

# **Über den Einfluss der Einlaufgehäusegestaltung auf die Strömung in der ersten Transsonikstufe eines Axialkompressors**

Vom Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik  
der Technischen Universität Kaiserslautern  
zur Erlangung des akademischen Grades eines

**Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)**

genehmigte

**Dissertation**

von

Dipl.-Ing. Marco Hilgert

aus Kaiserslautern

Tag der mündlichen Prüfung:	29. Oktober 2010
Dekan:	Prof. Dr.-Ing. Siegfried Ripperger
Vorsitzender:	Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Hans-Jörg Bart
Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Martin Böhle Dr. habil. Alexander Wiedermann

D 386

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen an der Technischen Universität Kaiserslautern.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Martin Böhle möchte ich meinen besonderen Dank aussprechen. Er hat während meiner gesamten Tätigkeit am Institut die Arbeit vorbildlich unterstützt und stand jederzeit als kompetenter Diskussionspartner bereit. Somit hat er wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Ferner danke ich Herrn Dr. habil. Alexander Wiedermann für die vielen fachlichen Diskussionen, die es mir ermöglicht haben, ein tieferes Verständnis von Axialkompressoren zu erlangen und meine wissenschaftliche Arbeitsweise zu verbessern.

Herrn Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Hans-Jörg Bart danke ich für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Die Untersuchungen wurden im Rahmen des Verbundvorhabens COOREFF-T/ COORETEC-turbo der AG Turbo durchgeführt und mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie (BMWi) gefördert. Ich danke der AG Turbo und der MAN Diesel und Turbo SE für die Unterstützung und die Erlaubnis zur Veröffentlichung.

Ich danke allen meinen wissenschaftlichen Hilfskräften, vor allem Christian Geil, den Studien- und Diplomarbeitern sowie den Kollegen für die tatkräftige Unterstützung und die ausgesprochen gute und angenehme Zusammenarbeit. Von den vielfältigen Arbeiten und Projekten, die ich am Lehrstuhl durchführen durfte, werde ich mein ganzes Berufsleben profitieren können.

Besonderer Dank gilt auch meiner Familie, die mir das Studium des Maschinenbaus erst ermöglicht haben und mich über die Jahre, wenn immer nötig, unterstützt und motiviert haben.

Herrn Peter Grasmück möchte ich dafür danken, dass er mein Interesse an Technik und Naturwissenschaften als Jugendlicher geweckt hat.

Schließlich gilt mein Dank Prof. Dr.-Ing. habil. Gerd Maurer sowie Eike Ellbrächter, die einen wesentlichen Anteil an meiner wissenschaftlichen Ausbildung während meines Studiums gehabt haben.

# Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis.....	I
Abstract.....	II
Kurzfassung.....	V
1 Motivation.....	1
2 Stand der Forschung.....	3
3 Ziel der Arbeit.....	10
4 Gasdynamische Grundlagen.....	12
4.1 Stationäre Stromfadentheorie.....	12
4.2 Verdichtungsstöße.....	14
4.3 Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung an einem Profil.....	17
5 Transsonische Axialkompressoren.....	20
5.1 Allgemeines.....	20
5.2 Verluste in Strömungsmaschinen.....	26
5.2.1 Profilverluste.....	26
5.2.2 Seitenwandgrenzschicht- und Sekundärströmungsverluste.....	28
5.2.3 Spaltverluste.....	30
5.2.4 Stoßverluste.....	30
6 Experimentelle Untersuchungen.....	32
6.1 Aufbau des Prüfstands.....	32
6.2 Messgrößen und Messtechnik.....	34
7 Numerische Berechnungen.....	35
7.1 Verfahrenstest.....	35
7.2 Varianten des Einlaufgehäuses.....	44
7.3 Erste Transsonikstufe (einzeln und in Kombination mit Einlaufgehäuse).....	50
7.4 Einfluss der axialen Baulänge.....	54
7.5 Einteilung der Verluste.....	61
7.6 Einfluss der Einlaufgehäuseoptimierung.....	63
8 Zusammenfassung und Ausblick.....	67
9 Anhang.....	69
10 Formelzeichen.....	76
11 Literaturverzeichnis.....	79

## Abstract

Performance is of fundamental importance to gas turbine engine's economic cost viability and environmental compatibility. All components have to be involved in the process of improving overall performance. The subject of intake aerodynamics, dealt with in this thesis, is of particular importance, as the intake not only can contribute to the total pressure losses, but also determines the inflow conditions for downstream components. A poorly-designed intake will generate undesirable secondary flow and vortices and might reduce the achievable pressure ratio and efficiency of the downstream compressor. The largest disadvantage is undoubtedly the limiting of the stable operating range of the compressor.

Aerodynamically, the requirement for lighter and more compact gas turbines can only be achieved with a higher weight-flow per unit area and a higher stage-pressure ratio. As the axial Mach number controls the mass flow rate per unit of compressor annulus area and the tangential Mach number determines to a large extent the attainable pressure ratio of a stage, the trend in compressor development increasingly approaches higher Mach numbers. However, due to the increase of the inlet Mach number, a point is reached at which the velocity on the blade surface reaches the local speed of sound. A supersonic patch formed is terminated by a shock wave, which can lead to boundary layer separation, therefore increasing losses. The peak Mach number on the blade is, among other factors, a function of the angle of incidence, which makes it crucial to achieve appropriate flow conditions at the rotor inlet. In other words, transonic rotors are very sensitive to any small change in incidence and any non-uniformity in velocity as well. Bearing this in mind, the subject of intake design and inlet distortion acquires additional significance for transonic compressors.

Unlike in the scientific field of jet-engine development, only few publications can be found on the subject of the design of stationary gas turbines intakes; moreover, the well-known distortion indicators have not proved to be suitable to fully assess the effect of a given inlet distortion on the compressor front stage. It is questionable whether it is at all possible to find such a criterion, as the response of the compressor to distortion heavily depends on the details of the flow. Moreover, different compressors respond differently to the same inlet-flow pattern.

Presented in this thesis are numerical flow simulations (CFD) of three different intake geometries and the first stage of a 5 stage compressor. Simulating the intake and the first stage in separated simulations as well as in a combined simulation, illustrates the interaction between the flow fields and sheds light on the most important loss mechanisms as well. The inlet flow-channel accelerates the flow from  $Ma = 0.1$  to  $Ma = 0.6$  by turning it from an almost radial to the axial direction. An inlet guide vane row precedes the transonic rotor of the first compressor stage. The inlet Mach number of the rotor exceeds the speed of sound at a hub-to-tip ratio of 0.55 and a tip speed of 370 m/s. The calculations are carried out with Ansys CFX, an element-based finite

volume method that solves the full Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations (RANS) on unstructured grids. The meshes are exclusively composed of hexahedral elements with O-Grids around the blade surfaces and refinement in the hub and casing end-wall region. The average number of grid nodes inside the boundary layer is 15, the average value of  $y^+$  is 70. After intensive testing of different turbulence models and mesh sizes in passage calculations (1 passage per component) and comparing the numerical data with experimental data, it was found appropriate to model the flow with the  $k-\omega$  turbulence model and a mesh configuration that consists of a total of approx 5.1 million cells (intake: 0.8 million, IGV: 1.1 million, rotor: 1.8 million, stator: 1.4 million).

It was found that the predicted effects of inlet flow distortion on over-all compressor performance were small, with pressure-ratio remaining essentially stable for a well-designed intake and efficiency decreasing only slightly. The parameter studies indicate that further reduction of the axial length of the intake is tolerable to a certain extent but ultimately leads to a strong decrease in pressure ratio, efficiency and operational stability when the length is reduced below a critical value.

It has been found out in previous studies that the influence of the stage flow on the flow in the intake is rather small. Although there are interactions between the different flow regions (IGV-rotor, rotor-stator), they seem to be spatially limited and do not influence the flow far upstream. That means pressure and velocity profiles behind the intake are approx. the same, irrespective of whether the intake is simulated separately or in combination with the stage (apart from the region some 20 - 30 % ahead of the inlet guide vanes). Flow distortions in circumferential direction are rather small, varying only about 20 degrees. As the Mach number is about 0.6 at the IGV inlet, those variations can be tolerated without creating significant additional losses. The total pressure distortion is restricted to the wake region behind the intake struts. It is remarkable that the flow angle variations have roughly the same amplitude but a completely different distribution. The flow angles behind the intake follow the lines of two single waves in circumference, whereas the flow pattern behind the IGV is dominated by fluctuations arising from the flow inside the blade passage. This is quite important, as hereby all rotor blades face more or less the same pattern, whereas at the IGV inlet each vane faces completely different velocity profiles. It is assumed that the inlet flow distortion is not detrimental only because of the relatively low inlet Mach number of the IGV. The situation would probably become worse if this profile occurred at the inlet of a transonic stage without inlet guide vane.

Particular attention has to be paid on the subject of the design of the intake. A simpler construction than the one mentioned above, showed a drastic reduction in pressure ratio, efficiency and choked flow is encountered at lower mass flow rates. This is due to two intake vortices, which effect boundary layer separation in some regions of the inlet guide vanes. This leads not only to rising local additional losses but also affects the flow conditions in the subsequent rotor and stator. The distortion pattern from the vortices can be traced even behind the stator row and probably will have an influence on the following stages as well.

Although an exact correlation of the overall losses to the different loss mechanism in a transonic compressor is not possible, an approximate approach showed that at design flow conditions only 15 % of the losses are attributable to shock losses. With only 6 % tip leakage loss for that operating point it could be shown that almost 80 % of the losses have their origin in the boundary layers on the profile and on the side walls.

Experimental results of the flow through the transonic compressor with and without inlet distortion can be predicted satisfactorily as far as numerical results for velocity, temperature and pressure profiles inside the compressor stage and at the inlet as well are concerned.

## Kurzfassung

Um die bei modernen stationären Industriegasturbinen geforderten Leistungsdichten bei hohem Wirkungsgrad zu erreichen, werden sehr oft transsonische Axialkompressoren eingesetzt. Neben vielen Vorteilen, haben sie eine erhöhte Sensibilität gegenüber Ungleichförmigkeiten im Geschwindigkeits- und Druckprofil der Zuströmung als entscheidenden Nachteil. Da diese Ungleichförmigkeiten direkt von der Gestaltung des Einlaufgehäuses mitbestimmt werden, spielt das Design eine außerordentlich wichtige Rolle bei der Auslegung der Gesamtmaschine.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Strömungen in der ersten Transsonikstufe eines mehrstufigen Axialverdichters und untersucht deren Wechselwirkung mit den Strömungen im Einlaufgehäuse. Durch die Geometrie des Einlaufgehäuses, welche die Strömung in den meisten Fällen von vertikaler in horizontale Richtung umlenkt, entstehen Ungleichförmigkeiten im Strömungsprofil, die den Druckaufbau, den Wirkungsgrad und den stabilen Betriebsbereich der Maschine einschränken können. Zusätzlich können stärkere Blattschwingungen auftreten, die die mechanische Beanspruchung der Rotorstruktur erhöhen.

Mit Hilfe der numerischen Strömungsmechanik werden drei verschiedene Einlaufgehäuse untersucht, um festzustellen, welche Strömungsungleichförmigkeiten auftreten und wie diese die Strömung in der Transsonikstufe beeinflussen. Zwei der drei Varianten sind um  $90^\circ$  umlenkend und entsprechen denen, wie sie in realen Gasturbinen eingesetzt werden. Dabei ist eine Variante strömungstechnisch optimiert, die andere im Sinne einer möglichst einfachen Fertigung gestaltet. Die dritte Variante ist ein rein axiales Gehäuse mit einer eingebauten Versperrung, um zu untersuchen, wie gut sich Strömungsungleichförmigkeiten, die in einem radial umlenkenden Einlaufgehäuse einer stationären Gasturbine entstehen, durch Einbauten simulieren lassen. Desweiteren bietet sich diese Simulation an, da das Einlaufgehäuse zusammen mit dem 5-stufigen Axialkompressor auf einem Prüfstand vermessen wurde und so ein Vergleich mit Messwerten möglich ist.

Die Simulationen haben gezeigt, dass es möglich ist, mit einem aerodynamisch günstig gestalteten Einlaufgehäuse Zuströmbedingungen zu erzeugen, die in der darauffolgenden Transsonikstufe nicht zu nennenswerten Einschränkungen in Wirkungsgrad, Druckverhältnis und Betriebsbereich führen.

Eine Parameterstudie mit verschiedenen axialen Baulängen hat gezeigt, dass eine Verkürzung des Einlaufgehäuses durchgeführt werden kann, ohne zusätzliche Verluste in Kauf nehmen zu müssen. Erst bei Unterschreitung eines kritischen Maßes kommt es zu deutlichen Verlusten und einer Reduktion des Druckverhältnisses. Hier ist eine Anpassung der Vorleitreihe nötig, um den geänderten Zuströmbedingungen der Vorleitreihe hinter der verkürzten Einlaufgehäusevariante Rechnung zu tragen.

Die zweite radial umlenkende Einlaufgehäusevariante ist aus aerodynamischer Sicht ungünstiger gestaltet. Hier zeigen die Simulationen, dass sich im Einlaufgehäuse Wirbel ausbilden, die zum einen im Einlaufgehäuse selbst und zum anderen in der Transsonikstufe hohe Verluste hervorrufen. Darüber hinaus kommt es zu einer Abnahme des Stufendruckverhältnisses, und es ist auch mit negativen Auswirkung auf folgende Stufen zu rechnen, da die Wirbel hinter der ersten Stufe immer noch abgeschwächt vorhanden sind.

Obwohl die hinter einem radial umlenkenden Einlaufgehäuse entstehenden Geschwindigkeitsprofile komplex sind, lassen sie sich auch in einem axialen Einlaufgehäuse durch Einbauten simulieren.

Auch wenn sich die verschiedenen Verlustentstehungsmechanismen gegenseitig beeinflussen und eine exakte Trennung nicht möglich ist, konnte mit einer groben Abschätzung festgestellt werden, wie groß der Anteil der Stoß- und Spaltverluste an den Gesamtverlusten ist. So haben beispielsweise im Auslegungspunkt nur etwa 15 % der Verluste ihre Ursache in den Verdichtungsstößen, und weniger als 10 % der Verluste sind auf die Spaltströmung zwischen Rotorblattspitze und Gehäuse zurückzuführen. Mit fast 80 % entsteht der überwiegende Anteil der Verluste in den Profil- und Seitenwandgrenzschichten.

Die berechneten Strömungs- und Druckprofile zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den durchgeführten Messungen.

# 1 Motivation

Die Weiterentwicklung von Strömungsmaschinen konzentriert sich heute nicht mehr nur auf die beschauelten Hauptkomponenten Rotor und Stator, sondern erfordert mehr und mehr die Miteinbeziehung aller zum technischen Produkt gehörenden Bauteile. Aus strömungsmechanischer Sicht ist dabei insbesondere die Zuführung der Strömung zum Rotor von Bedeutung, da hierdurch die Effizienz der Arbeitsumsetzung in erheblichem Maße beeinflusst wird. Dies gilt gleichermaßen für hydraulische Turbomaschinen (z. B. Pumpen) wie auch für gasfördernde Maschinen (z. B. Kompressoren und Ventilatoren). Bei letztgenannten verdient dieser Aspekt besondere Aufmerksamkeit, da mangelhafte Anströmung ein verfrühtes Auftreten von kritischen Betriebszuständen wie z. B. das sogenannte Pumpen bewirken.

In dieser Arbeit geht es um die Wechselwirkung zwischen den Strömungen im Einlaufgehäuse und der ersten Transsonikstufe eines mehrstufigen Axialverdichters wie er beispielsweise in stationären Gasturbinen vorkommt. Dieses Thema hat durch das Bestreben nach einer immer höheren Leistungsdichte zusätzlich an Bedeutung gewonnen. Zum einen ist der Konstrukteur aus Platz- und Kostengründen bestrebt, die Zuströmung zur ersten Stufe möglichst kurz zu gestalten, wodurch tendenziell höhere Gradienten und bei scharfer Umlenkung stärkere Ungleichförmigkeiten entstehen. Zum anderen führt der Weg zu höherem Durchsatz bei gesteigertem Druckaufbau nur über eine Erhöhung der relativen Zuströmmachzahl. Dadurch steigt die Sensibilität der Schaufeln gegenüber Zuströmwinkelvariationen sowie gegenüber sonstigen Ungleichförmigkeiten im Strömungsprofil am Eintritt.

Das Verständnis zu erlangen, welche Zulaufstörungen wie auf den Verdichterbetrieb wirken, ist aufgrund der komplizierten instationären dreidimensionalen Strömung bis heute nicht abschließend gelungen, insbesondere im Hinblick auf eine wünschenswerte Ableitung von Gestaltungsrichtlinien. Zwar existieren verschiedene Bewertungsparameter, wie zum Beispiel das DC60-Kriterium, jedoch liefern sie nur eine grobe Aussage über die Stärke einer Störung und es existieren auch nur „Daumenwerte“ für zulässige Grenzwerte. Hinzu kommt, dass die Kennzahlen zur Klassifizierung der Ungleichförmigkeiten für Flugzeugtriebwerken entwickelt wurden und diese nicht unbedingt vergleichbar mit den Strömungsprofilen am Eintritt in den Verdichter einer stationären Gasturbine sind.

Da experimentelle Untersuchungen sehr zeit- und kostenintensiv sind, kommen besonders in der frühen Produktentwicklungsphase Computersimulationen zum Einsatz, die eine detaillierte Strömungsbetrachtung an jeder Stelle des Berechnungsgebietes ermöglichen. Dies ist besonders an Stellen interessant, die für Messungen nicht zugänglich sind. Zudem können verschiedene Varianten und Betriebszustände innerhalb kurzer Zeit miteinander verglichen werden. Wie jede numerische Berechnung sind auch CFD-Ergebnisse (CFD = Computational Fluid Dynamics) nur eine Annäherung an die Realität bzw. an die exakte Lösung des Strömungsproblems, deren Güte von

der Modellbildung abhängt. Deshalb ist ein Vergleich mit Messdaten unerlässlich. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse beruhen auf CFD-Simulationen, die aufgrund umfangreicher Messkampagnen mit einer Vielzahl von Messwerten verglichen werden können.

