{u}\right)\cos\alpha_1. \tag{7.7}$$

$(\frac{c_1}{u})$ und α_1 können nicht unabhängig voneinander gewählt werden, denn bei drallfreier Abströmung gilt

$$\left(\frac{c_1}{u}\right) = \frac{\tan\beta_2^+}{\sin\alpha_1}, \tag{7.8}$$

woraus für den isentropen Reaktionsgrad

$$R_s = 1 - \frac{1}{2}\frac{\tan\beta_2^+}{\tan\alpha_1} \tag{7.9}$$

folgt. Der Umfangswirkungsgrad einer Turbinenstufe kann allgemein als

$$\eta_u = \frac{a_u}{a_u + \frac{c_1^2}{2}\left(\frac{1}{\eta'} - 1\right) + \frac{w_2^2}{2}\left(\frac{1}{\eta''} - 1\right)} \tag{7.10}$$

dargestellt werden [39]. Unter den getroffenen Voraussetzungen folgt daraus für den Umfangswirkungsgrad der Turbinenstufe

$$\eta_u = \frac{(\frac{c_1}{u})\cos\alpha_1}{(\frac{c_1}{u})\cos\alpha_1 + (\frac{c_1}{u})^2\,\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\eta'} - 1\right) + \frac{1}{2\cos^2\beta_2^+}\left(\frac{1}{\eta''} - 1\right)}. \tag{7.11}$$

Die Gitterwirkungsgrade werden für Leit- und Laufgitter gleich groß angenommen

$$\eta' = \eta'' = 1 - (\xi_P'' + \xi_S''), \tag{7.12}$$

was bei einem kinematischen Reaktionsgrad $R_k = 0,5$ auf Grund der symmetrischen Gitter gut zutrifft. Profilverlustbeiwert ξ_P'' und Sekundärverlustbeiwert ξ_S'' des Laufgitters sind aus den durchgeführten Messungen bekannt. Dabei sind sowohl beim Sekundärverlustbeiwert als auch

beim Spaltverlustbeiwert die unterschiedlichen Schaufelseitenverhältnisse von Versuchsgitter und Turbinenlaufgitter zu berücksichtigen. Schließlich bleibt noch die isentrope statische Druckziffer als Auslegungsgröße der Turbinenstufe unbekannt. Unter den getroffenen Voraussetzungen kann sie zu

$$\psi_s = \frac{2}{\eta_u}\left(\frac{c_1}{u}\right)\cos\alpha_1 \tag{7.13}$$

berechnet werden.

Bei der untersuchten Turbinenstufe ist drallfreie Abströmung (α_2=90°) gefordert. Der inzidenzfreie Zuströmwinkel des Laufgitters beträgt β_1=90°. D.h., daß der kinematische Reaktionsgrad der Turbinenstufe den Wert R_k=0,5 annimmt. Entsprechend den Gleichungen (7.7) bis (7.13) ergeben sich daraus folgende Auslegungsparameter der Turbinenstufe:

- Isentroper Reaktionsgrad $R_s \approx R_k = 0,5$
- Leitgitterabströmwinkel $\alpha_1 = \beta_2^+ = 38,85°$
- Gitterwirkungsgrade $\eta' = \eta'' = 0,954$
- Umfangswirkungsgrad $\eta_u = 0,927$
- Isentrope statische Druckziffer $\psi_s = 2,158$

Abbildung 7.1 zeigt als Endergebnis der Untersuchungen die Änderung der inneren spezifischen Arbeit einer Turbinenstufe mit nachgeschaltetem Abgasdiffusor bei Variation der radialen Rotorspaltweite. Die Änderung der inneren spezifischen Arbeit a_Σ ist mit der spezifischen Umfangsarbeit a_u dimensionslos gemacht. Die Radialspaltweite τ ist auf die Sehnenlänge s bezogen. Vergrößert man, ausgehend von τ=0, die Radialspaltweite, so kommt es zu einem Abfall der inneren spezifischen Arbeit der Turbinenstufe. Der Abfall ist bis zu τ/s=2,5% näherungsweise linear, darüber tritt eine gewisse Sättigung auf. Gleichzeitig ist bei Vergrößerung der Radialspaltweite ein Anstieg des Diffusorrückgewinnes zu verzeichnen. Die Wirkung der Rotorspaltströmung auf den Diffusor setzt bei etwa τ/s=1,5% ein. Ab τ/s=2,5% tritt keine weitere Vergrößerung des Druckrückgewinnes mehr auf. Die innere spezifische Arbeit der Turbinenstufe mit nachgeschaltetem Abgasdiffusor ergibt sich aus der Zusammensetzung der beiden Einzeleffekte. Demnach fällt die innere spezifische Arbeit bis zu τ/s=1,5% etwa linear ab und bleibt bei weiterer Vergrößerung der Rotorspaltweite näherungsweise konstant. Eine optimale Radialspaltweite für die Turbinenstufe mit nachfolgendem Diffusor konnte, entgegen den ersten Abschätzungen in [54], nicht gefunden werden. Die Messungen am Turbinengitter haben gezeigt, daß es im Radialspalt zu einer Strömungsumlenkung kommt. Diese Beobachtung steht im Gegensatz zu den Modellvorstellungen [3], nach denen die Radialspaltströmung im Laufgitter keine Umlenkung erfährt. Auf Grund dieser Strömungsumlenkung fällt der Wandstrahl schwächer als erwartet aus. Damit ist eine geringere Energetisierung der Diffusorgrenzschicht und ein schwächerer Anstieg im Druckrückgewinn verbunden. Außerdem ist der Anstieg des Druckrückgewinnes erst ab einer bestimmten Rotorspaltweite (τ/s=1,5%) bemerkbar.