Neben der Ingenieur-Aufgabe, ein wirtschaftliches und innovatives Produkt zu entwickeln, um im internationalen Markt wettbewerbsfähig zu bleiben, rücken umweltpolitische Erfordernisse immer mehr in den Vordergrund. Das Ziel der Bundesregierung, den Ausstoß sogenannter Treibhausgase deutlich zu reduzieren, kann nur durch eine effizientere Nutzung der fossilen Energieträger erreicht werden. Für den hier betrachteten Verdichter heißt das: höherer Wirkungsgrad, weniger Treibstoffverbrauch und damit weniger Ausstoß von Treibhausgasen. Vor diesem Hintergrund muss eine Wirkungsgradreduktion durch die Strömung im Einlaufgehäuse so weit wie möglich verhindert werden.

## 2 Stand der Forschung

Wie bereits erwähnt, haben Ungleichförmigkeiten in der Zuströmung bei allen Turboströmungsmaschinen eine nicht zu vernachlässigende Bedeutung und sind insbesondere bei den hier untersuchten Axialkompressoren in stationären Gasturbinen und Flugzeugtriebwerken Gegenstand intensiver Forschung.

Der Industriegasturbine wird die Luft durch den sogenannten Ansaugtrakt zugeführt, der meist aus Filterhaus, Ansaugkrümmer und Einlaufgehäuse besteht. Um der Gasturbine einerseits saubere Luft zuzuführen, andererseits die Geräuschemissionen in die Umwelt klein zu halten, sind Filter- und Schalldämpferelemente im Filterhaus vorgesehen. Eine weitere Anforderung ist die gleichförmige Zuströmung aus der Umgebung, die nur dann gewährleistet werden kann, wenn sich der Ansaugschacht in gewisser Höhe über dem Boden befindet und nicht durch angrenzende Bauten beeinträchtigt wird. Hinter dem Filterhaus wird die Luft nach unten zum Einlaufgehäuse geleitet, wo die Strömung von vertikaler in horizontale Richtung umgelenkt wird (Abbildung 2-1, rechts). Durch diese Umlenkung aber auch durch die Formgebung des Einlaufgehäuses im Allgemeinen sowie durch Einbauten wird das Strömungsprofil am Eintritt beeinflusst.

Bei den Flugzeugtriebwerken entstehen Ungleichförmigkeiten ebenfalls durch die Geometrie des Einlaufgehäuses, aber vor allem durch den Flug und die Umgebungsbedingungen, sei es durch Manöver, durch Seitenwinde oder durch Strömungsphänomene wie der sogenannte *inlet vortex* (Abbildung 2-1, links).



Abbildung 2-1 Inlet Vortex beim Triebwerksstart (links) [1], Stationäre Gasturbine mit Einlaufgehäuse (rechts) [2]

Im Jahr 1959 lieferten Pearson und McKenzie [3] den ersten Beitrag zur systematischen Untersuchung der Wirkung von Einlaufstörungen auf den Betrieb eines Axialkompressors. Sie unterteilten die ringkreisförmige Eintrittsfläche der Strömungsmaschine in zwei Gebiete: ein Teilabschnitt mit einem niedrigeren Totaldruck als dem mittleren Wert z. B. als Folge eines

Nachlaufgebietes und die restliche Fläche mit einem höheren Totaldruck. Der Kompressor ist dann in zwei Kompressoren aufgeteilt gedacht, die parallel betrieben werden und von denen einer von dem Gebiet hohen Totaldrucks beaufschlagt wird und der andere von dem Gebiet niedrigen Totaldrucks, ohne dass dabei eine Strömung zwischen den Kompressoren möglich wäre. Wenn beide dann auf denselben statischen Druck fördern und auf derselben Drehzahlkennlinie arbeiten, muss derjenige mit dem niedrigeren Totaldruck ein höheres Druckverhältnis liefern und damit auch näher an die Pumpgrenze gebracht werden. Es wird angenommen, dass die Pumpgrenze der Gesamtmaschine dann erreicht wird, wenn der vom niedrigeren Totaldruck fördernde Teil ein Druckverhältnis erreicht, das bei ungestörter Zuströmung der Gesamtmaschine der Pumpgrenze entspricht. Dieses Modell eignet sich gut, phänomenologisch die Wirkung von Totaldruckungleichförmigkeiten zu erklären, es blieben jedoch mitunter große Abweichungen beim quantitativen Vergleich zwischen Messung und Theorie, insbesondere wenn das Gebiet niedrigen Totaldrucks einer Fläche von deutlich weniger als einem Sechstel der Gesamtfläche entspricht.

Reid [4] machte den nächsten Schritt, indem er feststellte, dass nicht nur die Intensität der Totaldruckungleichförmigkeit die Verschiebung der Abreißgrenze bestimmt, sondern auch die Ausdehnung der Zone niedrigen Totaldrucks. Er führte an einem Prüfstand Versuche durch und simulierte die Einlaufstörungen durch ein Drahtgeflecht, das in definiertem Abstand vor dem Eintritt über verschieden große Winkelbereiche gespannt wurde. Die Auswirkungen auf den Arbeitsbereich maß er, indem er den Kompressor immer wieder an die Pumpgrenze heranzuführte und den Austrittsdruck bei diesem Betriebspunkt feststellte. Ausgehend von 0 Grad, d. h. ungestörter Zuströmung, zeigte sich bis zu einem Winkel zwischen 60 und 90 Grad eine etwa lineare Abnahme des erreichbaren Druckverhältnisses. Eine flächenmäßig darüber hinausgehende Störung zeigte bei gleicher Intensität keine weitere negative Auswirkung auf die Pumpgrenze. Aus dieser Überlegung heraus formulierte er als erster eine Kennzahl, die das Ausmaß der Einlaufstörung kennzeichnen sollte. Sie ist bis heute unter dem Namen DC60 (Gleichung 2.1) gebräuchlich und ergibt sich aus der Differenz zwischen dem radial gemittelten Druck über die gesamte Kreisringfläche und dem radial gemittelten Druck über den 60°-Ringkreisabschnitt mit dem geringsten Totaldruck (Abbildung 2-2), bezogen auf den gemittelten dynamischen Druck am Eintritt.

$$DC60 = \frac{p_{01,ave} - p_{01,lowest60\ degrees,ave}}{q_{01}} \quad (2.1)$$

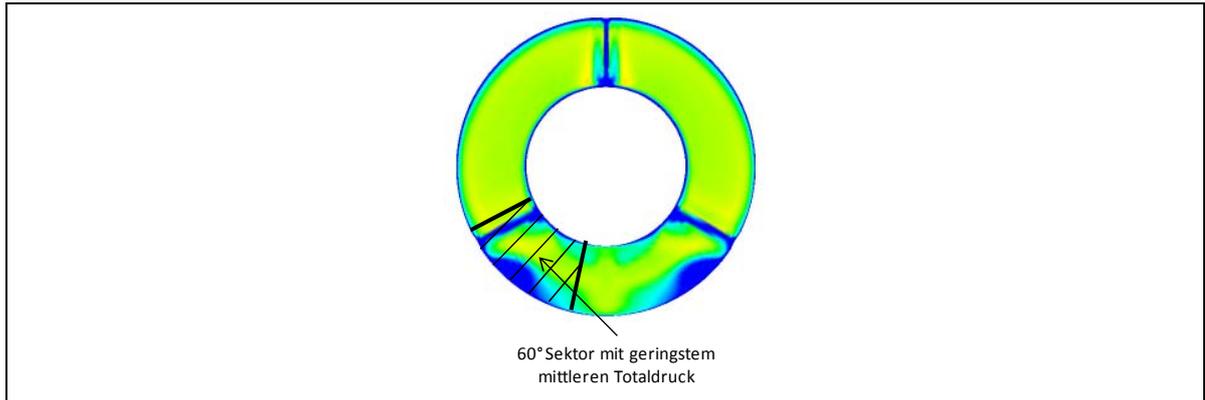


Abbildung 2-2 Beispiel einer Totaldruckverteilung am Verdichtereintritt - qualitativ

Seine Untersuchungen brachten eine Vielzahl weiterer Ergebnisse. So zeigte er, dass radiale Ungleichförmigkeiten bei gleicher Intensität einen vergleichsweise sehr geringen Einfluss auf die Pumpgrenze haben. Er schloss jedoch nicht aus, dass die Auswirkungen auf Wirkungsgrad und Massenstrom dagegen auch größer sein könnten. Hinsichtlich des Einflusses der Intensität der Totaldruckungleichförmigkeit stellte er einen linearen Zusammenhang zwischen erreichbarem Druckverhältnis und DC60-Kriterium fest. Den Einfluss auf Wirkungsgrad und Druckverhältnis sieht er in erster Linie in einer eventuell notwendigen Reduzierung des Drehzahlparameters, um die Verkleinerung des Pumpgrenzenabstands durch die Verschiebung der Pumpgrenze zu kompensieren. Schließlich wandte er sich noch der Frage zu, ob die aufgebrachten Ungleichförmigkeiten beim Durchströmen der ersten Stufe verstärkt oder abgeschwächt werden, und stellte einen starken Einfluss des Betriebspunktes fest. Einer starken Abschwächung im Auslegungspunkt steht eine mitunter signifikante Verstärkung im Teillastbereich gegenüber.

Da man schon bei der Arbeit von Reid erkannte, dass ein so einfaches Kriterium wie das oben beschriebene DC60 nicht ausreichend sein kann, eine Einlaufstörung umfassend zu beschreiben, entstanden in der Folge verschiedene kompliziertere Kennzahlen, die zwar alle innerhalb der Triebwerkshersteller Verbreitung fanden, eine Vergleichbarkeit untereinander wegen der Verschiedenartigkeit aber unmöglich machten. In den folgenden Jahren waren die Triebwerkshersteller und Flugzeugbauer bestrebt, eine einheitliche Vorgehensweise für die Beschreibung von Einlaufstörungen festzulegen, und es entstand die ARP-1420 Richtlinie [5]. Dieses Dokument beschreibt weitere Kennzahlen für Ausdehnung (Gleichung 2.2) und Intensität (Gleichung 2.3) der Totaldruckungleichförmigkeit am Eintritt in Umfangsrichtung und in radialer Richtung. Zur Charakterisierung der Ausdehnung werden an jedem Radius  $i$  ein bzw. mehrere Winkel definiert, die Gebiete mit Totaldrücken über dem Mittelwert von Gebieten mit Totaldrücken unter dem Mittelwert trennen (Abbildung 2-3). Die Intensität ergibt sich als Differenz des mittleren Totaldrucks über dem Gesamtumfang und dem mittleren Totaldruck der Niedrigdruckzone bezogen auf den mittleren Totaldruck über dem Gesamtumfang. Zur Berechnung der integralen Größen aus den diskreten Messwerten wird definitionsgemäß zwischen den Werten linear interpoliert.

$$\theta_i^- = \theta_{2,i} - \theta_{1,i} \quad (2.2)$$

$$(\Delta Pc/P)_i = \frac{(p_{01,ave})_i - (p_{01,ave,low})_i}{(p_{01,ave})_i} \quad (2.3)$$

$$(p_{01,ave})_i = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p_{01}(\theta)_i d\theta \quad (2.4)$$

$$(p_{01,ave,low})_i = \frac{1}{\theta_i^-} \int_{\theta_i^-} p_{01}(\theta)_i d\theta \quad (2.5)$$

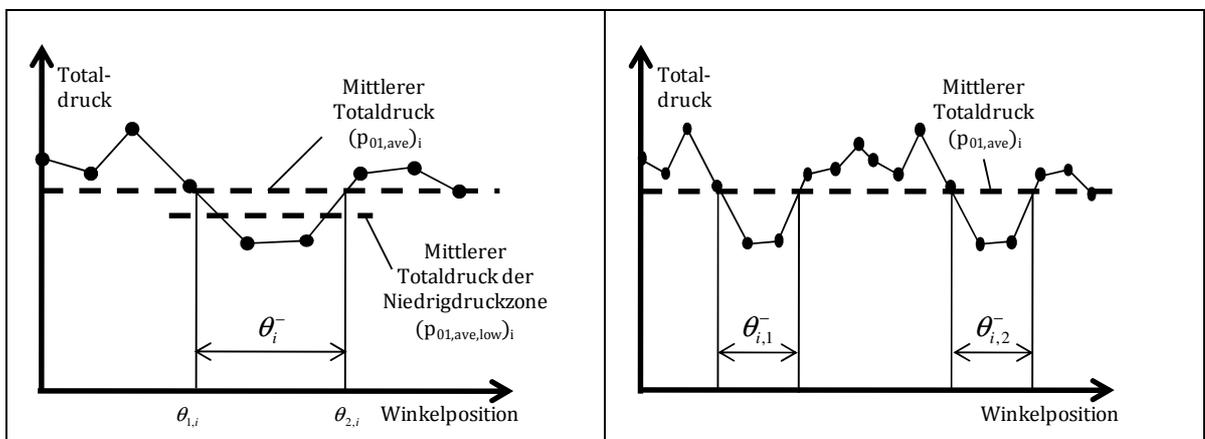


Abbildung 2-3 Zur Definition des Index gemäß Gleichung 2.3, links und gemäß Gleichung 2.6, rechts

Unterteilt die Linie mittleren Totaldrucks den Druckverlauf in mehr als zwei Gebiete (Abbildung 2-3, rechts), so sind die oben angegebenen Formeln anzupassen. Ist die Ausdehnung des kleinsten Gebietes oberhalb der Mittellinie größer als jedes einzelne Gebiet unterhalb der Mittellinie, so erhält man die Kennzahlen durch Aufsummierung über alle Niederdruck-Gebiete  $k$ . Bei der Intensitätskennzahl erfolgt eine Gewichtung mit der Ausdehnung in Umfangsrichtung (Gleichung 2.6).

$$(\Delta Pc/P)_i = \frac{\sum_k [(\Delta Pc/P)_{ik} \theta_{ik}^-]}{\sum_k \theta_{ik}^-} \quad (2.6)$$

Gibt es dagegen ein Gebiet geringen Totaldrucks, dessen Erstreckung in Umfangsrichtung größer als das kleinste positive Gebiet ist, so ist die Intensitäts-Kennzahl auf Basis des Niederdruck-Gebietes mit dem größten Wert für  $(\Delta Pc/P)_{ik} \theta_{ik}^-$  zu bilden. Dieses Gebiet bestimmt dann auch die Kennzahl  $\theta_i^-$ .

Ähnlich erfolgt die Definition der Kennzahlen zur Beschreibung der radialen Ungleichförmigkeit. Es gelten unter der Voraussetzung, dass die verschiedenen Messstellen in radialer Richtung die

Ringfläche in gleich große Teile unterteilen die Gleichungen 2.7 und 2.8.  $p_{01,ave,area}$  ist der flächengemittelte Druck über alle Radien,  $(p_{01,ave})_i$  ist der umfangsgemittelte Druck am Radius  $i$ . Demnach gibt es für jeden Ring bzw. für jede radiale Messposition einen Index, der die Ungleichförmigkeit zum mittleren Druck angibt.

$$(\Delta Pr/P)_i = \frac{(p_{01,ave,area}) - (p_{01,ave})_i}{(p_{01,ave,area})} \quad (2.7)$$

$$(p_{01,ave,area}) = \frac{1}{N} \sum_i (p_{01,ave})_i \quad (2.8)$$

Analog zu der Beschreibung der Ungleichförmigkeit im Totaldruck in Umfangsrichtung wird in der Richtlinie ARD-50015 [6] eine Kennzahl für die Totaltemperaturvariationen angegeben, die von der Definition her mit den Formeln 2.2 - 2.8 übereinstimmt, wenn der Totaldruck durch die Totaltemperatur ersetzt und das Gebiet oberhalb (anstatt unterhalb) des Mittelwertes zur Bestimmung der Intensität und Ausdehnung verwendet wird.

Seddon und Goldsmith [7] widmen sich der Betrachtung instationärer Strömungsungleichförmigkeit und stellen fest, dass insbesondere bei Flugzeugtriebwerken die stationären Kennzahlen unbefriedigende Ergebnisse liefern, da die Zeitdauer, wie lange eine Störung vorliegt, darüber entscheidet, ob die Strömung in der Verdichterbeschaufelung abreißt oder nicht. Es konnte außerdem gezeigt werden, dass die kritischen Kennzahlwerte vom Turbulenzgrad abhängen. Desweiteren wurde festgestellt, dass der als kritischer zeitlicher Grenzwert für die Überschreitung des stationären Grenzkennwertes eine Zeit in der Größenordnung von einer Rotorumdrehung liegt, d. h. übersteigt diese Kenngröße länger als eine Rotorumdrehung ihren statischen Grenzwert, kommt es zum Pumpen.

Charalambous et al. [8] untersuchten an einem dreistufigen axialen Transsonikkompressor eines Flugzeugtriebwerkes ohne Vorleitreihe die Auswirkungen verschiedener Eintrittsdruckprofile auf das Betriebsverhalten mit Hilfe von CFD-Methoden. Sie beschränkten sich dabei ausschließlich auf Druckstörungen, die sie radial, in Umfangsrichtung wie auch gemischt als Eintrittsrandbedingung aufbrachten und simulierten jeweils verschiedene Betriebspunkte einer Drehzahlkennlinie. Um möglichst wenige Computerressourcen einzusetzen, beschränkten sie sich auf die Modellierung nur einer Rotor- und einer Statorpassage und variierten die Betriebspunkte ausgehend vom Auslegungspunkt so weit, bis keine Konvergenz mehr erreicht wurde. Da sie kein Einlaufgehäuse in ihr Modell mit einbezogen, sind die Druckungleichförmigkeiten willkürlich angenommen. Wesentliche Aussage dieser auf qualitative Aussagen gerichteten Arbeit ist, dass Totaldruckvariationen auch zu einer Änderung des Zuströmwinkels führen, die sich sowohl positiv als auch negativ auf die Verluste im Auslegungspunkt auswirken können. In jedem Fall kommt es zu einer Verkleinerung des Arbeitsbereichs. Sie konnten weiterhin zeigen, dass durch eine ungleichförmige Totaldruckverteilung am Eintritt auch eine Totaltemperaturungleichförmigkeit in den hinteren Stufen hervorgerufen wird. Ein weiteres Ergebnis der Untersuchung ist, dass es

kritischer für die Maschine ist, wenn die Gebiete mit reduziertem Totaldruck zusammenhängend sind, als wenn ein gleich großes Gebiet über die gesamte Fläche verteilt ist.

Auch Templalexis et. al. [9] konnten ihre Simulationsergebnisse nicht mit Messdaten vergleichen. In ihrer Arbeit stellen sie eine Alternative zur 3D-RANS-CFD vor, die sich vor allem durch kürzere Berechnungszeiten auszeichnet. Während die Intake-Strömung mit einem 3D-CFD-Verfahren berechnet wird, wird die Kompressorströmung mit einem 2D-Verfahren in Kombination mit der Kompressor-Parallelbetrieb-Theorie berechnet. Die Ergebnisse wurden mit 3D-RANS-CFD Berechnungen verglichen und zeigten nur moderate Abweichungen. Sie fanden heraus, dass ein radial veränderliches Druckprofil mit höheren Werten in der Nabenregion den Wirkungsgrad und das Druckverhältnis verschlechtern, wohingegen ein erhöhtes Druckniveau im Blattspitzenbereich Wirkungsgrad und Druckniveau ansteigen ließ. Dieser Effekt tritt umso deutlicher hervor, je höher die Rotordrehzahl ist. Hinsichtlich der Umfangsstörungen stellten sie fest, dass sich die Abreißlinie durch die Ungleichförmigkeiten zu geringeren Druckverhältnissen verschiebt.

Yao et al. [10], [11] zeigten in jüngster Zeit, welche Möglichkeiten die numerische Strömungsberechnung mit der immens steigenden Rechnerleistung und dem parallelen Rechnen zur Berechnung von axialen Strömungsmaschinen bietet, als sie die Übertragung und Entstehung von Strömungsungleichförmigkeiten in zwei dreistufigen axialen Verdichtern mit Vorleitreihe untersuchten. Sie verwendeten den RANS Code Pturbo und simulierten alle Passagen der drei Stufen in einer transienten Rechnung mit insgesamt über 300 Millionen Zellen. Als Eintrittsrandbedingung wählten sie eine in Umfangsrichtung sinusförmig veränderliche Totaldruckverteilung und eine statische Druckverteilung am Austritt korrespondierend zu Messungen. Wie durch Experimente bestätigt, stellten sie hinter dem ersten Rotor eine Phasenverschiebung zwischen der entstehenden Totaltemperaturvariation in Umfangsrichtung und der Totaldruckverteilung fest. Außerdem zeigten sie, dass die Ungleichförmigkeiten in den einzelnen Stufen unterschiedlich stark verstärkt und abgeschwächt werden können. Die durch die Randbedingung am Eintritt vorgegebene Geschwindigkeitsvariation in Umfangsrichtung wird durch die Vorleitreihe sehr gut ausgeglichen.

Nie et al. [12] beschäftigten sich in ihrer Arbeit mit rotierenden Totaldruck-Ungleichförmigkeiten in der Zuströmung einer Verdichterstufe und konnten die Einflüsse auf die Leistungsparameter qualitativ feststellen:

- Die Reduktion des Pumpgrenzenabstands hängt von der Umlauf-Geschwindigkeit der Störung ab.
- Der Einfluss auf die Pumpgrenze ist dann am größten, wenn die Drehfrequenz der Ungleichförmigkeit möglichst nahe an der Drehfrequenz der Ablösezellen bei rotierender Ablösung ist.
- Gegensinnig umlaufende Störungen haben einen geringeren Einfluss auf Pumpgrenzenabstand und Wirkungsgrad als gleichsinnig umlaufende.

- Je schneller die Umlauf-Geschwindigkeit der Ungleichförmigkeit desto größer ist die Abnahme des Wirkungsgrades.
- Ist die von der Ungleichförmigkeit betroffene Fläche in mehrere Gebiete aufgeteilt, so sind die Wirkungsgradeinbußen geringer als wenn die Fläche zusammenhängend ist.

Eine der wenigen Arbeiten, die sich mit Einlaufgehäusen von stationären Gasturbinen beschäftigt, stammt von Zierer [13]. Bei seinen auf Messungen basierenden Untersuchungen betrachtet er 4 Einlaufgehäusevarianten, von denen eines axial verkürzt, ein anderes zusätzlich verbreitert und ein drittes eine leicht veränderte Geometrie besitzt, um eine bessere Zugänglichkeit zu den Lagern zu ermöglichen. Die vierte Variante war die Ausgangsvariante. Eine Verkürzung der axialen Baulänge führte zu einem Anstieg der Verluste, der auch nicht durch die Verbreiterung des Einlaufgehäuses kompensiert werden konnte. Hauptursache für die gesteigerten Verluste (etwa 1 % größere Verlustbeiwerte) ist die stärkere Umlenkung von der vertikalen zur horizontalen Richtung auf kürzerem Weg. Desweiteren wird durch die Verkürzung die Ungleichförmigkeit in der Axialgeschwindigkeitsverteilung vergrößert. Diese sind jedoch vergleichsweise gering und verringern den Arbeitsbereich bis zum Abreißen der Strömung nur wenig.

Zhang et al. [14], [15] haben gezeigt, dass Strömungsungleichförmigkeiten am Eintritt die Lage des Spaltwirbels beeinflussen und zu einem frühzeitigen Auftreten von Rotating Stall in einem Niedergeschwindigkeits-Axialkompressor führen können. Sie argumentieren, dass der Spaltwirbel bei ungestörter Anströmung nahezu stabil ist und erst bei gestörter Zuströmung durch die erhöhte Schaufelbelastung in Richtung Schaufel-Vorderkante wandert, dort instabil wird und unkontrolliert in den Schaufelkanal strömt.

### 3 Ziel der Arbeit

Für die erste Transsonikstufe eines mehrstufigen axialen Verdichters mit Vorleitreihe soll die Wirkung der durch das Einlaufgehäuse verursachten Strömungsungleichförmigkeiten untersucht werden. Es ist bekannt, dass die meist mit dem englischen Begriff inlet distortion bezeichneten Variationen (zeitlich und räumlich) von Druck, Temperatur und Geschwindigkeit verschiedene negative Auswirkungen auf den Betrieb des Kompressors haben können. Neben einem reduziertem Wirkungsgrad und verringertem Druckaufbau bei kleinerem Massendurchsatz, wird auch der nutzbare Arbeitsbereich durch eine Verschiebung der Pumpgrenze verschlechtert. In diesem Zusammenhang spielen auch mechanische Aspekte, wie erhöhte Blattschwingungen eine Rolle.

Um die Wechselwirkung zwischen den Strömungen im Einlaufgehäuse und in der ersten Transsonikstufe bewerten zu können, werden die Einlaufgehäusevarianten und die Transsonikstufe erst separat analysiert und anschließend in Kombination berechnet. Aus der sich ergebenden Differenz kann dann auf die gegenseitige Beeinflussung geschlossen werden. Verschiedene Fragestellungen gilt es zu beantworten:

- Wie stark werden Druckverhältnis und Wirkungsgrad der Transsonikstufe durch das Einlaufgehäuse beeinflusst? Wo treten die größten Verluste auf (Vorleitreihe, Rotor, Stator, Nabenbereich, Gehäusebereich)?
- Ist die Vorleitreihe in der Lage, die auftretende Ungleichförmigkeit zu dämpfen? Wie weit pflanzt sich die Ungleichförmigkeit fort?
- Wie stark wird der Betriebsbereich eingeschränkt?
- Wie wirkt sich eine Verkürzung der axialen Baulänge aus?
- Wie verteilen sich die Verluste auf die einzelnen Strömungsphänomene (Verdichtungsstoß, Spaltströmung, Grenzschichten)
- Welche Gestaltungsrichtlinien lassen sich für die Einlaufgeometrie ableiten?
- Wie stark sind die durch das Einlaufgehäuse verursachten Ungleichförmigkeiten im Vergleich zu den aus der Verdichtergeometrie resultierenden?

Es gilt auch herauszufinden, ob eine Beeinflussung der Einlaufgehäuseströmung durch das Strömungsfeld in der Transsonikstufe vorliegt. Ist dies nicht der Fall, so ließe sich für zukünftige Untersuchungen die kombinierte Berechnung einsparen. Es würde dann bereits genügen, eine CFD-Simulation der Strömung im Einlaufgehäuse durchzuführen und das Austrittsströmungsprofil als Eintrittsrandbedingung für die Verdichterstufenberechnung vorzugeben.

Die Vielzahl der zur Verfügung stehenden Messwerte bietet eine gute Referenz für die CFD-Simulationen und ermöglicht es so, den notwendigen Modellierungsgrad (Netzfeinheit, Geometrie, Turbulenz, Transiente Strömung ...) festzustellen.

In modernen Axialverdichtern für Industriegasturbinen arbeiten oft mehrere Stufen transsonisch. Wegen der hohen Empfindlichkeit dieser Stufen auf Fehlanströmung muss in der Simulation dafür

---

gesorgt werden, dass auch die Anströmung der hinteren Stufen noch richtig modelliert wird. Hier gilt es, den Einfluss der numerischen Verbindungsstellen (*Interfaces*) zwischen den Stufen richtig abzuschätzen.

## 4 Gasdynamische Grundlagen

### 4.1 Stationäre Stromfadentheorie

Die stationäre Stromfadentheorie ist ein sogenanntes 1D-Modell der Strömungsmechanik, das die konstituierenden Gleichungen für Massenerhaltung, Impulserhaltung und Energieerhaltung unter gewissen Annahmen vereinfacht. Es wird angenommen, dass sich die Strömungsgrößen nur in einer Dimension ändern, d. h. in einer Richtung, welche entlang eines sogenannten Stromfadens definiert ist. Zur Vorstellung sei in einer beliebigen Strömung ein Flächenelement definiert, von dem eine Vielzahl – streng genommen eine unendliche Anzahl – an Stromlinien ausgeht, die den Mantel einer sogenannten Stromröhre bilden. Mit der Annahme, dass senkrecht zur Strömungsrichtung keine Änderungen auftreten bzw. berücksichtigt werden, kann die Stromröhre auch als Stromfaden aufgefasst werden, der einen konstanten und endlichen Querschnitt besitzt (Abbildung 4-1).

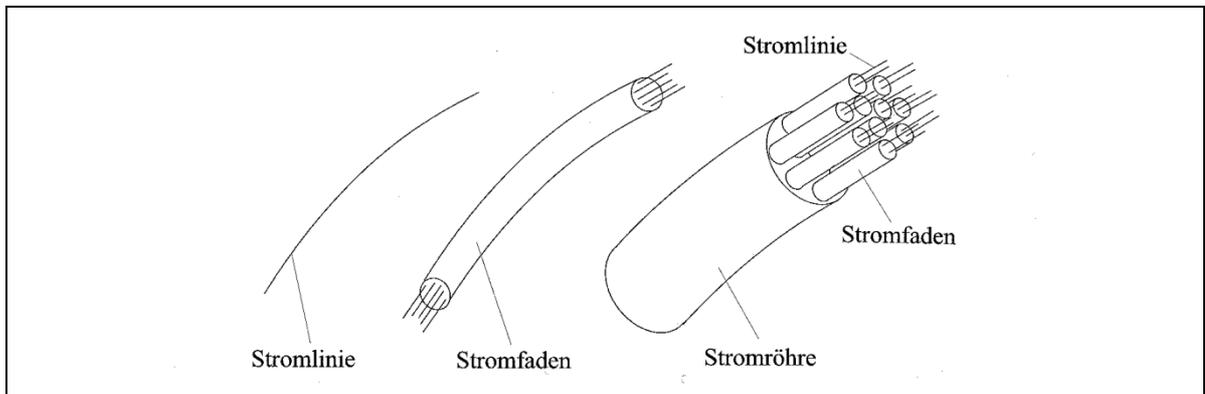


Abbildung 4-1 Zur Definition von Stromlinie, Stromfaden und Stromröhre [16]

Für diesen Stromfaden können aus Massenerhaltungs-, Impulserhaltungs- und Energieerhaltungsgleichung einfache algebraische Gleichungen abgeleitet werden, die eine Vielzahl von Strömungsproblemen ausreichend beschreiben und eine numerische Lösung des Systems partieller Differentialgleichungen umgehen.

Die Theorie kann noch erweitert werden auf sogenannte quasi-eindimensionale Strömungen, bei denen die Strömung entlang eines veränderlichen Querschnitts betrachtet wird, bei der die dadurch zwangsläufig auftretende Strömung in die anderen beiden Raumrichtungen aber vernachlässigt wird. Diese Erweiterung ermöglicht beispielsweise die gasdynamische Betrachtung einer Düsen- oder Diffusorströmung. Man macht sich dabei zu Nutze, dass für eindimensionale isentrope Strömungen eines idealen Gases bei Kenntnis des Ruhezustands in einem Punkt die interessierenden Strömungsgrößen Geschwindigkeit, Druck, Dichte, Temperatur, örtliche Schallgeschwindigkeit usw. an einem zweiten Punkt unter Vorgabe einer dieser Größen angegeben werden können. Interessant im Zusammenhang mit den in dieser Arbeit betrachteten Axialkompressoren ist die Stromdichte, die den Massenstrom pro Fläche kennzeichnet. Je größer sie ist, desto höher ist bei vorgegebenem Druckverhältnis die Leistungsdichte. Sie ist bei

vorgegebener Geometrie nur eine Funktion der Machzahl (Gleichung 4.1) und erreicht bei  $Ma = 1$  ein Maximum. Aus dem Funktionsgraphen (Abbildung 4-2) geht hervor, dass eine geringfügige Änderung der Fläche eine starke Geschwindigkeitsänderung zur Folge hat.

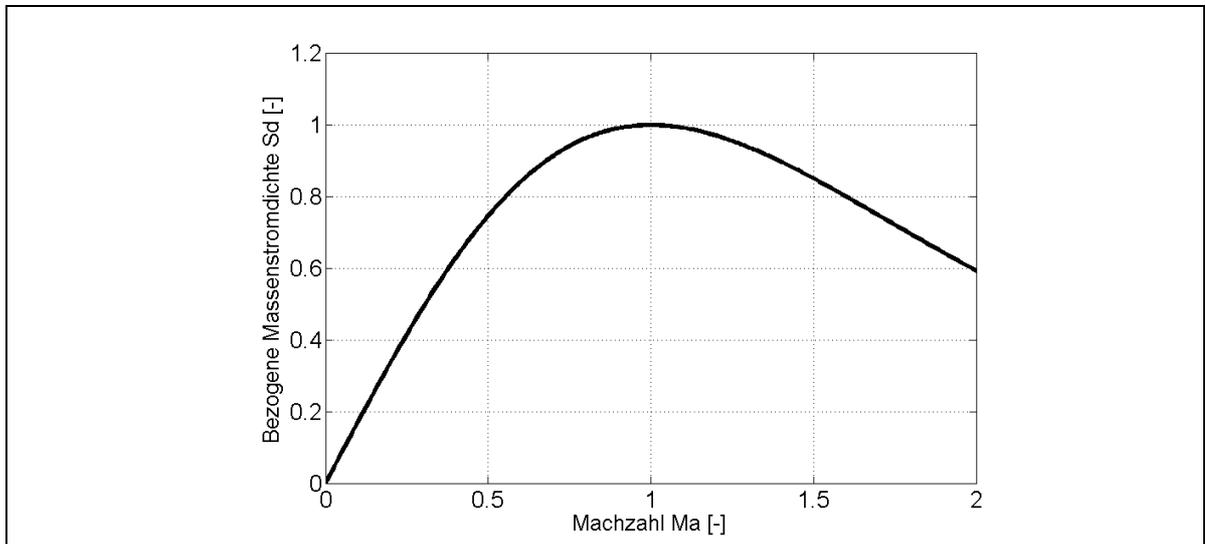


Abbildung 4-2 Abhängigkeit der bezogenen Massenstromdichte von der Machzahl

$$Sd = \frac{\rho c}{\rho^* c^*} = \frac{A^*}{A} = Ma^* \left[ 1 - \frac{\kappa - 1}{2} (Ma^{*2} - 1) \right]^{\frac{1}{\kappa - 1}}$$

$$Ma^{*2} = \frac{\kappa + 1}{\left[ \frac{2}{Ma^2} \right] + \kappa - 1} \quad Ma^* = \text{kritische Machzahl}$$

(4.1)

## 4.2 Verdichtungsstöße

### Senkrechte Verdichtungsstöße

Senkrechte Verdichtungsstöße erfolgen, wie der Name schon sagt, senkrecht zur Strömungsrichtung und verzögern die Strömung auf einer Strecke von wenigen freien Weglängen von Überschall auf Unterschall. Dieser Vorgang ist dissipativ und umso stärker, je größer die Machzahl vor dem Stoß ist. Dabei wird das Gas heißer, dichter und erfährt eine Druckerhöhung. Um die damit verbundene Verlustentstehung bewerten zu können, ist es von Interesse, die Zunahme der spezifischen Entropie zu ermitteln. Dazu werden die konstituierenden Gleichungen für einen adiabatisch isolierten Stromfaden aufgestellt und zwar in der Art, dass das betrachtete Strömungsgebiet unmittelbar vor dem Stoß beginnt und unmittelbar nach dem Stoß aufhört. Es gelten dann die Gleichungen 4.2 bis 4.4.

$$\rho_1 c_1 = \rho_2 c_2 \quad (4.2)$$

$$p_1 + \rho_1 c_1^2 = p_2 + \rho_2 c_2^2 \quad (4.3)$$

$$h_1 + \frac{c_1^2}{2} = h_2 + \frac{c_2^2}{2} \quad (4.4)$$

Mit der thermischen Zustandsgleichung für ideale Gase und der Annahme eines kalorisch idealen Verhaltens (Enthalpie ist nur von der Temperatur abhängig), ergibt sich ein Gleichungssystem aus 5 Gleichungen mit 5 Unbekannten, das sich in Gleichung 4.5 überführen lässt [17].

$$\begin{aligned} s_2 - s_1 &= c_p \ln \left[ \frac{T_2}{T_1} \right] - R \ln \left[ \frac{p_2}{p_1} \right] \\ &= c_p \ln \left\{ \left[ 1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} (\text{Ma}_1^2 - 1) \right] \left[ \frac{2 + (\kappa-1)\text{Ma}_1^2}{(\kappa+1)\text{Ma}_1^2} \right] \right\} - R \ln \left[ 1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} (\text{Ma}_1^2 - 1) \right] \end{aligned} \quad (4.5)$$

Abbildung 4-3 zeigt den Verlauf des Funktionsgraphen von Gleichung 4.5. Es ist deutlich erkennbar, dass die Entropieerhöhung, die aufgrund des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik die einzige zulässige Lösung ist, mit größer werdender Machzahl rasant ansteigt.