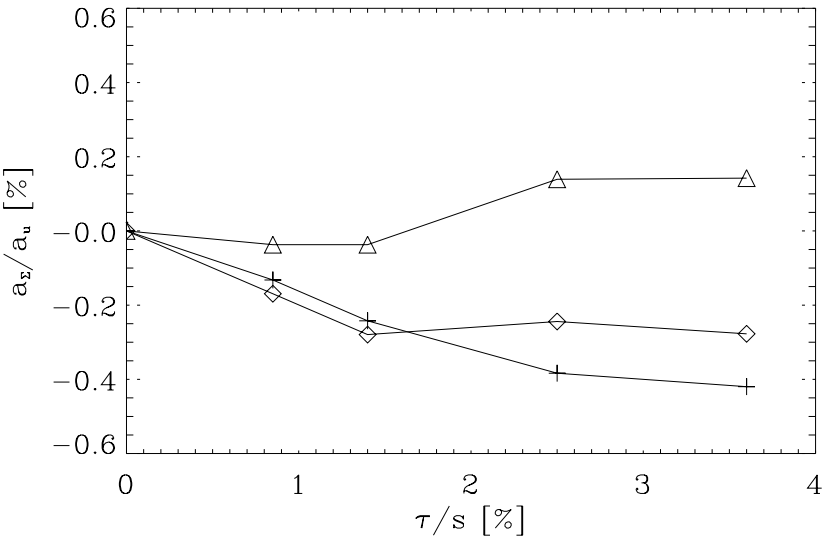

Abbildung 7.1: Änderung der inneren spezifischen Arbeit der Turbinenstufe mit nachfolgendem Diffusor bei Variation der Rotorspaltweite (+ Änderung der inneren spezifischen Arbeit der Turbinenstufe ohne Abgasdiffusor, △ Rückwirkung des Abgasdiffusors auf die Turbinenstufe, ◇ Zusammenwirken von Turbinenstufe und Abgasdiffusor)

Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den Messungen von *Zimmermann* und *Stetter* [61], [62] an einer ND-Modellturbine. Diese Autoren beobachteten ebenfalls einen verbesserten Diffusorrückgewinn bei zunehmender Rotorspaltweite. Allerdings konnte auch bei ihrer Anordnung der verbesserte Druckrückgewinn den erhöhten Rotorspaltverlust bei keiner Spaltweite aufwiegen. Der Diffusor der ND-Modellturbine wies bei der Auslegungsspaltweite Ablösung an der Diffusoraußenkontur auf. Bei Vergrößerung der Radialspaltweite wurde durch den energiereicheren Wandstrahl die Ablösung verhindert, der Druckrückgewinn stieg entsprechend an.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Abgasdiffusor nach dem für konstante Zuströmgeschwindigkeit gültigen Diffusordiagramm von *Sovran* und *Klomp* [48] ausgelegt. Für vorgegebene dimensionslose Diffusorlänge wurde das Flächenverhältnis entsprechend der C^*_{pD}-Geraden für maximalen Druckrückgewinn bestimmt. D.h., daß bereits im Auslegungspunkt der Abgasdiffusor ablösungsfrei durchströmt wird. Durch Vergrößerung der Spaltweite kann daher, speziell bei der vorliegenden schwachen Ausbildung des Wandstrahles, der Druckrückgewinn nicht mehr wesentlich gesteigert werden.

Die Messungen von *Zimmermann* und *Stetter* [61], [62] zeigen, daß der Diffusorrückgewinn durch den Wandstrahl dann wesentlich gesteigert wird, wenn bei konstanter Zuströmgeschwindigkeit Ablösung im Diffusor auftritt. Die gleiche Beobachtung wurde auch bei Kreisdiffusoren mit drallbehafteter Zuströmung gemacht [36]. Löste die Strömung bei konstanter Zuströmgeschwindigkeit ab, so konnte durch drallbehaftete Zuströmung der Druckrückgewinn wesentlich verbessert werden.

Daraus läßt sich der Schluß ziehen, daß Diffusoren hinter Turbinenstufen mit energiereichem Wandstrahl von vorne herein auf ein größeres Flächenverhältnis, als es dem Diffusordiagramm bei konstanter Zuströmgeschwindigkeit entspricht, ausgelegt werden können. Eine andere Möglichkeit der Ausnutzung der energiereichen Spaltströmung besteht darin, den Diffusor kürzer als es

der C^*_{pD}-Geraden entspricht auszulegen. Es ergeben sich dadurch ein kleinerer Platzbedarf sowie geringere Kosten. Der Rückgang des Druckrückgewinnfaktors kann durch den energiereichen Spaltstrom wieder ausgeglichen werden. Einen weiteren Einflußfaktor stellt die Eintrittsversperrung des Diffusors bei Spaltweite null dar. Je größer die Eintrittsversperrung bei Spaltweite null (bzw. bei sehr kleiner Spaltweite), desto stärker wird sich der positive Einfluß des energiereichen Spaltstromes auf den Diffusor auswirken. Das vorgestellte Wechselwirkungsmodell ist grundsätzlich in der Lage den Einfluß dieser Größen auf die abgegebene spezifische Arbeit und den Wirkungsgrad einer Endstufen-Diffusor Kombination zu beschreiben.