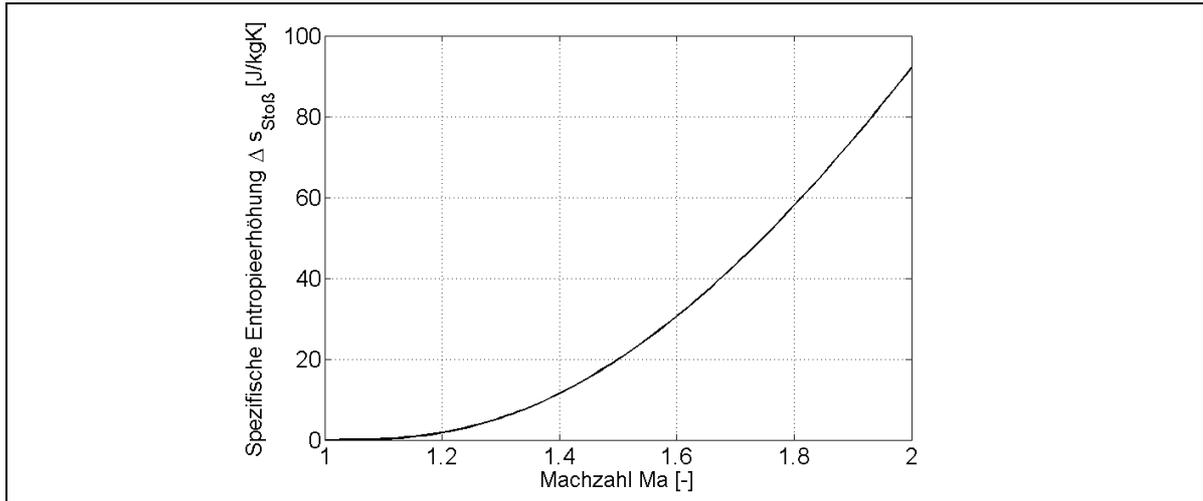


Abbildung 4-3 Spezifische Entropieerhöhung über einen geraden Verdichtungsstoß in Abhängigkeit der Machzahl vor dem Stoß

### Schiefe Verdichtungsstöße

Schiefe Verdichtungsstöße sind eine Verallgemeinerung der senkrechten Verdichtungsstöße und nicht mehr durch eine eindimensionale Theorie beschreibbar. Im Gegensatz zum senkrechten Verdichtungsstoß, bei dem die Machzahl vor dem Stoß den Zustand hinter dem Stoß eindeutig festlegt, existieren beim schiefen Verdichtungsstoß zwei Lösungen. Eine übersichtliche Darstellung der beiden möglichen Verdichtungsstöße gibt die Abbildung 4-4. Dort ist der Stoßwinkel über dem Ablenkungswinkel aufgetragen. Jede Kurve ist einer bestimmten Machzahl zugeordnet und zeigt neben den beiden möglichen Stoßwinkeln bei vorgegebener Ablenkung auch die maximal mögliche Ablenkung an (senkrechte Tangente). Wird durch die Geometrie eine noch größere Ablenkung erzwungen, rückt der Stoß weiter nach vorne und wird gekrümmt.

Zur Berechnung der Entropieerhöhung kann die für den normalen Verdichtungsstoß hergeleitete Gleichung 4.5 verwendet werden, wenn anstatt der mit der Gesamtgeschwindigkeit gebildeten Machzahl die mit der Normalkomponente gebildete Machzahl eingesetzt wird. Sie ist über den Sinus des Stoßwinkels mit der lokalen Machzahl der Strömung verknüpft (Gleichung 4.6).

$$Ma_{n1} = Ma_1 \sin(\beta) \quad (4.6)$$

Es sind demnach zwei Größen erforderlich, die die Stoßrelationen bestimmen, die Machzahl und der Stoßwinkel  $\beta$ . Um die mit der Gesamtgeschwindigkeit gebildete Machzahl hinter dem Verdichtungsstoß zu bestimmen, wird noch der ebenfalls von  $Ma_1$  und  $\beta$  abhängige Ablenkungswinkel benötigt. Es gilt Gleichung 4.7

$$Ma_{n2} = Ma_2 \sin(\beta - \vartheta) \quad (4.7)$$

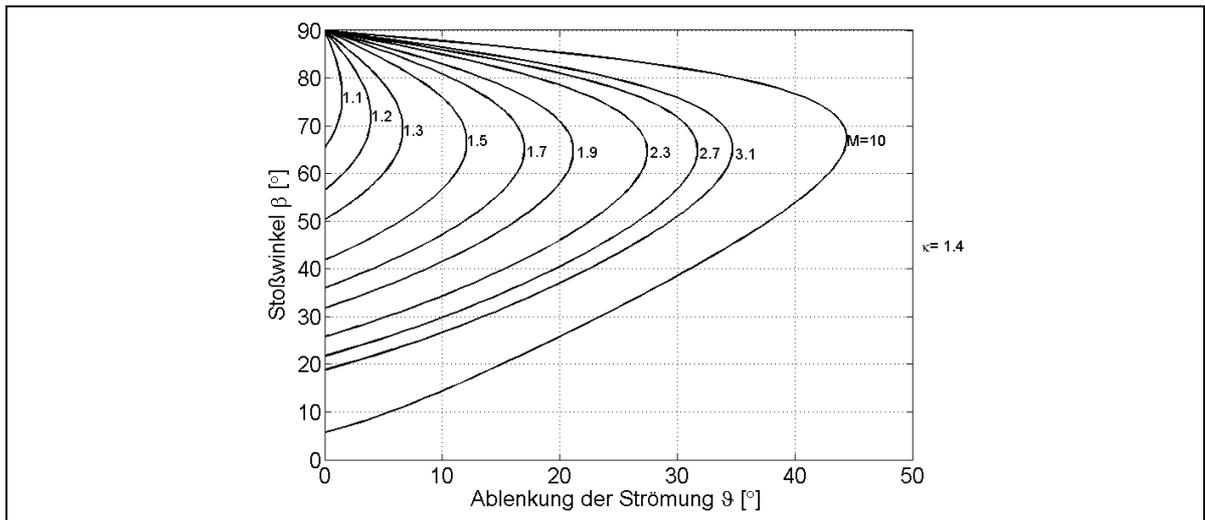


Abbildung 4-4  $\vartheta - \beta - M$  Kurven

### 4.3 Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung an einem Profil

Ein Verdichtungsstoß bringt eine abrupte Steigerung des statischen Drucks mit sich, der von der Grenzschicht am Profil bzw. an den Seitenwänden beim Weiterströmen überwunden werden muss. Mit zunehmender Stoßstärke steigt die Gefahr einer Ablösung der Strömung, die zusätzliche Verluste mit sich bringt und deshalb vermieden werden muss. Um zu einer Abschätzung zu gelangen, ab welcher Stoßstärke mit einer Ablösung zu rechnen ist, wird die Grenzschicht als zweidimensional betrachtet, d. h. die Strömungsgrößen ändern sich nur normal zur Wand und in Hauptströmungsrichtung. Dann kann das Verschwinden der Wandschubspannung als Ablösekriterium herangezogen werden, und mit Hilfe der Dimensionsanalyse ist es möglich, die Einflussgrößen auf die Wandschubspannung zu dimensionslosen Kennzahlen zusammenzufassen und somit zu reduzieren. Es gilt mit  $c_\delta$  als Geschwindigkeit am Grenzschichttrand,  $a_\delta$  als Schallgeschwindigkeit am Grenzschichttrand,  $\delta$  als Grenzschichtdicke,  $R$  als Krümmungsradius der Wand,  $\mu$  als dynamische Viskosität und  $\rho$  als Dichte bzw.  $\mu/\rho$  als kinematische Viskosität Gleichung 4.8.

$$\tau_w = \mu \left( \frac{\partial c}{\partial y} \right)_w = f(c_\delta, a_\delta, \delta, R, \mu, \rho) = f(c_\delta, a_\delta, \delta, R, \nu) = 0 \tag{4.8}$$

Dies sind 5 Einflussgrößen bei 2 Grundeinheiten (Längeneinheit L, Zeiteinheit T), die sich nach dem Bingham'schen Pi-Theorem zu 3 dimensionslosen Kennzahlen zusammenführen lassen [18]. Dazu werden zunächst die physikalischen Einflussgrößen durch ein Potenzprodukt der physikalischen Grundeinheiten dargestellt (Gleichungen 4.9). Es wird nun ein Potenzprodukt aus den Einflussgrößen gebildet, die die gesuchten dimensionslosen Kennzahlen darstellen (Gleichungen 4.10). Durch Vergleich der Exponenten ergibt sich ein homogenes lineares Gleichungssystem mit den 5 Unbekannten  $k_1$  bis  $k_5$ . Dieses Gleichungssystem 4.11 hat den Rang 2, demnach hat die allgemeine Lösung die Dimension  $5 - 2 = 3$ . Um nun die gewünschten Kennzahlen zu erhalten, werden drei linear unabhängige Lösungen für  $k_1$  bis  $k_5$  geschickt gewählt, so dass schließlich 3 Kennzahlen gewonnen werden, die auch physikalisch gedeutet werden können (Gleichungen 4.12).  $\pi_1$  ist die Reynoldszahl,  $\pi_2$  ist die Machzahl und  $\pi_3$  das Verhältnis von Wandkrümmung und Grenzschichtdicke [18].

$c_\delta = L^{a_{11}} T^{a_{21}} = L^1 T^{-1}$ $a_\delta = L^{a_{12}} T^{a_{22}} = L^1 T^{-1}$ $\delta = L^{a_{13}} T^{a_{23}} = L^1 T^0$ $R = L^{a_{14}} T^{a_{24}} = L^1 T^0$ $\nu = L^{a_{15}} T^{a_{25}} = L^2 T^{-1}$	(4.9)
$\pi = c_\delta^{k_1} a_\delta^{k_2} \delta^{k_3} R^{k_4} \nu^{k_5} = L^{k_1} T^{-k_1} L^{k_2} T^{-k_2} L^{k_3} L^{k_4} L^{2k_5} T^{-k_5}$	(4.10)

$\Rightarrow k_1 + k_2 + k_3 + k_4 + 2k_5 = 0$ $k_1 + k_2 + k_5 = 0$	(4.11)
$\pi_1 = \text{Re}_\delta = \frac{c_\delta \delta}{\nu}$ $\pi_2 = \text{Ma}_\delta = \frac{c_\delta}{a_\delta}$ $\pi_3 = \frac{R}{\delta}$	(4.12)

Den funktionalen Zusammenhang zwischen der Ablösemachzahl und den anderen beiden Kennzahlen wurde von Bohning und Zierep [19] für turbulente Grenzschichten analytisch hergeleitet und ist in Abbildung 4-5 grafisch dargestellt. Für die in dieser Arbeit untersuchte Beschauelfung ergibt sich bei einer Reynoldszahl von 105 vor dem Stoß und einem Verhältnis von Krümmungsradius zu Grenzschichtdicke von etwa 20 eine Ablöse-Machzahl von 1.35.

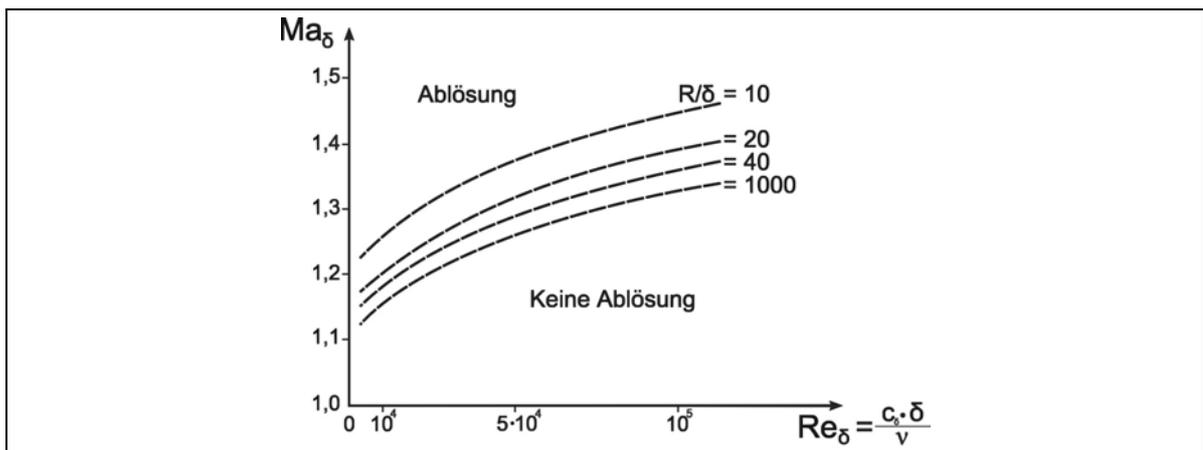


Abbildung 4-5 Einfluss der Krümmung, der Reynoldszahl und der Machzahl auf die Ablösung [20]

Abbildung 4-6 zeigt die Vorgänge bei einem Verdichtungsstoß mit Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung qualitativ. Die mit Überschallgeschwindigkeit angeströmte Platte (es könnte sich genauso gut um ein leicht gewölbtes Profil handeln) erfährt an einer Stelle einen Verdichtungsstoß, der hier schief auf die Grenzschicht aufsetzt. Da es innerhalb der Grenzschicht in jedem Fall Bereiche geben muss, in denen Unterschall herrscht, wirkt die Störung aufgrund des Stoßes mit seiner großen Druckerhöhung durch die Grenzschicht ein Stück stromaufwärts. Diese sogenannte Vorwirklänge ist bei turbulenter Grenzschicht viel kürzer, da hier der subsonische Bereich relativ zur Grenzschichtdicke kleiner als bei laminarer Grenzschicht ist. Ansonsten ist die Vorwirklänge in erster Linie eine Funktion der Machzahl. Das Ansteigen des Druckes in Wandnähe über diesen Vorwirkbereich bewirkt ein Abdrängen der Grenzschichtstromlinien von der Wand weg und bei starken Verdichtungsstößen eine Ablösung, die bereits vor dem eigentlichen Stoß einsetzt. In der Folge kommt es zu einem zweiten Verdichtungsstoß, der sich mit dem ersten Stoß

überschneidet und je nach Ausmaß der Ablöseblase unterschiedliche Stoßwinkel haben kann. Weiter stromabwärts legt sich die Strömung wieder an die Platte bzw. das Profil an, und es folgt ein dritter Verdichtungsstoß. Zwischen den letzten beiden Stößen bildet sich durch Ablenkung der Stromlinien zur Wand hin ein Expansionsfächer aus.

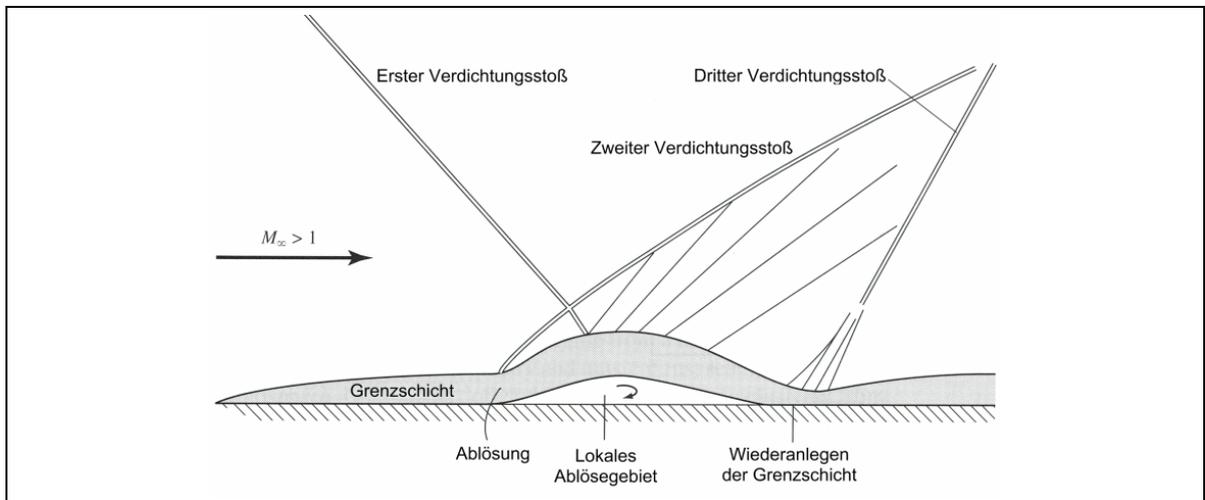


Abbildung 4-6 Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung [21]

## 5 Transsonische Axialkompressoren

### 5.1 Allgemeines

Die Definition einer transsonischen Strömungsmaschine ist nicht einheitlich. Böls und Suter [20] sowie Lakshminarayana [22] verwenden diese Bezeichnung, wenn es in der Strömungsmaschine Bereiche gibt, die subsonisch durchströmt werden und andere, in denen Überschallgeschwindigkeit erreicht wird. Aufgrund der mit dem Radius linear ansteigenden Umfangsgeschwindigkeit des Rotors liegen erstgenannte Bereiche bei einer Rotorströmung nahe der Nabe und letztgenannte weiter außen in der Nähe des Gehäuses. Der Begriff transsonisch kennzeichnet dagegen allgemein alle Strömungen, die in der Nähe der Schallgeschwindigkeit liegen. Daran angelehnt werden auch Strömungsmaschinen des Öfteren als transsonisch bezeichnet, wenn die Strömungsgeschwindigkeiten nahe der Schallgeschwindigkeit liegen. Die Art der Strömung hat einen großen Einfluss auf die Profilmströmung und bestimmt die Auslegung der Profile.

Transsonische Axialkompressoren gehören zum Stand der Technik und haben ihren Platz überall dort, wo entweder Stoffe gefördert werden müssen, die schon bei vergleichsweise geringen Strömungsgeschwindigkeiten  $Ma = 1$  erreichen, oder wo die weitere Steigerung der Leistungsparameter dem Entwickler keine andere Möglichkeit lässt. Hauptanwendungsgebiete sind Verdichter in Flugzeugtriebwerken und Industriegasturbinen. Die Vorteile der transsonischen Betriebsweise liegen vor allem in der höheren Leistungsdichte, d. h. bei gegebenen Abmessungen kann ein höherer Massenstrom auf ein höheres Druckniveau gebracht werden ohne dabei größere Einbußen im Wirkungsgrad in Kauf nehmen zu müssen. Ebenso ist es auch der Wunsch nach geringeren Herstellkosten (weniger Stufen), der die transsonische Betriebsweise so interessant macht. Da die Temperatur und damit die Schallgeschwindigkeit von Stufe zu Stufe zunehmen und so bei gleichbleibender Strömungsgeschwindigkeit die Machzahl abnimmt, sind es vor allem die vorderen Stufen, die transsonisch betrieben werden [20].

Im Folgenden soll die Strömung im transsonischen Axialkompressor genauer beschrieben werden. Grundsätzlich sind bei der Zuströmung drei Fälle zu unterscheiden.