Vorschläge für weitere Arbeiten

Aus den in dieser Arbeit gemachten Annahmen und Vereinfachungen ergeben sich Ansatzpunkte für weitere Arbeiten auf dem Gebiet der Endstufen-Diffusor Wechselwirkung. Dabei läßt sich eine Unterteilung in experimentelle und theoretische Untersuchungen treffen. Außerdem wurde versucht, die einzelnen Punkte hinsichtlich ihrer Wichtigkeit zu reihen.

Experimentelle Untersuchungen:

- In der vorliegenden Arbeit wurde die Wechselwirkung zwischen Turbinenstufe und Diffusor durch ein Modell berücksichtigt. Die damit verbundenen Einschränkungen können durch eine gemeinsame experimentelle Untersuchung von Turbinengitter und Diffusor aufgehoben werden. Wie bereits erwähnt, stellte sich dabei das Problem der Realisierung von periodischen Randbedingungen im Diffusor bei der vorgegebenen Schaufelzahl des Turbinengitters. In diesem Zusammenhang sollten in einer zukünftigen Arbeit die Möglichkeiten zur Grenzschichtbeeinflußung im Diffusor, mit dem Ziel der Herstellung periodischer Randbedingungen, untersucht werden.

- Für einen tieferen Einblick in die Entstehung und die Interaktion der einzelnen Wirbelsysteme sind weiters Sondenmessungen innerhalb des Schaufelkanales notwendig. Außerdem sollten in diesem Zusammenhang auch eigene Profildruckmessungen sowie die Messung der Druckverteilung an der Seitenwand durchgeführt werden.

- Bei den durchgeführten Gitterversuchen wurde der Zuströmwinkel β_1=90° konstant gehalten. Dieser Winkel entspricht im wesentlichen der inzidenzfreien Zuströmung zum Turbinengitter. Bisher sind in der Literatur nur sehr wenige Ergebnisse über den Einfluß einer inzidenzbehafteten Zuströmung auf Sekundär- und Spaltströmung bekannt geworden. Der Gitterwindkanal des Institutes für Thermische Turbomaschinen und Energieanlagen bietet auf Grund seiner Konstruktion die Möglichkeit zur Einstellung von verschiedenen Zuströmwinkeln und Durchführung der entsprechenden Versuche.

- Beim Turbinengitter wurde weder der Rotationseinfluß noch die Relativbewegung zwischen Schaufel und Gehäuse berücksichtigt. Der Rotationseinfluß (Zentrifugalkräfte, Corioliskräfte) kann nur in einem rotierenden Kreisgitter nachgebildet werden. Die Relativbewegung der Seitenwand läßt sich im ebenen Gitterwindkanal durch ein umlaufendes Band simulieren.

- Bei Turbinenbeschaufelungen versucht man durch Anbringung von Streifkanten die Betriebssicherheit bei kleinen Radialspaltweiten zu erhöhen. Dabei ist aber die Auswirkung

von unterschiedlichen Spaltgeometrien auf das Stufenabströmprofil und damit auf den Druckrückgewinn eines nachgeschalteten Diffusors weitgehend unbekannt. Die grundsätzlichen Einflüsse können in einem ebenen Gitterwindkanal untersucht werden.

Theoretische Untersuchungen:

- Neben den experimentellen Untersuchungen der Gitterströmung ist auch dessen numerische Behandlung von Intersesse. Dazu können kommerzielle Navier-Stokes-Codes, welche heute bereits einen sehr hohen Entwicklungsstand erreicht haben, eingesetzt werden. Die geometrische Modellierung geht dabei von der ebenen Strömung, über die räumliche Strömung ohne Radialspalt, bis zur Einbeziehung des Radialspaltes in die Untersuchungen. Die numerischen Verfahren bieten üblicherweise einen wesentlich detaillierteren Einblick in die Einzelheiten der Gitterströmung, als er durch den begrenzten Aufwand bei den experimentellen Methoden möglich ist. Trotzdem ist die Überprüfung der Berechnungen, nicht zuletzt auf Grund der Unsicherheiten bei der Turbulenzmodellierung, durch Experimente unerläßlich.

- Die Durchströmung des Radialspaltes kann näherungsweise als zweidimensionale Strömung in einer Ebene normal zur Profilsehne modelliert werden. In diesem Zusammenhang bietet die numerische Strömungsberechnung ein Werkzeug zur effizienten Analyse von verschiedenen Spaltgeometrien. Ein Problem stellt dabei allerdings die Wahl von geeigneten Randbedingungen an den Zu- und Abströmrändern des Rechengebietes dar.