- Zuströmung mit unterkritischer Anströmmachzahl
- Zuströmung mit überkritischer Anströmmachzahl aber noch subsonisch
- Zuströmung mit Überschallgeschwindigkeit

Die Überschallanströmung lässt sich weiter in 3 verschiedene Gruppen unterteilen, die sich insbesondere in der Lage der Verdichtungsstöße unterscheiden.

- Zuströmung mit axialer Überschallmachzahl
- Zuströmung mit axialer Unterschallmachzahl und anliegender Kopfwelle
- Zuströmung mit axialer Unterschallmachzahl und abgerückter Kopfwelle

Ähnliche Unterteilungen ließen sich auch für die Abströmung machen.

Die kritische Anströmmachzahl bei der beim Durchströmen der Beschaukelung gerade Schallgeschwindigkeit erreicht wird hängt von verschiedenen Einflussgrößen ab, so zum Beispiel vom Dickenverhältnis und von der Wölbung des Profils und ganz besonders vom Inzidenzwinkel. Deshalb ist eine ungünstige Anströmrichtung von großem Einfluss auf die kritische Anströmmachzahl.

Transsonikstufen mit axialen Überschallmachzahlen werden kaum gebaut und deshalb hier nicht weiter thematisiert. Bei Überschallanströmung bildet sich im Gegensatz zur Unterschallanströmung schon vor den Profilen ein Verdichtungsstoß aus, die sogenannte Kopfwelle. Ab einer bestimmten Anströmmachzahl, die bei den hier untersuchten Axialkompressoren nicht erreicht wird, liegt die Kopfwelle an, und es gibt für jede Zuströmmachzahl nur einen Zuströmwinkel. Man spricht vom *unique incidence* [23]. Dies ist ein möglicher Zustand für choked flow, der dadurch gekennzeichnet ist, dass der Druck hinter der Beschaukelung in weiten Grenzen variiert werden kann, ohne dass sich die Zuströmbedingungen ändern. Im Kennlinienfeld entspricht das einer senkrecht abfallenden Kennlinie. Je nach Gegendruck verschiebt sich die Lage der Verdichtungsstöße hinter der Kopfwelle. Ein Grenzfall für die anliegende Kopfwelle ist das Auftreten eines geraden Verdichtungsstoßes an der Eintrittskante. Wird der Gegendruck noch weiter erhöht, rückt die Kopfwelle ab. Abbildung 5-1 zeigt beispielhaft die verschiedenen Bereiche in der Kennlinie.

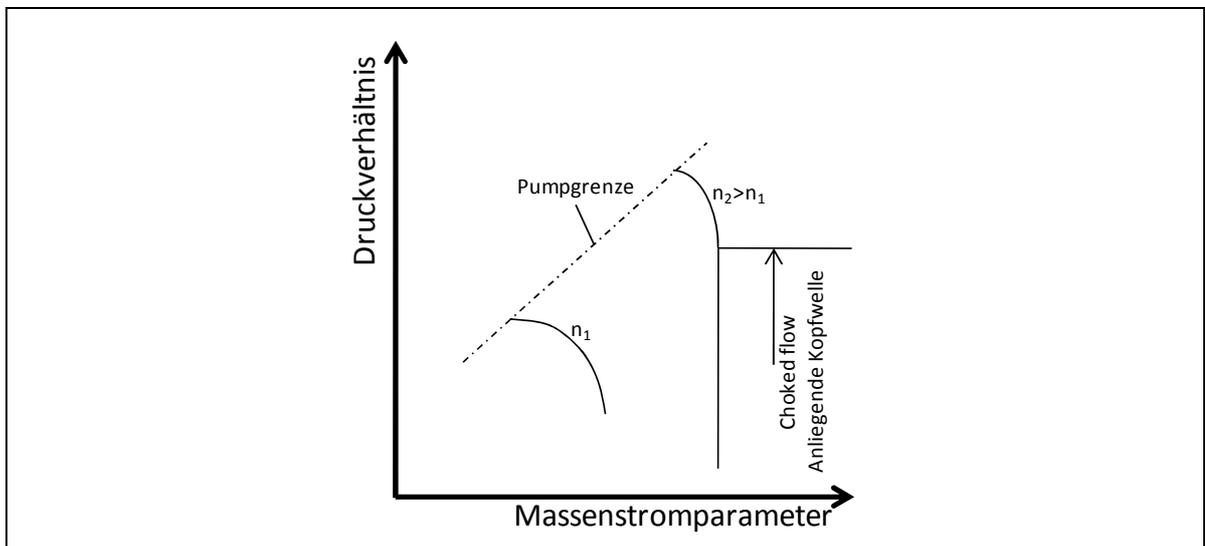


Abbildung 5-1 Kennfeld eines Axialverdichters mit Eingrenzung des choked flow Bereichs

Bei abgerückter Kopfwelle lässt sich der Zuströmwinkel in engen Grenzen variieren. Abbildung 5-2 zeigt einen Vergleich der Verlustbeiwerte eines Gitters in Abhängigkeit des Inzidenzwinkels bei überkritischer Unterschallanströmung und Überschallanströmung mit abgerückter Kopfwelle. Es ist deutlich erkennbar, dass die Verluste im Bestpunkt bei höherer Anströmmachzahl bereits um etwa 50 % angestiegen sind und dass der Arbeitsbereich etwas kleiner und verschoben ist. Der starke Anstieg beim Inzidenz-Minimum ist, ebenso wie bei der *unique incidence* Bedingung, ein

„choked flow“, der hier durch einen schrägen Verdichtungsstoß am Eintritt in den beschauften Kanal eingeleitet wird. Je größer der Inzidenzwinkel, desto stärker die Umlenkung und damit die Druckerhöhung. Der Punkt, an dem es durch den Anstieg der Verluste zu keinem weiteren Druckaufbau kommt, begrenzt den stabilen Arbeitsbereich der Kennlinie auf der rechten Seite.

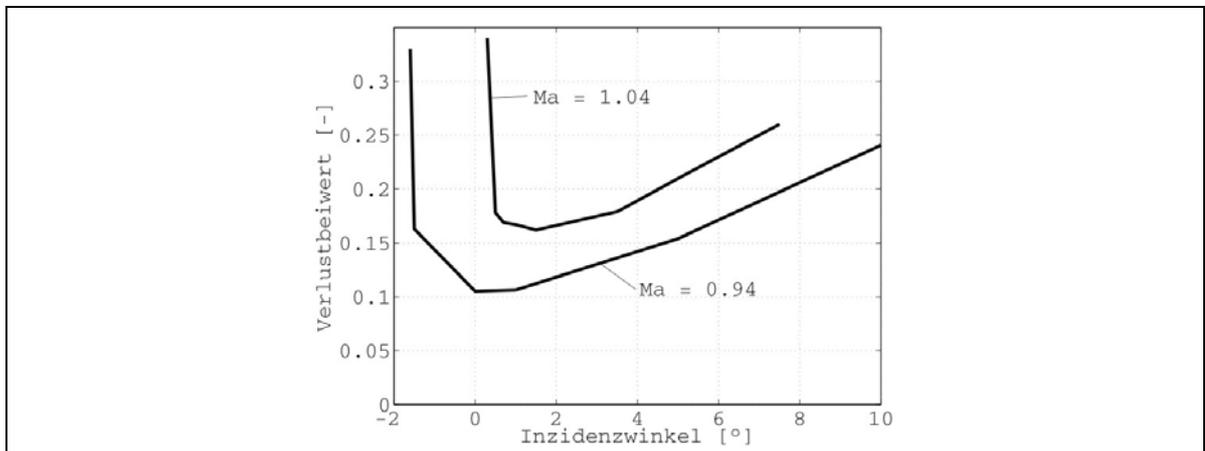


Abbildung 5-2 Verlustbeiwerte eines transsonischen Gitters bei unterschiedlichen Zuströmmachzahlen

Abbildung 5-3 zeigt das Schaufelgitter einer transsonischen Rotorschaukel am Mittenschnitt. Da ein hoher Massendurchsatz mit Überschallanströmung mit axialer Unterschallkomponente erreicht werden soll, sind Transsonikschaukeln sehr steil angestellt, oftmals um mehr als  $60^\circ$  relativ zur axialen Richtung (im Blattspitzenbereich). Die hohen Drehzahlen ermöglichen einen hohen Arbeitsumsatz bei relativ geringer Umlenkung. Durch die hohe Kompressibilität im Transsonikbereich kann bereits die daraus resultierende Verringerung der Axialkomponente eine Verzögerung der Relativströmung bewirken. Um einen möglichst hohen Massenstrom zu ermöglichen, muss die Fläche am engsten Querschnitt so groß wie möglich sein. Dies wiederum erfordert im Allgemeinen eine geringe Überdeckung, wodurch die Schaufelbelastung ansteigt. Ein weiteres Gestaltungsmerkmal von Transsonikbeschaufelungen sind dünne Schaufeln, bei denen die dickste Stelle des Profils möglichst weit hinten liegt, sowie eine geringe Wölbung, die notwendig ist, um die maximale Machzahl und damit Anzahl und Stärke der Kanalstöße klein zu halten. Transsonikverdichter reagieren sehr empfindlich auf Querschnittsveränderungen im Verlauf der Verzögerung der Geschwindigkeit im Schaufelkanal. Besondere Aufmerksamkeit bei der Auslegung wird der Gestaltung des Einlaufbereichs um die Einlaufkante geschenkt, da hier die größte Druckerhöhung stattfindet und der erreichbare Massenstrom festgelegt wird. Weitere Einzelheiten sind in dem Buch von Cumpsty dargestellt [23]. Da die in heutigen transsonischen Axialkompressoren auftretenden Machzahlen noch relativ moderat sind und die Verluste näherungsweise mit  $(Ma-1)^3$  ansteigen, wird der Ablösegefahr mehr Aufmerksamkeit geschenkt, als dem eigentlichen Totaldruckverlust über den Stoß. Zwar kann eine „gesunde“ Grenzschicht Stöße bis mindestens  $Ma = 1.3$  (siehe Erläuterungen in Kapitel 4.3) überwinden, an einem hoch belasteten Blatt kann sich die dort anliegende Grenzschicht aber auch schon bei schwächeren Stößen ablösen. Kritisch für den Kompressorbetrieb wird es erst dann, wenn die abgelöste Grenzschicht nicht gleich wieder zum Anliegen kommt und das Ablösegebiet große Gebiete des Kanals blockiert [23].

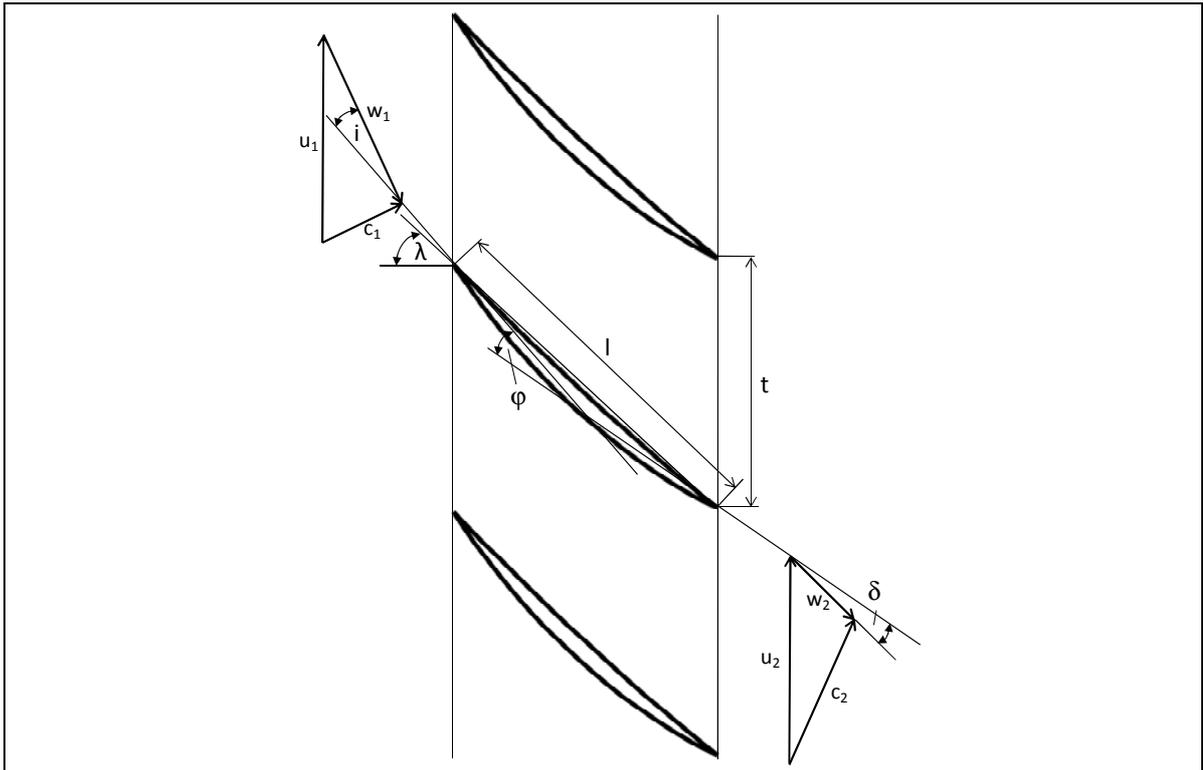


Abbildung 5-3 Transsonisches Schaufelgitter

**Isentroper Wirkungsgrad**

Definitionsgemäß ergibt sich der isentrope Verdichterwirkungsgrad durch Vergleich der tatsächlichen Enthalpieerhöhung bei der Verdichtung mit der entsprechenden isentropen Zustandsänderung auf denselben Totaldruck. Für ein ideales Gas gilt Gleichung 5.1:

$$\eta_{TT,Stufe} = \frac{h_{02,s} - h_{01}}{h_{02} - h_{01}} = \frac{\left(\frac{p_{02}}{p_{01}}\right)_{Stufe}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\left(\frac{T_{02}}{T_{01}}\right)_{Stufe} - 1} = \frac{\left[\left(\frac{p_{02}}{p_{01}}\right)_{IGV} \left(\frac{p_{02}}{p_{01}}\right)_{Rotor} \left(\frac{p_{02}}{p_{01}}\right)_{Stator}\right]^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\left(\frac{T_{02}}{T_{01}}\right)_{Rotor} - 1} \tag{5.1}$$

Auf analoge Weise wird der Rotorwirkungsgrad definiert (Gleichung 5.2), der nur die Zustandsänderung von Rotoreintritt bis Rotoraustritt berücksichtigt. Da wegen Verlusten in der Vorleitreihe und im Stator der Totaldruck am Rotoreintritt kleiner ist als am Vorleitriehen-Eintritt und am Rotoraustritt größer als am Statoraustritt, ist der Rotorwirkungsgrad stets größer als der Stufenwirkungsgrad.

$$\eta_{\text{TT,Rotor}} = \frac{\left(\frac{p_{02}}{p_{01}}\right)_{\text{Rotor}}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\left(\frac{T_{02}}{T_{01}}\right)_{\text{Rotor}} - 1} \quad (5.2)$$

### Polytroper Wirkungsgrad

Der isentrope Wirkungsgrad hat den Nachteil, dass sich bei gleichen Druckverhältnissen und unterschiedlichen Ausgangszuständen des Mediums unterschiedliche Werte ergeben und so beispielsweise die Wirkungsgrade baugleicher Stufen einer mehrstufigen Maschinen sehr unterschiedlich sein können. Da im Grenzfall einer infinitesimalen Verdichtung diese Unterschiede verschwinden, wird ein polytroper Wirkungsgrad als Verhältnis der Totalenthalpieerhöhung über einen infinitesimalen isentropen Verdichtungsprozess und der eines realen infinitesimalen Verdichtungsprozess definiert (Gleichung 5.3). Gleichung 5.4 zeigt für ein ideales Gas den Zusammenhang zwischen isentropem und polytropem Wirkungsgrad.

$$\eta_p = \frac{dh_s}{dh} = \frac{vdp}{c_p T} \quad (5.3)$$

$$\eta_{\text{TT,Stufe}} = \frac{\left(\frac{p_{02}}{p_{01}}\right)_{\text{Stufe}}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\left(\frac{p_{02}}{p_{01}}\right)_{\text{Stufe}}^{\eta_p \kappa} - 1} \quad (5.4)$$

Für eine Verdichterstufe ist der polytrope Wirkungsgrad stets größer als der isentrope Wirkungsgrad.

### Reduzierte Kennfeldgrößen

Die gemessenen und berechneten Kennlinien werden mit sogenannten reduzierten Größen für Massenstrom und Drehzahl dargestellt, da dadurch eine näherungsweise Vergleichbarkeit (unter Vernachlässigung von Reynoldszahleffekten) von Messergebnissen bei unterschiedlichen Umgebungsbedingungen bzw. Randbedingungen ermöglicht wird. Es gelten die Gleichungen 5.5 und 5.6:

$$\dot{m}_{\text{red}} = \dot{m} \frac{\sqrt{T_{01}}}{p_{01}} \quad (5.5)$$

$$n_{\text{red}} = \frac{n}{\sqrt{T_{01}}} \quad (5.6)$$

Die reduzierte Drehzahl wird oft in Prozent der Auslegungsdrehzahl angegeben (Abbildung 5-4). In dieser Arbeit werden die Ergebnisse darüber hinaus normiert dargestellt, d. h. auf die entsprechenden gemessenen Größen im Auslegungspunkt bezogen.

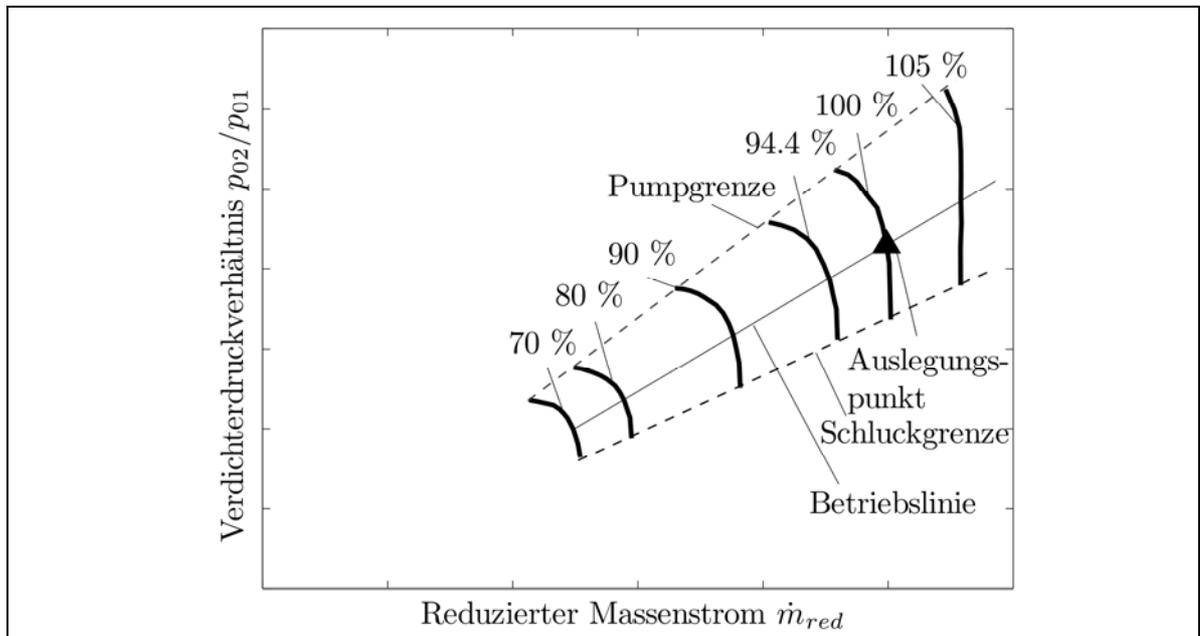


Abbildung 5-4 Auszug aus einer Verdichterkennlinie, Druckverhältnis

## 5.2 Verluste in Strömungsmaschinen

Bei allen Strömungsmaschinen lassen sich die Verluste in zwei Gruppen einteilen: Äußere Verluste und innere Verluste. Bei Axialkompressoren gehören zur erstgenannten Gruppe mechanische Verluste in Lagern und Dichtungen sowie Leckageverluste (z. B. am Wellendurchtritt). Innere Verluste entstehen direkt beim Prozess der aerodynamischen Energieübertragung und Energieumwandlung und nehmen normalerweise den weitaus größten Teil der Gesamtverluste ein [24].

Da sich die verschiedenen Verlustentstehungsmechanismen gegenseitig beeinflussen, ist eine exakte Trennung nicht möglich. Es ist zweckmäßig, die Einteilung so vorzunehmen, dass verschiedenen Strömungsphänomenen Verluste zugesprochen werden können, da dadurch eine theoretische und experimentelle Untersuchung der Einzeleffekte möglich bleibt. Im Rahmen dieser Arbeit werden vier Verluste unterschieden.

- Profilverluste
- Seitenwandgrenzschicht- und Sekundärströmungsverluste
- Verluste durch Verdichtungsstöße
- Spaltverluste zwischen stehendem Gehäuse und sich drehendem Rotor

### 5.2.1 Profilverluste

Erstgenannte Verluste entstehen in den Grenzschichten auf den Profiloberflächen und können beispielsweise in Gitterwindkanälen systematisch untersucht werden, indem die Geschwindigkeits- und Totaldruckverteilung im Nachlauf bestimmt wird. Dann kann mittels des Impulssatzes die sogenannte Impulsverlustdicke ermittelt werden, welche sich proportional zu der Widerstandskraft des Profils verhält. Es ist auch möglich, die Impulsverlustdicke bei Kenntnis der Druckverteilung am Profil theoretisch [25] bzw. mit CFD-Methoden zu berechnen. Die experimentellen Untersuchungen begannen vor mehr als 70 Jahren und sind auch nach wie vor Bestandteil intensiver Forschung.

Constant [26] fand heraus, dass die Profilverluste im Auslegungspunkt einer Strömungsmaschine nur einen untergeordneten Anteil an den Gesamtverlusten haben und dass der Hauptanteil in den Seitenwandgrenzschichten entsteht. Ihm war bewusst, dass Zuströmwinkel, Schaufelbelastung und Machzahl wesentliche Einflussgrößen der Profilverluste sind, jedoch fehlte es noch an einer systematischen Beschreibung.

Rhoden [27] lieferte ebenfalls einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Profilverluste. Er untersuchte experimentell die Abhängigkeit der Profilverluste von der Reynoldszahl und maß dafür die Druckverteilung vor und hinter sowie an einem C4-Profil (Dickenverhältnis: 0.1, Überdeckung: 1, Diffusionszahl: 0.44). Er fand heraus, dass es bei kleinen Reynoldszahlen durch

das Vorhandensein einer laminaren Grenzschicht zu Ablöseerscheinungen kommt, die sich bei höheren Reynoldszahlen wieder anlegen oder aber ab einem bestimmten Wert gar nicht auftreten, d. h. auch nicht mehr im Druckprofil erkennbar sind. Dementsprechend sind die Profilverluste umso kleiner, je größer die Reynoldszahl ist. Ist die Grenzschicht einmal turbulent, hat die Reynoldszahl aber nur noch einen geringen Einfluss auf die Verluste. Die kritische Reynoldszahl als Umschlagkriterium laminar/turbulent ist von verschiedenen Einflussfaktoren abhängig, insbesondere von der Profilform und dem Inzidenzwinkel.

Den nächsten Meilenstein zur Beschreibung der Profilverluste setzte Lieblein [28], der durch seine umfangreichen Versuche an NACA-Profilen eine Auslegungsrichtlinie erarbeitete, die bis heute noch für viele Anwendungen als Grundlage dient (NASA SP 36). Ihm gelang es, ein aerodynamisches Belastungskriterium für Beschaukelungen herzuleiten, das ohne den bis dahin verwendeten Auftriebsbeiwert aus der Tragflügeltheorie auskommt und die Überdeckung als wesentlichen Parameter mit einschließt. Eine definierte Diffusionszahl enthält einen Term, der die Verzögerung der Relativgeschwindigkeit (Absolutgeschwindigkeit bei Statoren) enthält, sowie einen Term, der proportional zur Zirkulation um das Profil ist. Die Kenngröße kann direkt aus den Auslegungsgeschwindigkeitsdiagrammen bestimmt werden (Gleichung 5.7). Seine Untersuchungen zeigten, dass der Profil-Verlustbeiwert bis zu einem Wert von etwa  $D = 0.6$  nahezu konstant bleibt, bevor er, durch Strömungsablösung auf der Saugseite verursacht, exponentiell ansteigt [29].

$$D = 1 - \frac{w_2}{w_1} + \frac{\Delta w_u}{2\sigma w_1} \quad (5.7)$$

Bis Mitte der 50er Jahre wurden dünne Schaufelprofile, wie sie heute in Transsonikmaschinen vorkommen, nicht eingesetzt. Dementsprechend waren die Forschungen auch auf relativ dicke Schaufelprofile fokussiert, die bei moderaten Machzahlen sehr vorteilhaft waren, jedoch ab einer bestimmten Zuströmmachzahl durch Verdichtungsstöße im Schaufelkanal einen sehr hohen Verlustbeiwert aufwiesen. Erst als das NACA Lewis Laboratory in Cleveland bewiesen hatte, dass es durch eine Reduktion der Schaufeldicke und der Wölbung sowie durch eine Verschiebung des Dickenmaximums in Richtung Abströmkante möglich ist, Maschinen mit höheren Zuströmmachzahlen zu bauen, ohne dabei größere Wirkungsgradeinbußen in Kauf nehmen zu müssen, rückten neue Profile in den Vordergrund. Trotz all der Erfolge bei Transsonikbeschaukelungen [30] mussten die Forscher erkennen, dass die Physik der kompressiblen Strömungen steigende Profilverluste bei Überschreiten der kritischen Anströmmachzahl zwingend vorgibt, zum einen wegen der Verdichtungsstöße, deren Wirkungen überproportional zur Machzahl ansteigen, zum anderen weil durch die Kompressibilität der Grenzschicht weitere Effekte auftreten, die zu höheren Verlusten führen. Aber auch bei Zuströmmachzahlen unterhalb der kritischen Anströmmachzahl ist ein Anstieg der Profilverluste erkennbar, da durch den erhöhten Druckgradienten in Strömungsrichtung die Impulsverlustdicke der Grenzschicht ansteigt.

### 5.2.2 Seitenwandgrenzschicht- und Sekundärströmungsverluste

Verluste, die entweder in Seitenwandgrenzschichten auftreten oder durch die dort entstehenden Sekundärströmungen hervorgerufen werden, haben im Allgemeinen den weitaus größten Anteil an den Gesamtverlusten. Zusätzlich sind sie die Ursache instabiler Betriebszustände und deshalb von besonderem Interesse für den Entwickler. Es ist jedoch sehr schwierig, diese Verluste im Vorfeld zu bestimmen, da die Strömung dort sehr komplex ist und durch einfache Theorien meist nur unzureichend beschrieben wird. Die wenigen empirischen Korrelationen, die existieren (z. B. Howell [31]) haben sich nicht durchgesetzt und auch theoretische Verfahren, die Seitenwandgrenzschichtverluste mit Integral- und Differenzenverfahren numerisch zu bestimmen versuchen [32], scheitern oftmals daran, dass Annahmen getroffen werden, die die Zusammenhänge zu stark vereinfachen. De Ruyck et al. [33] geben einen Überblick über weitere Berechnungsverfahren für Seitenwandgrenzschichten, die die Grenzschichtgleichungen unter gewissen Annahmen für den sogenannten „force defect“ Vektor lösen. Der „force defect“ Vektor kennzeichnet die Reduktion der aerodynamischen Kraft auf die Profile durch die Grenzschicht.

Anhand des Kräftegleichgewichts an einem Fluidelement im Zweidimensionalen soll die Ursache der Sekundärströmung an den Seitenwänden einer axialen Strömungsmaschine erläutert werden. Während außerhalb der Grenzschicht zwischen der Fliehkraft  $c^2/R_k dm$  und der Druckkraft infolge des Druckgradienten  $dp/dn$  Kräftegleichgewicht herrscht, ist dieses Gleichgewicht innerhalb der Grenzschicht durch die Abnahme der Strömungsgeschwindigkeit gestört. Dadurch wird das betrachtete Fluidelement von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt und folgt einer Bahn mit kleinerem Krümmungsradius  $r_k$ , d. h. es bewegt sich quer zur Hauptströmungsrichtung (Abbildung 5-5). Fluidmassen mit geringem Impuls werden von der Druckseite zur Saugseite abgedrängt, aufgestaut und können unter Umständen eine Strömungsablösung an Nabe und/oder Schaufel auslösen. Tritt eine Rückströmung sowohl an der Nabe als auch an der Schaufel auf, liegt eine Eckenablösung (*corner stall*) vor. In jedem Fall entstehen aus der Grenzschichtströmung senkrecht zur Hauptströmungsrichtung Sekundärströmungen in der Art, dass aus dem gehäusenäheren Bereich der Druckseite der benachbarten Schaufel Fluid in die Nabengrenzschicht nachströmt und das verdrängte Fluid längs der Saugseite in radialer Richtung abströmt (Abbildung 5-5). Es bildet sich ein Kanalwirbel. Da analoge Vorgänge in der Gehäusewandgrenzschicht stattfinden, kommt es dort zu einem Kanalwirbel mit entgegengesetztem Drehungssinn. Neben der Entstehung von Kanalwirbeln und den dadurch hervorgerufenen Mischungsverlusten ist die übermäßige Ablenkung der Grenzschichtströmung, das sogenannte *overturning*, nachteilig, da nachfolgende Stufen im Bereich der Seitenwand als Folge ungünstig angeströmt werden. Die Zusammenhänge werden verkompliziert, wenn Spaltströmungen die Seitenwandgrenzschichten beeinflussen oder wenn die Grenzschicht von der rotierenden Rotornabe auf ein stehendes Statordeckband strömt.

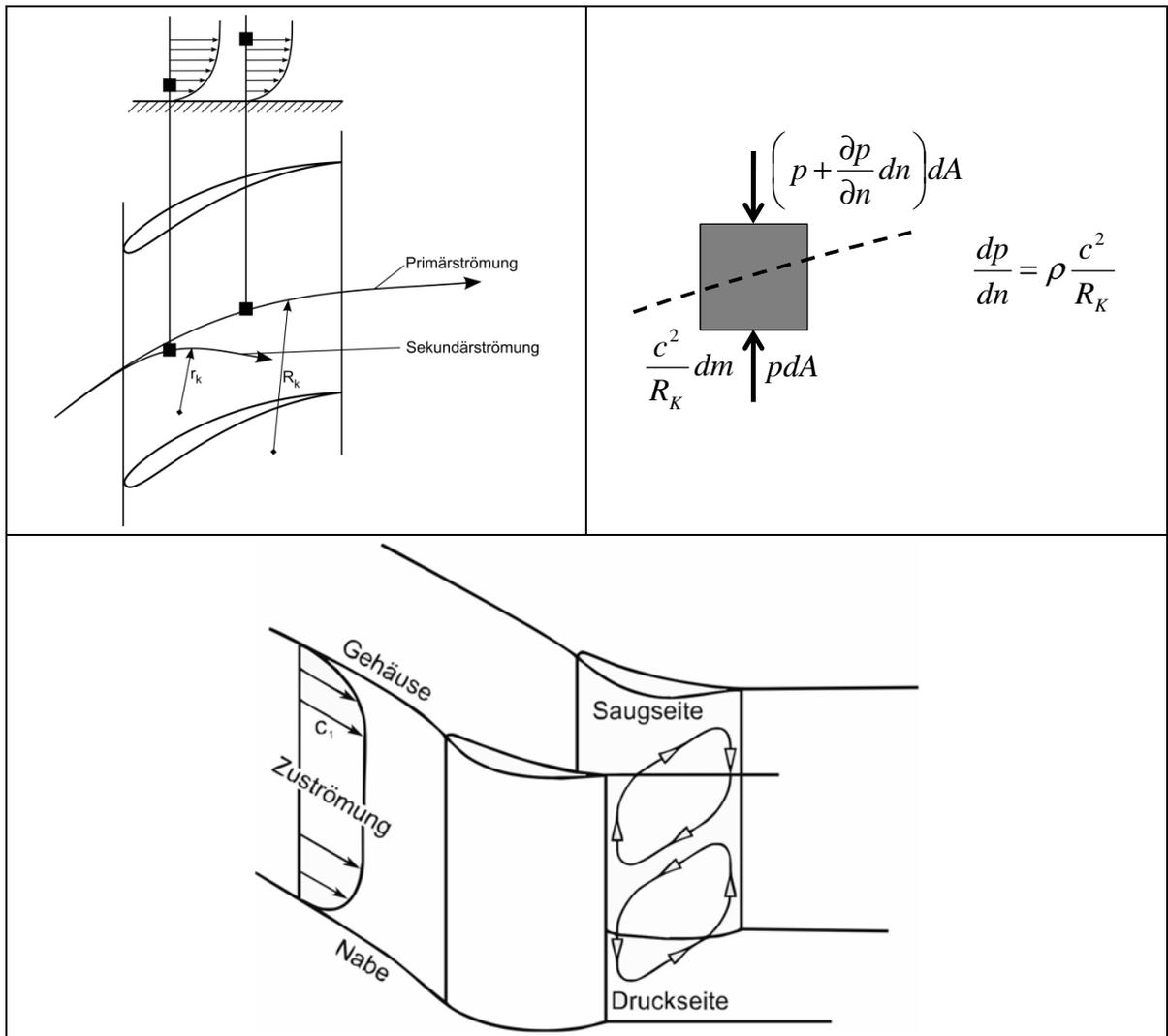


Abbildung 5-5 Abgelenkte Stromlinien in Seitenwandgrenzschicht (oben, links), Kräftegleichgewicht an einem Fluidteilchen (oben, rechts), Kanalwirbel (unten)

Die Sekundärströmungsverluste hängen eng mit der Stärke und der Ausdehnung von Wirbelstrukturen zusammen, die je nach Maschine mehr oder weniger stark in Erscheinung treten und miteinander interagieren. Neben dem bereits erwähnten Kanalwirbel ist der Hufeisenwirbel zu nennen, der vor allem bei Turbinenbeschaukelungen wegen der breiten Vorderkante besonders ausgeprägt ist. Er beginnt an der Vorderkante des Profils und besteht aus zwei gegenläufig rotierenden Armen, die sich entlang der Druck- und Saugseite durch den Schaufelkanal bewegen. Ein Arm des „Hufeisens“ (auf der Druckseite) wird unter bestimmten Bedingungen vom gleichsinnig drehenden Kanalwirbel verstärkt. Dadurch kann dieser noch mehr energiearmes Fluid aus der Grenzschicht in die Hauptströmung verteilen und somit zusätzliche Verluste verursachen. Der andere Arm (*counter vortex*) wird zuerst etwas verstärkt, dissipiert dann aber rasch, wie experimentelle Untersuchungen gezeigt haben [34]. Langston [35] beobachtete dagegen, dass sich der *counter vortex* an der Saugseite einer Turbinenschaufel weiterbewegt und nicht sofort dissipiert.

Ein weiterer Wirbel entsteht an der Hinterkante. Er entsteht durch Ausgleichsströmungen zwischen Druck und Saugseite einerseits und der Interaktion zweier Kanalwirbel andererseits. Beim Aufeinandertreffen der Profil- und Seitenwandgrenzschichten entsteht der sogenannte Eckenwirbel, der entlang der Saugseite des Schaufelfußes strömt. Die angesprochenen Wirbelstrukturen sind nicht immer erkennbar bzw. treten in den meisten Fällen nicht deutlich aus dem Hauptströmungsfeld hervor.

### 5.2.3 Spaltverluste

Primär abhängig vom Verhältnis Spaltweite zu Profildicke und der statischen Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite tritt bei freistehenden Schaufeln ein gewisser Massenstrom durch den Spalt zwischen drehenden und stehenden Bauteilen, d. h. zwischen Rotorblattspitze und Gehäuse sowie zwischen Statorblattspitze und drehender Nabe. Die senkrecht zur Sehne von der Druck- zur Saugseite des Profils verlaufende Spaltströmung beschleunigt durch den Spalt und rollt sich im benachbarten Schaufelkanal zum sogenannten Spaltwirbel auf, der energiearmes Fluid in die Hauptströmung trägt und dadurch Mischungsverluste verursacht. Desweiteren wird die Zuströmung der stromabwärts liegenden Stufe negativ beeinflusst. Da es sich hier um transiente Strömungseffekte handelt, spielen auch die dynamische Anregung der Beschaukelung und die damit verbundenen Schwingungen und Lärmemissionen eine Rolle. Eine genaue Beschreibung der Spaltströmung und des sich ausbildenden Spaltwirbels ist schwierig, da eine Wechselwirkung mit Sekundärströmungen und/oder Verdichtungsstößen stattfindet. Bei der numerischen Modellierung von Schaufeln ohne Deckband ergibt sich das Problem, dass die Ausbildung eines laminaren Rezirkulationsgebiets an der Schaufelspitzenkante der Druckseite meist falsch berechnet wird [36]. Lakshminarayana [37] hat gezeigt, dass nicht immer ein Spaltwirbel auftritt. Hohe Turbulenzgrade, hohe Geschwindigkeiten im Spaltstrom oder Ablösungen verhindern die Ausbildung eines Wirbels und sorgen für eine diffusive Ausbreitung der Spaltströmung. Umfangreiche Untersuchungen zum Thema Rotor-Spaltströmungen in Axialverdichtern hat Saathoff [38] durchgeführt, der in seiner Arbeit auch den aktuellen Stand der Forschung an Spalt- und Spaltwirbelströmungen im Allgemeinen beschreibt.