- Auf Grund der baulichen Einschränkungen des Gitterwindkanales bleibt bei der experimentellen Untersuchung der Diffusorströmung immer das Problem der Übertragbarkeit auf einen realen Nabendiffusor. Die geometrische Ähnlichkeit zwischen dem ebenen Diffusor im Versuch und dem Nabendiffusor hinter einer Gasturbine ist nicht gegeben. Durch den Einsatz der numerischen Strömungsberechnung ergibt sich hier die Möglichkeit der Simulation von realen Diffusorgeometrien, wobei auch z.B. Stützrippen innerhalb des Diffusorkanals mitberücksichtigt werden können. Die Eintrittsrandbedingungen können, wie in der vorliegenden Arbeit, aus Gittermessungen oder aus numerischen Untersuchungen der Gitterströmung gewonnen werden.

Anhang A

Profilkoordinaten

Die in der folgenden Tabelle angegebenen Profilkoordinaten beziehen sich auf das Koordinatensystem in Abbildung 5.4. Das Profil ist gegenüber dem Original um den Faktor 8,96 vergrößert ausgeführt.

Nr.	$x[mm]$	$y[mm]$
1	0.09500	-0.59554
2	0.00000	0.00000
3	0.01507	0.56349
4	0.13352	1.14866
5	0.22820	1.54053
6	0.31137	1.74628
7	0.39454	1.95202
8	0.48697	2.15741
9	0.58111	2.32182
10	0.97272	2.87469
11	1.50636	3.41830
12	2.48595	4.16792
13	3.51316	4.82189
14	4.57527	5.41887
15	5.64438	5.92775
16	6.70798	6.36430
17	7.78648	6.76263
18	8.91642	7.07988
19	10.00520	7.31962
20	12.87189	7.68865

Nr.	$x[mm]$	$y[mm]$
21	15.81141	7.66647
22	18.80296	7.30844
23	21.88434	6.67530
24	25.02741	5.75884
25	28.22156	4.60967
26	31.45320	3.17212
27	34.76591	1.50124
28	38.12530	-0.40327
29	41.54130	-2.56689
30	44.99505	-4.99817
31	48.52418	-7.66856
32	52.12093	-10.59575
33	55.74538	-13.75368
34	59.40058	-17.09116
35	63.11965	-20.61276
36	66.85715	-24.22234
37	70.62453	-27.96345
38	74.39286	-31.80770
39	78.20164	-35.73533
40	82.03635	-39.79761

Nr.	$x[mm]$	$y[mm]$
41	85.88162	-43.95413
42	89.74996	-48.22063
43	93.65153	-52.60187
44	97.56936	-57.07157
45	101.50516	-61.62706
46	105.43855	-66.30247
47	109.41239	-71.06126
48	113.39981	-75.90677
49	117.39528	-80.81259
50	121.38234	-85.80973
51	125.40037	-90.86698
52	129.42379	-95.98281
53	133.45020	-101.13476
54	136.65509	-105.30381
55	139.88348	-109.48630
56	141.15743	-111.20337
57	141.40723	-111.61718
58	141.52178	-111.94452
59	141.54119	-112.13565
60	141.54426	-112.46800
61	141.51175	-112.71824
62	141.45785	-112.94311
63	141.26305	-113.32841
64	141.07159	-113.59819
65	140.91948	-113.73801
66	140.65504	-113.93354
67	140.31574	-114.08964
68	139.96143	-114.19606
69	139.85308	-114.20500
70	139.59308	-114.21358
71	139.30211	-114.16205
72	138.97112	-114.07298
73	138.62598	-113.88354
74	138.35449	-113.65110
75	137.61132	-112.84469
76	136.06269	-110.97852
77	132.15875	-106.38880
78	128.28151	-101.97030
79	124.42709	-97.68251
80	120.61874	-93.51596

Nr.	$x[mm]$	$y[mm]$
81	116.79482	-89.42845
82	113.00052	-85.49320
83	109.21417	-81.60679
84	105.45833	-77.77830
85	101.69627	-74.04066
86	97.94078	-70.34529
87	94.19646	-66.71416
88	90.48290	-63.12023
89	86.75436	-59.57536
90	83.03746	-56.09694
91	79.32979	-52.66252
92	75.65840	-49.29168
93	71.97712	-45.99411
94	68.31474	-42.78673
95	64.67855	-39.69327
96	61.08060	-36.68366
97	57.48463	-33.79305
98	53.91391	-31.01196
99	50.36452	-28.34352
100	46.86700	-25.80200
101	43.37514	-23.39708
102	39.91050	-21.12194
103	36.47526	-18.97613
104	33.08969	-16.95769
105	29.70887	-15.07145
106	26.35746	-13.31454
107	23.02865	-11.66541
108	19.74812	-10.13707
109	16.47085	-8.72286
110	11.92188	-6.88401
111	9.33113	-5.91837
112	6.78083	-5.03610
113	4.21672	-4.18658
114	2.97614	-3.78987
115	1.69143	-3.14980
116	1.36811	-2.88919
117	1.06325	-2.57418
118	0.73167	-2.08795
119	0.50167	-1.66999
120	0.26596	-1.15907

Literaturverzeichnis

[1] *Back,L. Cuffel,R.*: Experimental Investigation of Turbulent Wall-Jets in the Presence of Adverse Pressure Gradients in a Rectangular Diffuser. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.25, No. 6, 871-887, (1982)

[2] *Baldwin,B.S. Lomax,H.*: Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows. AIAA Paper No. 78-257, (1978)

[3] *Bammert,K. Kläukens,H. Hartmann,D.*: Der Einfluß des radialen Schaufelspaltes auf den Wirkungsgrad mehrstufiger Turbinen. VDI-Z., 110, Nr. 10, 390-395, (April 1968)