### 5.2.4 Stoßverluste

Ab einer bestimmten Zuströmmachzahl erreicht das Fluid beim Durchströmen der Beschaukelung Schallgeschwindigkeit, und es bilden sich lokale Überschallzonen aus, die meist durch einen Verdichtungsstoß abgeschlossen werden. Dadurch treten zusätzliche Verluste auf, die von der Normalkomponente der Machzahl vor dem Stoß bestimmt werden (Gleichung 4.5). Um den Stoßverlust zu berechnen, ist demnach die Kenntnis der Machzahl vor dem Stoß erforderlich. Hierzu können bei einer zweidimensionalen Betrachtung der Strömung analytische Verfahren herangezogen werden, die Lage und Stärke des Stoßes unter gewissen Vereinfachungen berechnen. Da sich jedoch in der dreidimensionalen Strömung durch einen Transsonikverdichter räumlich gekrümmte Stoßfronten ausbilden, die sowohl in ihrer Ausdehnung als auch in ihrer Stärke in erheblichem Maße in radialer Richtung variieren, bleiben große Abweichungen zwischen

Messung und zweidimensionaler Theorie. Um die Verluste dennoch schon in der Entwicklungsphase abschätzen zu können, benutzen Entwickler Korrelationen, die sie aus Tests an geometrisch ähnlichen Maschinen gewonnen haben [22]. Auch kommen CFD-Verfahren mehr und mehr zum Einsatz, die bei ausreichender Auflösung des Stoßes verlässliche Angaben zu Stoßverlusten liefern.

Die bei moderaten Machzahlen auftretenden Kanalstöße liefern oft nur einen vergleichsweise geringen Anteil an den Gesamtverlusten, vor allem wenn zusätzlich berücksichtigt wird, dass im Auslegungspunkt transsonischer Axialkompressoren Verdichtungsstöße nur in bestimmten Gebieten auftreten und beispielsweise im Nabenbereich eines Rotors oft gar nicht auftreten. Anders sieht es aus, wenn die Stöße zu einer Ablösung der Grenzschicht führen oder die Zuströmung bereits mit Überschall erfolgt, sodass sich vor dem Profil eine Kopfwelle ausbildet.

## 6 Experimentelle Untersuchungen

### 6.1 Aufbau des Prüfstands

Im Rahmen der Entwicklung verschiedener Axialkompressoren wurden umfangreiche Prüfstandsversuche durchgeführt, unter anderem auch an der in dieser Arbeit untersuchten Transsonikstufe, welche die erste von insgesamt 5 Stufen eines Testkompressors darstellt. Der Kompressor ist insgesamt 11-stufig ausgelegt. In einer ersten Messkampagne werden jedoch nur die ersten 5 Stufen vermessen. Der Prüfstand besteht aus einer elektrischen Antriebseinheit, die insgesamt bis zu 18 MW liefert und über ein Getriebe Wellendrehzahlen von maximal 20130 U/min erlaubt. Der maximal einstellbare Massenstrom beträgt 35 kg/s, die maximale Austrittstemperatur 640 °C und der maximale Austrittsdruck 21.4 bar. Der Luftpfad beginnt an einem Ansaugstutzen in der Decke. Von dort aus wird die Strömung durch einen Filter und danach über verschiedene Rohrleitungssysteme umgelenkt und in horizontaler Richtung weitergeführt. Nach dem Lufterlasssystem folgt ein Drosselorgan, mit dem der Luftdruck am Eintritt und damit auch die erforderliche Antriebsleistung verringert werden kann. Dies hat zusätzlich den Vorteil, dass Schaufelkräfte reduziert werden und der Betrieb sicherer wird. Da es durch die Drosselung zu einer Reduktion der Reynoldszahl kommt, müssen die Ergebnisse später durch eine Korrelation umgerechnet werden. Schließlich folgt das axiale Einlaufgehäuse, in welchem die Geschwindigkeit bis auf  $Ma = 0.6$  beschleunigt wird. Hinter den 5 Stufen des Kompressors schließt ein Diffusor an, der die Strömung verlangsamt und über ein Abgassystem aus dem Gebäude führt. Davor befindet sich eine weitere Drossel, die zur Steuerung des Betriebspunktes dient. Durch Schließen und Öffnen kann der Kompressor sowohl an die Pump- als auch an die Schluckgrenze geführt werden. Der Prüfstand läuft vollautomatisch und besitzt umfangreiche Überwachungseinrichtungen. Ein auf Akustik basierendes berührungsloses Früherkennungssystem verhindert, dass versehentlich die Pumpgrenze erreicht wird und der Verdichter in einen instabilen Betriebszustand geraten kann. Zusätzlich werden zu jeder Zeit Rotorspalte, Vibrationen und Verschiebungen der Rotorwelle sowie Schaufelverformungen gemessen. Ein Winkelmesssystem überwacht die richtige Stellung der Leiträder. Zusätzlich werden ständig Öltemperatur, Öldruck, Ölvolumenstrom und Schwingungen des Rigs aufgezeichnet um ein Ausfallen der Lager zu vermeiden. Da der Kompressortest Drehzahlen von 20 % bis zu 114 % der Auslegungsdrehzahl einschließt, ist es erforderlich, die Winkelstellung der Schaufeln der Vorleitreihe sowie der ersten 3 Statorreihen verstellen zu können. Abbildung 6-1 zeigt eine Skizze des Prüfstands.

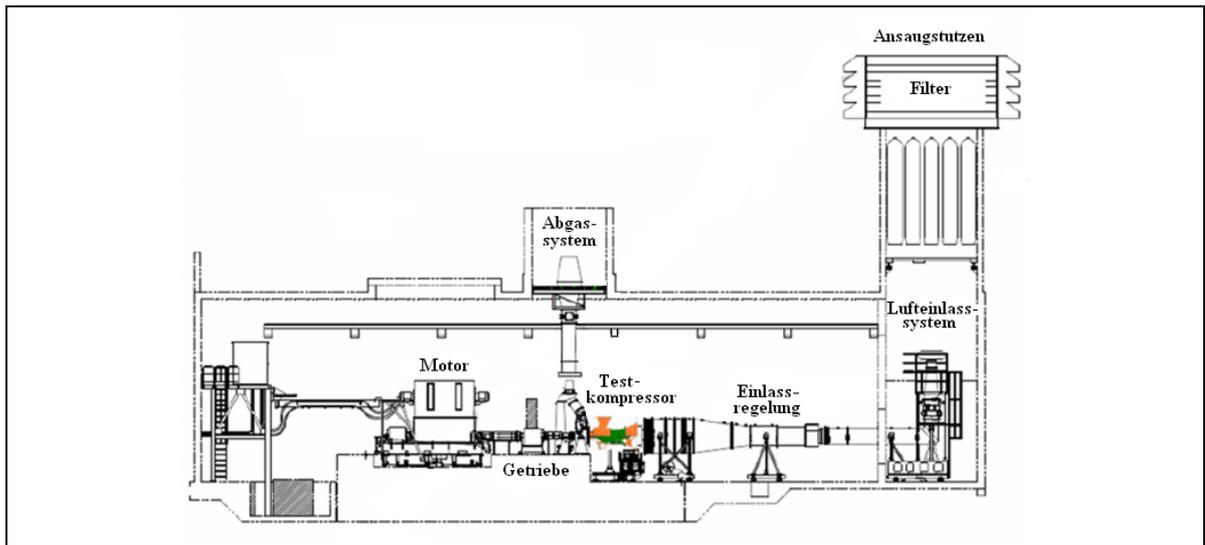


Abbildung 6-1 Schema des Prüfstands

## 6.2 Messgrößen und Messtechnik

Sowohl das Gehäuse als auch die Beschaufelung ist mit umfangreicher Messtechnik instrumentiert, die eine Vielzahl an Informationen über Strömungsverhältnisse an allen Stufen liefern. An jeweils zwei Statorschaufeln jeder Statorreihe befinden sich 8 Sonden zur Messung von Totaldruck und Totaltemperatur. Das Gehäuse ist vor und hinter jeder Statorreihe mit vier statischen Druckmessstellen versehen. Der Rotorspalt wird mittels 4 Sonden über Rotorreihe 1 und 4 gemessen. Außerdem sind 2 Rakes zur Messung des Totaldrucks vor der Vorleitreihe angebracht. Um auch die Druckverteilung auf den Schaufeln zu untersuchen sind die erste und die vierte Statorreihe in Höhe des Mittenschnitts sowohl auf der Saug- als auch auf der Druckseite mit 3 bzw. 4 Sonden instrumentiert. Abbildung 6-2 zeigt die erste Stufe im Schnitt mit den Messstellen für die erste Stufe.

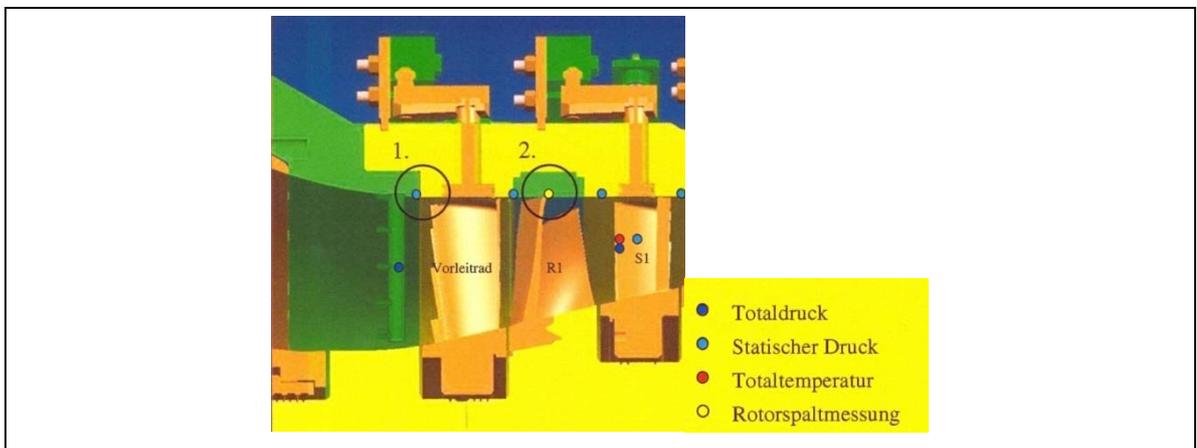


Abbildung 6-2 Position der Messaufnehmer

## 7 Numerische Berechnungen

### 7.1 Verfahrenstest

Bevor die Ergebnisse der durchgeführten Rechnungen vorgestellt werden, wird an dieser Stelle auf die problemspezifischen Unsicherheiten und Fehlerquellen eingegangen. Alle CFD-Methoden sind nur Näherungslösungen des untersuchten Problems und es ist Aufgabe des Anwenders die Fehlerquellen so weit wie möglich einzugrenzen und verbleibende Unsicherheiten aufzuzeigen. Generell werden drei verschiedene Fehlerarten unterschieden.

- Modellierungsfehler
- Diskretisierungsfehler
- Lösungsfehler

#### Modellierungsfehler

Das digitale Modell enthält Vereinfachungen hinsichtlich der Geometrie, der Stoffeigenschaften, des Turbulenzmodells und der Randbedingungen.

Die der Simulation zu Grunde liegende Geometrie orientiert sich sehr nah an der des echten Kompressors. Die Schaufelfläche wird durch eine Spline-Interpolation zwischen 14 Profilschnitten erzeugt. Für den Spalt zwischen Rotorblattspitze und Gehäuse stehen Messwerte zur Verfügung, die bei warmer stationärer Betriebsweise aufgezeichnet wurden. Da das Spaltmaß während des Betriebs relativ großen Schwankungen unterworfen ist und die Spaltströmung gleichzeitig einen sehr großen Einfluss auf die Effizienz hat, liegt hierin eine gewisse Unsicherheit. Hinzu kommt die Tatsache, dass die derzeit verwendeten Turbulenzmodelle die Spaltströmung nicht immer korrekt abbilden. Eine weitere Unsicherheit stellt der mögliche Einfluss von dynamischen Verformungen dar, die bei den hohen Kräften, die auf die Schaufel wirken, zu einer Entwindung und damit Beeinflussung der Strömung führen. Rundungsradien am Schaufelfuß werden genauso vernachlässigt wie die Kavitäten unter dem Deckband des Stators und unter der Vorleitreihe. Das Einlaufgehäuse ist detailgetreu im digitalen Modell abgebildet, wenn von diversen Rundungsradien abgesehen wird. Auch wenn die genannten Vereinfachungen im gewählten Simulationsmodell eine zusätzliche Ungenauigkeit in das Modell bringen, konnte durch die sehr gute Übereinstimmung zwischen Mess- und Simulationsergebnissen festgestellt werden, dass der richtige Kompromiss zwischen Aufwand und Genauigkeit gefunden wurde.

Die thermodynamischen Eigenschaften von Luft werden für den in dieser Arbeit betrachteten Fall eines einstufigen Verdichters sehr gut durch die Annahme eines thermisch und kalorisch idealen Gases abgebildet. Schwieriger wird die Auswahl eines geeigneten Turbulenzmodells. Da alle Turbulenzmodelle Vor- und Nachteile besitzen und sich auch noch keines als Standard für die Berechnung von transsonischen Axialmaschinen durchgesetzt hat, bleibt lediglich, verschiedene Modelle zu testen und die Ergebnisse hinsichtlich ihrer Plausibilität zu bewerten und schließlich

eine Auswahl zu treffen. Insbesondere Ablöseerscheinungen können durch ihren instabilen und transienten Charakter kaum zuverlässig von den derzeitig verfügbaren Turbulenzmodellen in einer RANS-Rechnung abgebildet werden.

Aus den verschiedenen Möglichkeiten, Randbedingungen an den Berechnungsgrenzen des Strömungsgebietes vorzugeben, wurde diejenige gewählt, die am ehesten den wirklichen Gegebenheiten entspricht und gleichzeitig eine stabile Rechnung ermöglicht. Am Eintritt wurden ein gemittelter Totaldruck und eine gemittelte Totaltemperatur vorgegeben (ISO-Bedingungen), am Austritt wurde der Massenstrom festgelegt. Insbesondere für die Berechnungen mit Einlaufgehäuse sind diese Vorgaben gerechtfertigt, da eventuelle unphysikalische Ungleichförmigkeiten im Geschwindigkeits-, Druck- und Temperaturprofil am Eintritt durch die beschleunigte Strömung im Einlaufgehäuse ausgeglichen werden. Dass die durch die Randbedingungen hervorgerufene Ungleichförmigkeit auch bei der Berechnung ohne Einlaufgehäuse einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die Kompressorströmung hat, zeigt ein Vergleich verschiedener Simulationen mit und ohne Einlaufgehäuse.

### **Diskretisierungsfehler**

Die räumliche und zeitliche Diskretisierung des Berechnungsgebietes durch finite Volumen bzw. finite Zeitschritte ist erforderlich, um die partiellen Differentialgleichungen für Massenerhaltung, Impulsbilanz, Energiegleichung und Turbulenzgleichungen in Differenzgleichungen zu überführen und somit näherungsweise lösen zu können. Den dadurch hervorgerufenen Fehler und den Einfluss auf die berechneten Strömungsgrößen abzuschätzen, ist für technisch relevante Probleme nicht direkt möglich. Um dennoch eine Aussage darüber zu machen, wie stark die Lösung von der gewählten Netzfeinheit abhängig ist, werden sogenannte Netzunabhängigkeitsstudien durchgeführt. Darin wird das betrachtete Modell mit verschiedenen Netzauflösungen und bei instationären Rechnungen zusätzlich mit verschiedenen physikalischen Zeitschrittweiten berechnet und die Ergebnisse miteinander verglichen.

### **Lösungsfehler**

Hierzu zählen Abbruchfehler, welche immer dann entstehen, wenn der exakte Wert einer Größe durch eine reduzierte Anzahl an Ziffern dargestellt wird. Insbesondere wenn Rechenoperationen mit sehr großen Zahlen durchgeführt werden, die sich nur geringfügig voneinander unterscheiden, können große Fehler entstehen. Die hier betrachteten Rechnungen mit CFX werden mit der „double precision“ Option ausgeführt, d. h. alle Unbekannten werden durch 16 Ziffern dargestellt. Insofern sind Abbruchfehler zu vernachlässigen. Fehler in der Code-Implementierung sind nicht auszuschließen, können aber wegen der Unzugänglichkeit des Codes bei CFX auch nicht überprüft werden.

## Untersuchung des Netz- und Modelleinflusses

Im Folgenden werden die Unterschiede zwischen Berechnungen mit verschiedenen Netzauflösungen und verschiedenen Turbulenzmodellen, sowie Unterschiede zwischen stationären und transienten Rechnungen diskutiert. Die Netzverfeinerungen wurden so durchgeführt, dass die Zellanzahlen insgesamt je Verfeinerung vervierfacht und prozentual ungefähr gleichmäßig in Grenzschichten, Spalten und Kernströmung erhöht wurden. So soll erreicht werden, dass die Aufteilung der Zellen auf die einzelnen Gebiete bei unterschiedlicher Gesamtanzahl ungefähr gleich bleibt. Als Turbulenzmodell wurden das SST-, das k- $\omega$ - und das Spalart-Allmaras-Turbulenzmodell angewendet.

Das k- $\omega$ -Modell von Wilcox [39] besteht aus 2 Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und einer Größe  $\omega$ , die der spezifischen Dissipationsrate entspricht. Sie sind partielle Differentialgleichungen und mit den Erhaltungsgleichungen gekoppelt (Gleichungen 7.1 und 7.2).