[4] *Baskharone,E.A.*: Finite-Element Analysis of Turbulent Flow in Annular Exhaust Diffusers of Gas Turbine Engines. ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 113, 104-110, (March 1991)

[5] *Benim,A.C. Geiger,M. Doehler,S. Schoenenberger,M. Roemer,H.*: Modelling the Flow in the Exhaust Hood of Steam Turbines Under Consideration of Turbine-Exhaust Hood Interaction. VDI-Berichte Nr. 1185, 343-357, (1995)

[6] *Binder,A. Romey,R.*: Secondary Flow Effects and Mixing of the Wake Behind a Turbine Stator. ASME Journal of Engineering for Power, Vol.105, 40-46, (January 1983)

[7] *Bindon,J.P.*: Pressure Distributions in the Tip Clearance Region of an Unshrouded Axial Turbine as Affecting the Problem of Tip Burnout. ASME Paper 87-GT-230, (1987)

[8] *Bozzola,R.*: Analytical and Experimental Determination of Tip Clearance Effects in a High Work Turbine Rotor. ASME Paper 91-GT-197, (1991)

[9] *Briley,W.R. Roscoe,D.V. Gibeling,H.J. Buggeln,R.C. Sabnis,J.S. Johnson,P.D. Huber,F.W.*: Computation of Flow Past a Turbine Blade With and Without Tip Clearance. ASME Paper 91-GT-56, (1991)

[10] *Chan,J.K.K. Yaras,M.I. Sjolander,S.A.*: Interaction between Inlet Boundary Layer, Tip-Leakage and Secondary Flows in a Low-Speed Turbine Cascade. ASME-Paper 94-GT-250, (June 1994)

[11] *Chung,T.J.*: Finite Element Analysis in Fluid Dynamics. McCraw-Hill, (1978)

[12] *Dawes,W.N.*: A Numerical Analysis of the Three-Dimensional Viscous Flow in a Transonic Compressor Rotor and Comparison With Experiment. ASME Journal of Turbomachinery, Vol.109, 83-90, (January 1987)

[13] *De Cecco,S. Yaras,M.I. Sjolander,S.A.*: Measurements of the Tip-Leakage Flow in a Turbine Cascade with Large Clearances. ASME-Paper 95-GT-77, (June 1995)

[14] *Denton,J.H.*: Loss Mechanisms in Turbomachines. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 115, 621-656, (October 1993)

[15] *Diehl,H.*: Forschung und Entwicklung für Hochtemperatur-Gasturbinen. BWK 44, Nr. 1/2, 35-39, (Januar/Februar 1992)

[16] *Dishart,P.T. Moore,J.*: Tip Leakage Losses in a Linear Turbine Cascade. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 112, 599-608, (October 1990)

[17] *Dzung,L.S.*: Mittelungsverfahren in der Theorie der Schaufelgitter. Brown Boveri Mitteilungen, Band 54, Nr.1, 37-44, (Jänner 1967)

[18] *Dzung,L.S.*: Konsistente Mittelwerte in der Theorie der Turbomaschinen für kompressible Medien. Brown Boveri Mitteilungen, Nr.10, 485-492, (1971)

[19] *Farokhi,S.*: A Trade-Off Study of Rotor Tip Clearance Flow in a Turbine/Exhaust Diffuser System. ASME Paper 87-GT-229, (1987)

[20] *FDI*: FIDAP-Users Manual. Revision 7.0, Fluid Dynamics International Inc., Evanston, (1993)

[21] *Gottfried,H.*: Das Zusammenwirken von Leit- und Laufrad einer axial beaufschlagten Turbinenstufe, untersucht auf einem stationären Gitterprüfstand. Dissertation, TU-Wien, (1969)

[22] *Hah,C.*: A Numerical Modeling of Endwall and Tip-Clearance Flow of an Isolated Compressor Rotor. ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol.108, 15-21, (January 1986)

[23] *Haroutunian,V. Engelman,M.S.*: On Modeling Wall-Bound Turbulent Flows Using Specialized Near-Wall Finite Elements and the Standard $k-\varepsilon$ Turbulence Model. First ASME/JSME Fluids Engineering Conference, FED-117, 97-105, (1991)

[24] *Haroutunian,V. Engelman,M.S. Hasbani,I.*: Three Segregated Finite Element Solution Algorithms for the Numerical Solution of Incompressible Flow Problems. in: Advances in Finite Element Analysis in Fluid Dynamics - 1991-, ASME FED-Vol. 123, 77-86, (December 1991)

[25] *Heider,R. Duboue,J.M. Petot,B. Billonnet,G. Couaillier,V. Liamis,N.*: Three-Dimensional Analysis of Turbine Rotor Flow Including Tip Clearance. ASME Paper 93-GT-111, (1993)

[26] *Hubert,G. Bauermeister,K.J.*: Probleme der Sekundärströmung in axialen Turbomaschinen. VDI-Forschungsheft 496, (1963)

[27] *Kreitmeier,F.*: Space-Averaging 3D Flows Using Strictly Formulated Balance Equations in Turbomachinery. IGTI-Vol.7, ASME COGEN-TURBO, 397-408, (1992)

[28] *Kruse,H. Quest,J.*: Experimentelle Untersuchungen an Nabendiffusoren hinter einer Turbinenstufe. VDI-Berichte Nr. 361, 259-264, (1980)

[29] *Kruse,H. Quest,J. Scholz,N.*: Experimentelle Untersuchung von Nabendiffusoren hinter Turbinenstufen. MTZ, 44, 1, 13-17, (1983)

[30] *Krückels,J. Mayer,J.F. Stetter,H.*: Simulation of Diffuser Flow Using an Euler Solver with a Distributed Loss Model. ASME Paper 93-GT-257, (1993)

[31] *Kunz,R.F. Lakshminarayana,B.*: Three-Dimensional Navier-Stokes Computation of Turbomachinery Flows Using an Explicit Numerical Procedure and a Coupled $k - \varepsilon$ Turbulence Model. ASME Paper 91-GT-146, (1991)

[32] *Lakshminarayana,B.*: Methods of Predicting the Tip Clearance Effects in Axial Flow Turbomachinery. ASME Journal of Basic Engineering, Vol. 92, No. 3, 467-482, (September 1970)

[33] *Langston,L.S. Nice,M.L. Hooper,R.M.*: Three-Dimensional Flow Within a Turbine Cascade Passage. ASME Journal of Engineering for Power, 21-28, (January 1977)

[34] *Launder,B.E. Spalding,D.B.*: The Numerical Computation of Turbulent Flows. Computer Methods Appl. Mech. Eng., 3, 269-289, (1974)

[35] *Liepe,F.*: Wirkungsgrade von schlanken Kegeldiffusoren bei drallbehafteten Strömungen. Maschinenbautechnik, 9, Heft 8, 405-412/424, (1960)

[36] *McDonald,A.T. Fox,R.W. van Dewoestine,R.V.*: Effects of Swirling Flow on Pressure Recovery in Conical Diffusers. AIAA Paper No. 71-84, (1971)

[37] *Merz,P. Krückels,J. Mayer,J.F. Stetter,H.*: Influence of Grid Refinement on the Solution of the Three-Dimensional Navier-Stokes Equations for Flow in a Transonic Turbine Stage with Tip Gap. VDI Berichte Nr. 1185, 211-224, (1995)

[38] *Moore,J. Tilton,J.S.*: Tip Leakage Flow in a Linear Turbine Cascade. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 110, 18-26, (January 1988)

[39] *Müller,K.J.*: Vorlesungen über Grundzüge der Thermischen Turbomaschinen. Vorlesungsskriptum, TU-Wien, (1988)

[40] *Nicoll,W.B. Ramaprian,B.R.*: Performance of Conical Diffusers With Annular Injection at Inlet. ASME Journal of Basic Engineering, Vol. 92, 827-835, (1970)

[41] *Pouagare,M. Delaney,R.A.*: Study of Three-Dimensional Viscous Flows in an Axial Compressor Cascade Including Tip Leakage Effects Using a SIMPLE-Based Algorithm. ASME Paper 86-GT-84, (1986)

[42] *Rappard,A.v.*: Strömung in Abgasdiffusoren. Brown Boveri Mitteilungen, Nr.1, 60-63, (1977)

[43] *Reneau,L.R. Johnston,L.P. Kline,S.J.*: Performance and Design of Straight, Two-Dimensional Diffusers. ASME Journal of Basic Engineering, Vol. 89, 141-150, (March 1967)

[44] *Sharma,P.C.*: Performance of Conical Diffusers. IE(I)Journal-ME, Vol. 60, 80-85, (November 1979)

[45] *Shin-Hyoung Kang, Joon Sik Lee, Myung-Ryul Choi, Kyung-Yup Kim*: Numerical Calculations of the Turbulent Flow Through a Controlled Diffusion Compressor Cascade. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 117, 223-230, (April 1995)

[46] *Sieverding, C.H.*: Recent Progress in the Understanding of Basic Aspects of Secondary Flows in Turbine Blade Passages. ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 107, 248-257, (April 1985)

[47] *Sjolander,S.A. Amrud,K.K.*: Effects of Tip Clearance on Blade Loading in a Planar Cascade of Turbine Blades. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 109, 237-245, (April 1987)

[48] *Sovran,G. Klomp,E.D.*: Experimentally Determined Optimum Geometries for Rectilinear Diffusers with Rectangular, Conical or Annular Cross-Section. In *G.Sovran* (Hrsg.), Fluid Mechanics of Internal Flow, Elsevier Publishing Co., Amsterdam, London, New York, (1967)

[49] *Spurk,J.H.*: Dimensionsanalyse in der Strömungslehre. Springer, (1992)

[50] *Suter,P. Girsberger,R.*: Strömungstechnische Gestaltung des Austrittsstutzens von Axialmaschinen. Traupel Festschrift, Juris-Verlag, Zürich, 303-350, (1974)

[51] *Tindell,R.H. Alston,T.M. Sarro,C.A. Stegmann,G.C. Gray,L. Davids,J.*: Computational Fluid Dynamics Analysis of a Steam Power Plant Low-Pressure Turbine Downward Exhaust Hood. ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 118, 214-224, (January 1996)

[52] *Traupel,W.*: Thermische Turbomaschinen - Erster Band. Springer, (1977)

[53] *Watanabe,T. Nozaki,O. Kikuchi,K. Tamura,A.*: Numerical Simulations of the Flow Through Cascades with Tip Clearance. ASME FED-Vol.120, 131-139, (1991)

[54] *Willinger,R.*: Die Auslegung von Diffusoren axialdurchströmter Gasturbinen. Diplomarbeit, TU-Wien, (September 1992)

[55] *Yaras,M. Zhu Yingkang, Sjolander,S.A.*: Flow Field in the Tip Gap of a Planar Cascade of Turbine Blades. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 111, 276-283, (July 1989)

[56] *Yaras,M.I. Sjolander,S.A.*: Losses in the Tip-Leakage Flow of a Planar Cascade of Turbine Blades. Paper 20, AGARD-CP-469, Secondary Flows in Turbomachines, (August 1989)

[57] *Yaras,M. Sjolander,S.A.*: Development of the Tip Leakage Flow Downstream of a Planar Cascade of Turbine Blades. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 112, 609-617, (October 1990)

[58] *Yaras,M.I. Sjolander,S.A.*: Effects of Simulated Rotation on Tip Leakage in a Planar Cascade of Turbine Blades. Part I: Tip Gap Flow. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 114, 652-659, (July 1992)

[59] *Yaras,M.I. Sjolander,S.A. Kind,R.J.*: Effects of Simulated Rotation on Tip Leakage in a Planar Cascade of Turbine Blades. Part II: Downstream Flow Field and Blade Loading. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 114, 660-667, (July 1992)

[60] *Zienkiewicz,O.C.*: Methode der finiten Elemente. Hanser-Verlag, (1984)

[61] *Zimmermann,C. Stetter,H.*: Einfluß der Radialspiele auf die Diffusorströmung und den Wirkungsgrad einer ND-Modellturbine. VGB Kraftwerkstechnik, 73, Heft 8, 690-695, (1993)

[62] *Zimmermann,C. Stetter,H.*: Experimental Determination of the Flow Field in the Tip Region of a LP-Steam Turbine. ASME Paper 93-GT-106, (1993)

Abbildungsverzeichnis

2.1 Meridianschnitt des thermischen Blockes einer Gasturbinenanlage 4

2.2 Schematische Darstellung der wesentlichen Teile des Geschwindigkeitsfeldes in einem Turbinenlaufgitter 5

3.1 Lage der Kontrollebenen in Turbinenstufe und Abgasdiffusor, LE Leitschaufelreihe, LA Laufschaufelreihe 10

3.2 Strömungszustände in geraden Diffusoren bei ebener Strömung [43] 11

3.3 Diffusordiagramm für Kreisringdiffusoren [48] 13

4.1 Zustandsänderung in einer axialen Turbinenstufe, dargestellt im h/s-Diagramm . 19

4.2 Geschwindigkeitsdreiecke für eine axiale Turbinenstufe 20

4.3 Zustandsänderung in Turbinenstufe und Abgasdiffusor, dargestellt im h/s-Diagramm 23

5.1 Ausbildung des Hufeisenwirbels an der Schaufelvorderkannte 27

5.2 Schematische Darstellung der Sekundärströmungen am Austritt aus einem Turbinengitter ohne Radialspalt 27

5.3 Schematische Darstellung der Sekundärströmungen am Austritt aus einem Turbinengitter mit Radialspalt 29

5.4 Zusammenfassung der Gittergeometrie 30

5.5 Profildruckverteilung, $\frac{z}{h} = 0,5$ [47] 31

5.6 Schematische Darstellung des Gitterwindkanales, a Axialgebläse mit Diffusor, b Gleichrichter mit Turbulenzsieb, c Wiege mit Schaufelgitter [39] 32

5.7 Verteilung der Zuströmgeschwindigkeit, x/s_x=-1,385 35

5.8 Verteilung der Zuströmgeschwindigkeit, x/s_x=-1,385, y/t= 0,694 36

5.9 Turbulenzgrad in der Zuströmung, x/s_x=-1,385, y/t=0,694 38

5.10 Isoklinen β_2^+=const., x/s_x=1,071, τ/s=0 39

5.11 Isoklinen γ_2=const., x/s_x=1,071, τ/s=0 39

5.12 Isoklinen β_2^+=const., x/s_x=1,071, τ/s=0,85 % 40

5.13 Isoklinen β_2^+=const., x/s_x=1,071, τ/s=1,40 % 41

5.14 Isoklinen β_2^+=const., x/s_x=1,071, τ/s=2,50 % 41

5.15 Isoklinen β_2^+=const., x/s_x=1,071, τ/s=3,60 % 42

5.16 Isoklinen γ_2=const., x/s_x=1,071, τ/s=0,85 % 42

5.17 Isoklinen γ_2=const., x/s_x=1,071, τ/s=1,40 % 43

5.18 Isoklinen γ_2=const., x/s_x=1,071, τ/s=2,50 % 43

5.19 Isoklinen γ_2=const., x/s_x=1,071, τ/s=3,60 % 44

5.20 Linien mit konstantem statischen Druckkoeffizienten C_{p2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=0 45

5.21 Linien mit konstantem statischen Druckkoeffizienten C_{p2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=0,85 % 46

5.22 Linien mit konstantem statischen Druckkoeffizienten C_{p2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=1,40 % 46

5.23 Linien mit konstantem statischen Druckkoeffizienten C_{p2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=2,50 % 47

5.24 Linien mit konstantem statischen Druckkoeffizienten C_{p2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=3,60 % 47

5.25 Linien mit konstantem Totaldruckkoeffizienten C_{pt2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=0 . 48

5.26 Linien mit konstantem Totaldruckkoeffizienten C_{pt2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=0,85 % 49

5.27 Linien mit konstantem Totaldruckkoeffizienten C_{pt2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=1,40 % 49

5.28 Linien mit konstantem Totaldruckkoeffizienten C_{pt2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=2,50 % 50

5.29 Linien mit konstantem Totaldruckkoeffizienten C_{pt2}=const., x/s_x=1,071, τ/s=3,60 % 50

5.30 Sekundärgeschwindigkeitsfeld, x/s_x=1,071, τ/s=0 51

5.31 Sekundärgeschwindigkeitsfeld, x/s_x=1,071, τ/s=0,85 % 52

5.32 Sekundärgeschwindigkeitsfeld, x/s_x=1,071, τ/s=1,40 % 52

5.33 Sekundärgeschwindigkeitsfeld, x/s_x=1,071, τ/s=2,50 % 53

5.34 Sekundärgeschwindigkeitsfeld, x/s_x=1,071, τ/s=3,60 % 53

5.35 Mit der Massenstromdichte gewogener teilungsgemittelter Abströmwinkel $\bar{\beta}_2^+$ . . 54

5.36 Über der Teilung gemittelte axiale Geschwindigkeit $\bar{w}_{2x}/w_{1,CL}$ 55

5.37 Über der Teilung gemittelte maximale axiale Geschwindigkeit $\bar{w}_{2xmax}/w_{1,CL}$, (Wandstrahlgeschwindigkeit) 56

5.38 Mit der Massenstromdichte gewogener teilungsgemittelter Totaldruckkoeffizient $\bar{C}_{pt2}$ 56

5.39 Spaltverlustbeiwert ξ''_{Sp} als Funktion der Spaltweite 58

6.1 Diffusordiagramm für Kreisringdiffusoren [48]. Zusätzlich eingetragen sind Geometriedaten von Abgasdiffusoren ausgeführter Gasturbinen (◇) 62

6.2 Universelle Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht 67

6.3 Finite-Elemente-Netz 70

6.4 9-knotiges Viereckselement im Original- und Einheitsraum 70

6.5 Geschwindigkeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, B_2=0,007 . . 77

6.6 Geschwindigkeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, B_2=0,01 . . 77

6.7 Geschwindigkeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, B_2=0,015 . . 78

6.8 Geschwindigkeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, B_2=0,03 . . 78

6.9 Geschwindigkeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, B_2=0,05 . . 79

6.10 Diffusorrückgewinnfaktor C_{pD} in Abhängigkeit der Eintrittsversperrung B_2 bei konstanter Eintrittsgeschwindigkeit 79

6.11 Axialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=0,85% 80

6.12 Axialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=1,40% 81

6.13 Axialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=2,50% 81

6.14 Axialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=3,60% 82

6.15 Tangentialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=0,85% 82

6.16 Tangentialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=1,40% 83

6.17 Tangentialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=2,50% 83

6.18 Tangentialgeschwindigeitsverteilung am Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, τ/s=3,60% 84

6.19 Geschwindigkeitsvektoren am Diffusoreintritt, τ/s=3,60% 84

6.20 Druckrückgewinnfaktor C_{pD} des Diffusors mit vorgeschalteter Turbinenstufe in Abhängigkeit der bezogenen Radialspaltweite τ/s 85

7.1 Änderung der inneren spezifischen Arbeit der Turbinenstufe mit nachfolgendem Diffusor bei Variation der Rotorspaltweite (+ Änderung der inneren spezifischen Arbeit der Turbinenstufe ohne Abgasdiffusor, △ Rückwirkung des Abgasdiffusors auf die Turbinenstufe, ◇ Zusammenwirken von Turbinenstufe und Abgasdiffusor) 89

Tabellenverzeichnis

5.1 Zusammenstellung der untersuchten Spaltweiten 30

5.2 Zusammenstellung der Grenzschichtparameter der Zuströmung, x/s_x=-1,385, y/t=0,694 37

6.1 Zusammenstellung der Geometriedaten von Abgasdiffusoren ausgeführter Gasturbinen 61

6.2 Eintrittsversperrungen bei konstanter Eintrittsgeschwindigkeit 73

6.3 Kennzahlen der Eintrittsgeschwindigkeitsfelder des Diffusors mit vorgeschalteter Turbinenstufe 73

Lebenslauf

21.6.1966	geboren in Horn, als Sohn von Otto Willinger und Ingeborg Willinger
1972 - 1974	Volksschule in Langau
1974/75	Volksschule in Felling
1975/76	Volksschule in Langau
1976 - 1980	Hauptschule in Drosendorf a. d. Thaya
1980 - 1985	Höhere Technische Bundeslehranstalt Hollabrunn, Abteilung Maschinenbau
1986 - 1992	Studium an der Technischen Universität Wien, Studienrichtung Maschinenbau
1991 - 1993	Halbbeschäftigter Studienassistent am Institut für Thermische Turbomaschinen und Energieanlagen der Technischen Universität Wien
seit 1993	Universitätsassistent am Institut für Thermische Turbomaschinen und Energieanlagen der Technischen Universität Wien