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{c} k) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta^* \rho k \omega \quad (7.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{c} \omega) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega \right] + \alpha_1 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_1 \rho \omega^2 \quad (7.2)$$

Der erste Term auf der linken Seite kennzeichnet die zeitliche Änderung von k bzw.  $\omega$ , der zweite Term ist der konvektive Transport der Turbulenzgrößen. Auf der rechten Seite der Gleichungen werden die Diffusion, die Produktion sowie die Dissipation von k und  $\omega$  bilanziert. In den Gleichungen gibt es insgesamt 5 Modellkonstanten ( $\alpha_1 = 5/9$ ,  $\beta^* = 0.09$ ,  $\beta_1 = 0.075$ ,  $\sigma_k = \sigma_\omega = 2$ ), die in experimentellen Untersuchungen ermittelt worden sind. Der Produktionsterm enthält die Reynoldschen Scheinschubspannungen und wird durch Gleichung 7.3 beschrieben [40].

$$P_k = \left( 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \frac{\partial c_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial c_i}{\partial x_j} + \frac{\partial c_j}{\partial x_i} \right) \quad (7.3)$$

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega}$$

Um die übermäßige Produktion von Turbulenz in der Nähe eines Staupunktes zu vermeiden, enthält der Code sogenannte *Production limiters*, die den Turbulenzterm begrenzen.

Durch die Einführung von zusätzlichen Gleichungen wird auch die Anzahl der Randbedingungen erhöht. Am Eintritt werden Werte für  $k$  und  $\omega$ , am Austritt eine Null-Gradienten-Bedingung vorgegeben.

Das SST  $k$ - $\omega$  Turbulenzmodell von Menter [41] ist eine Kombination von  $k$ - $\epsilon$ - und  $k$ - $\omega$ -Modell. Um die vielen Vorteile des  $k$ - $\epsilon$ -Modells [40] (sehr viel Erfahrung, gute Konvergenz, geringe Komplexität) zu nutzen, ohne die erheblichen Ungenauigkeiten in bestimmten Strömungssituationen (Ablösung, stark rotierende Strömung, stark anisotrope Turbulenz) in Kauf nehmen zu müssen, wird das  $k$ - $\epsilon$ -Modell nur auf die Kernströmung angewendet. Zur Berechnung der wandnahen Zonen wird das  $k$ - $\epsilon$ -Modell in ein  $k$ - $\omega$ -Modell überführt, welches dort ein wesentlich besseres Ergebnis liefert. Gleichung 7.4 zeigt die modifizierte Gleichung für  $\omega$  mit modifizierten Modellkoeffizienten, die von Menter neu bestimmt wurden ( $\alpha_2 = 5/9$ ,  $\beta^* = 0.09$ ,  $\beta_2 = 0.083$ ,  $\sigma_k = 1$ ,  $\sigma_{\omega,1} = \sigma_{\omega,2} = 2$ ) [42].

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{c}\omega) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega,1}} \right) \nabla \omega \right] + \alpha_2 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_2 \rho \omega^2 + 2 \frac{\rho}{\sigma_{\omega,2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \quad (7.4)$$

Zwischen wandferner und wandnaher Zone werden beide Turbulenzmodelle angewandt und mit einer Gewichtungsfunktion multipliziert, so dass ein gleichmäßiger Übergang in der Turbulenzberücksichtigung entsteht. Zur Berechnung der Übergangzone wird in den ersten Iterationen eine Wandabstandskoordinate berechnet.

Mit dem Spalart-Allmaras Modell [43] kommt ein weit verbreitetes Ein-Gleichungsmodell zum Einsatz. Ursprünglich entwickelt für Raumfahrt-Strömungsprobleme hat sich der Anwendungsbereich heute bis auf Strömungsmaschinen erweitert, da das Modell in vielen Fällen Strömungen mit ansteigenden Druckgradienten vor allem im Bereich der Grenzschicht gut abbildet. Das Modell besteht aus einer Transportgleichung für einen Wirbelviskositätsparameter, der wie bei den Gleichungen für  $k$  und  $\omega$  aus Termen für zeitliche Änderung, konvektivem Transport, Produktion, Dissipation und Diffusion entsteht.

$$\frac{\partial(\rho\tilde{\nu})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\tilde{\nu}\bar{c}) = C_{b1}\rho\tilde{\nu}\tilde{\Omega} - C_{w1}\rho\left(\frac{\tilde{\nu}}{\kappa y}\right)^2 f_w + \frac{1}{\sigma_{\nu_t}} \nabla \cdot \left[ (\mu + \rho\tilde{\nu})\nabla\tilde{\nu} + C_{b2}\rho\left(\frac{\partial\tilde{\nu}}{\partial x_j}\right)^2 \right] \quad (7.5)$$

Zusätzlich gibt es eine algebraische Gleichung für die Wirbelviskosität mit einer Dämpfungsfunktion  $f_{\nu_1}$ , die mit steigender Reynoldszahl gegen 1 und in Wandnähe gegen 0 geht (Gleichung 7.6).

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{\nu_1} \quad (7.6)$$

Weitere Dämpfungsfunktionen sind die Funktion  $f_w$  im Dissipationsterm und  $f_{\nu_2}$  in der Bestimmungsgleichung für den lokalen Parameter  $\tilde{\Omega}$  (Gleichung 7.7).

$$\tilde{\Omega} = \Omega + \frac{\tilde{\nu}}{(ky)^2} f_{v2} \quad (7.7)$$

Jede Dämpfungsfunktion besitzt eine Modellkonstante, sodass insgesamt acht Konstanten (3+5 aus Gleichung 7.5  $C_{b1} = 0.1355$ ,  $C_{b2} = 0.622$ ,  $\sigma_v = 2/3$ ,  $\kappa = 0.4187$ ,  $C_{w1} = C_{b1} + \kappa^2(1 + C_{b2})/\sigma_v$ ) durch Experimente bestimmt werden mussten. Im Gegensatz zu den Zwei-Gleichungsmodellen kann die Längenskala nicht aus den Turbulenzvariablen bestimmt werden, sondern muss vorgegeben werden. Dies spricht eigentlich gegen eine Anwendung im Strömungsmaschinenbau, da es bei einer komplexen Geometrie kaum möglich ist, eine charakteristische Längenskala anzugeben, die überall gültig ist.

Die Berechnung der wandnahen Strömung ist von entscheidender Bedeutung für die Genauigkeit der Ergebnisse, da dort ein Großteil der Verluste entsteht und Ablöseerscheinungen initiiert werden. In der Theorie hat sich ein Dreischichtenmodell für turbulente Grenzschichten durchgesetzt, das zwischen wandnächestem Bereich, wandnahe Bereich und einer Außenschicht unterscheidet [44]. Der erstgenannte Bereich wird auch viskose Unterschicht genannt und ist gekennzeichnet durch annähernd konstante Schubspannung und Dominanz der molekularen Schubspannung gegenüber der turbulenten Scheinschubspannung. Im darauffolgenden Übergangsbereich variiert die Schubspannung nur wenig, die turbulente Schubspannung nimmt zu und die molekulare Schubspannung nimmt ab. Schließlich folgt die äußere Schicht, in der die Schubspannung sehr stark abklingt. Hier spielt die molekulare Schubspannung nur eine sehr untergeordnete Rolle.

Die Geschwindigkeit im wandnächesten und im wandnahen Bereich ist eine Funktion von Wandabstand  $y$ , Schubspannung  $\tau_w$ , Dichte  $\rho$  sowie Viskosität  $\mu$  und weitgehend unabhängig von der Außenströmung. Deshalb ist es auch möglich, unabhängig von der Außenströmung ein Geschwindigkeitsprofil zu bestimmen, welches nur von den genannten Einflussgrößen abhängt. Mit Hilfe einer Dimensionsanalyse ergibt sich folgender Zusammenhang (Gleichung 7.8) [44].

$$\frac{c}{c_\tau} = f\left(\frac{\rho c_\tau y}{\mu}\right) = f(y^+) \quad (7.8)$$

$c_\tau$  ist die Wurzel aus dem Quotient von betragsmäßiger Wandschubspannung und Dichte und wird Schubspannungsgeschwindigkeit genannt. Unter der Annahme, dass der Newtonsche Schubspannungsansatz gilt, lässt sich zeigen, dass die Geschwindigkeit in der laminaren Unterschicht linear ansteigt (Gleichung 7.9). Sie hat eine Ausdehnung von etwa  $y^+ = 0$  bis zu  $y^+ = 5 - 10$ .

$$\frac{c}{c_\tau} = \frac{\rho c_\tau}{\mu} y = y^+ \quad (7.9)$$

Hinter der Übergangsschicht, die sich etwa bis  $y^+ = 30$  erstreckt, folgt die Außenschicht der Grenzschicht. Dort variiert die Geschwindigkeit gemäß dem sogenannten logarithmischen

Wandgesetz (Gleichung 7.10). Die Integrationskonstanten müssen experimentell ermittelt werden und sind je nach Anwendungsfall unterschiedlich. Für viele Anwendungsfälle gilt jedoch  $\kappa = 0.4 - 0.45$  und  $C = 5$ .

$$\frac{c}{c_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{yc_\tau}{\nu}\right) + C \quad (7.10)$$

Zur Berechnung der wandnahen Strömungen in CFX kommt das sogenannte „*automatic wall treatment*“ zum Einsatz. Dabei wird zuerst der Abstand des wandnächsten Knotens bestimmt und daraus der  $y^+$ -Wert berechnet. Liegt dieser Wert oberhalb einer bestimmten Grenze, wird die komplette Grenzschicht mit einem logarithmischen Ansatz gelöst, d. h. es gibt keine Bereichsbildung wie beim oben dargestellten Dreischichtenmodell. Liegt der Wert darunter, werden die Erhaltungsgleichungen wie in der Kernströmung gelöst. Manche Turbulenzmodelle erfordern jedoch eine Anpassung in Wandnähe, um realistische Werte für die Turbulenzparameter zu erhalten.

Instationäre Strömungsphänomene lassen sich nur durch eine transiente Berechnung abbilden. Da aber vor einer Simulation nicht genau bekannt ist, ob instationäre Effekte eine Rolle spielen, bzw. ob diese durch stationäre Modelle gemittelt dargestellt werden können, gehören insbesondere bei Strömungsmaschinensimulationen außerhalb des optimalen Betriebspunktes instationäre Kontrollrechnungen zu einer wissenschaftlichen Untersuchung. Die zeitliche Diskretisierung bestimmt maßgeblich die Güte einer Rechnung, da sie zum einen die Konvergenz des Iterationsprozesses bestimmt und zum anderen auf die zeitlichen Skalen der instationären Phänomene (z. B. Ablösungen) angepasst sein muss, da diese sonst nicht aufgelöst werden können. Zur Untersuchung des notwendigen Zeitschritts werden drei verschiedene Schrittweiten ausgewählt (entsprechend etwa 7, 14 und 21 Zeitschritten pro Rotorpassage). Es dauert je nach Betriebspunkt insgesamt 15 - 25 berechnete Umdrehungen, bis sich globale Strömungsparameter um weniger als 0.2 % bzgl. ihres Mittelwertes ändern. Sobald dieses Kriterium erreicht ist, wird die Rechnung abgebrochen. Die Auswertung erfolgt dann durch Mittelung über eine genügend hohe Anzahl an Zeitschritten bzw. durch Darstellung der Schwankungen im zeitlichen Verlauf.

Tabelle 7-1 zeigt eine Auflistung der durchgeführten Rechnungen zur Bestimmung des Einflusses der oben diskutierten Parameter. Diese umfassen vier verschiedene Netzfeinheiten und drei Turbulenzmodelle für die Stufenberechnung, drei verschiedene Netzfeinheiten für die Einlaufgehäuseberechnungen und drei instationäre Berechnungen der Stufe in Kombination mit dem Einlaufgehäuse.

Geometrie	Anzahl der Zellen				Turbulenzmodell	Zeitliche Darstellung
	IGV	Rotor	Stator	Gesamt		
Stufe 1 Passage	0.01 Mio.	0.03 Mio.	0.02 Mio.	0.06 Mio.	k $\omega$	Stationär
	0.04 Mio.	0.11 Mio.	0.06 Mio.	0.21 Mio.		
	0.18 Mio.	0.39 Mio.	0.17 Mio.	0.75 Mio.		
	0.75 Mio.	1.5 Mio.	0.71 Mio.	2.96 Mio.		
	0.75 Mio.	1.5 Mio.	0.71 Mio.	2.96 Mio.	SST	
	0.75 Mio.	1.5 Mio.	0.71 Mio.	2.96 Mio.	Spalart-Almaras	
Stufe 1 360° Geometrie	1.15 Mio.	1.8 Mio.	1.41 Mio.	4.36 Mio.	k $\omega$	
Einlaufgehäuse Radialer Einlauf Variante A				0.62 Mio.	k $\omega$	
				1.04 Mio.	k $\omega$	
				4.04 Mio.	k $\omega$	
				1.04 Mio.	SST	
				1.04 Mio.	Spalart-Almaras	
Beides kombiniert 360° Geometrie				5.18 Mio.	k $\omega$	Instationär 3°
				5.18 Mio.		Instationär 1°
				5.18 Mio.		Instationär 0.33°

Tabelle 7-1 Durchgeführte Simulationen zur Untersuchung von Modelleinflüssen

Ein Vergleich der berechneten Druckverhältnisse und Wirkungsgrade für die Stufe im Auslegungspunkt zeigt Unterschiede, die im Bereich von etwa 1 % liegen (Tabelle 7-2). Es ist bemerkenswert, dass die Wahl des Turbulenzmodells einen größeren Einfluss auf das Druckverhältnis hat als die Netzauflösung. Mit dem SST-Modell berechnet sich ein um 2 % niedriger Wert. Insbesondere die Berücksichtigung von Mischungsebenen bringt Interpolationsfehler in die Simulation, die aus der Erfahrung des Autors mindestens in der Größenordnung der oben genannten Unterschiede liegen. Es konnte auch festgestellt werden, dass es für die Transsonikstufe im Auslegungspunkt ausreichend ist, nur eine Passage zu berechnen. Die Unterschiede zwischen den Rechnungen der kompletten Geometrie (360°) und der Passage (nur ein Schaufelkanal) liegen in derselben Größenordnung wie die Ergebnisse mit verschiedenen Netzfeinheiten.

Je weiter der berechnete Betriebspunkt vom Auslegungspunkt abweicht, desto größer sind die Unterschiede zwischen stationärer und instationärer Simulation. Hier muss zwischen dem zusätzlichen Aufwand und dem höheren Genauigkeitsgrad für die instationäre Modellbildung abgewogen werden. Auch wenn insbesondere nahe der Pumpgrenze die stationären Berechnungen ungenauer werden, lassen sich Aussagen hinsichtlich des Einflusses der untersuchten Parameter (Baulänge, Einlaufgehäusegestaltung) treffen. Der gewählte Betriebspunkt nahe der Pumpgrenze stellt auch die numerische Berechnungsgrenze für stationäre Simulationen dar. Betriebspunkte, die noch näher an der Pumpgrenze liegen, lassen sich nur noch durch eine instationäre Berechnung abbilden.

Für die Einlaufgeometrie wird der berechnete Verlustbeiwert als Kriterium für den Netzeinfluss auf die Strömungsberechnung herangezogen. Es gibt kaum Unterschiede zwischen den Rechnungen mit unterschiedlichen Netzfeinheiten und auch die Berechnungen mit verschiedenen Turbulenzmodellen liefern nur leicht unterschiedliche Ergebnisse.

Geometrie	Gesamtanzahl der Zellen	Turbulenzmodell	Zeitliche Darstellung	Betriebspunkt	Totaldruckverhältnis	Isentroper Wirkungsgrad	Verlustbeiwert		
Stufe 1 Passage	0.06 Mio.	k $\omega$	Stationär	Auslegungspunkt	1.350	0.891			
	0.21 Mio.				1.353	0.892			
	0.75 Mio.				1.358	0.903			
	2.96 Mio.				1.350	0.897			
	0.21 Mio.			Nahe Pumpgrenze	1.427	0.892			
	2.96 Mio.				1.422	0.889			
	2.96 Mio.	SST		Auslegungspunkt	1.340	0.902			
	2.96 Mio.	Spalart-Allmaras			1.349	0.896			
Stufe 1 360° Geometrie	4.36 Mio.	k $\omega$	Stationär	Auslegungspunkt	1.358	0.904			
	4.36 Mio.				Nahe Pumpgrenze	1.417	0.899		
Einlaufgehäuse Radialer Einlauf Variante A	0.62 Mio.			k $\omega$		Stationär	Auslegungspunkt		
	1.04 Mio.				0.023				
	4.04 Mio.				0.023				
	1.04 Mio.				SST				
	1.04 Mio.			Spalart-Allmaras	0.025				
Beides kombiniert 360° Geometrie	5.18 Mio.			k $\omega$	Stationär	Auslegungspunkt	1.356	0.895	
	5.18 Mio.	1.366	0.895						
	5.18 Mio.	1.359	0.903						

Tabelle 7-2 Modelleinfluss auf berechnetes Stufenverhältnis, Stufenwirkungsgrad und Verlustbeiwert

Abbildung 7-1 zeigt den Druckverlauf auf einem Rotorblatt im Mittenschnitt für verschiedene Netzauflösungen im Auslegungspunkt (oben) und nahe der Pumpgrenze (unten). Auf der Druckseite lassen sich nur minimale Unterschiede zwischen den Rechnungen feststellen, dagegen variiert der Druckverlauf auf der Saugseite, vor allem im Bereich des Verdichtungsstoßes, sehr stark. Dies ist verständlich, da der Verdichtungsstoß nicht aufgelöst wird und je nach Netz an unterschiedlichen Stellen berechnet wird. Diese Unterschiede treten im Blattspitzenbereich noch viel stärker in Erscheinung, da dort der Stoß eine stärkere Wirkung hat. Insofern bleibt auch bei dem feinsten der untersuchten Netze ein Einfluss der Diskretisierung bestehen, und es kann davon ausgegangen werden, dass eine weitere Netzverfeinerung noch veränderte Ergebnisse hinsichtlich der Lage des Verdichtungsstoßes und damit der Gesamtströmung bewirkt. Wegen der

räumlichen Struktur des Verdichtungsstoßes ist es bei der Vernetzung mit Hexaedernzellen schwierig, eine lokale Netzverfeinerung durchzuführen. Auch die von CFX zur Verfügung gestellten Adaptionshilfen liefern keine zufriedenstellenden Ergebnisse, bzw. sind unbrauchbar, weil negative Zellen entstehen und die Rechnung danach abbricht.

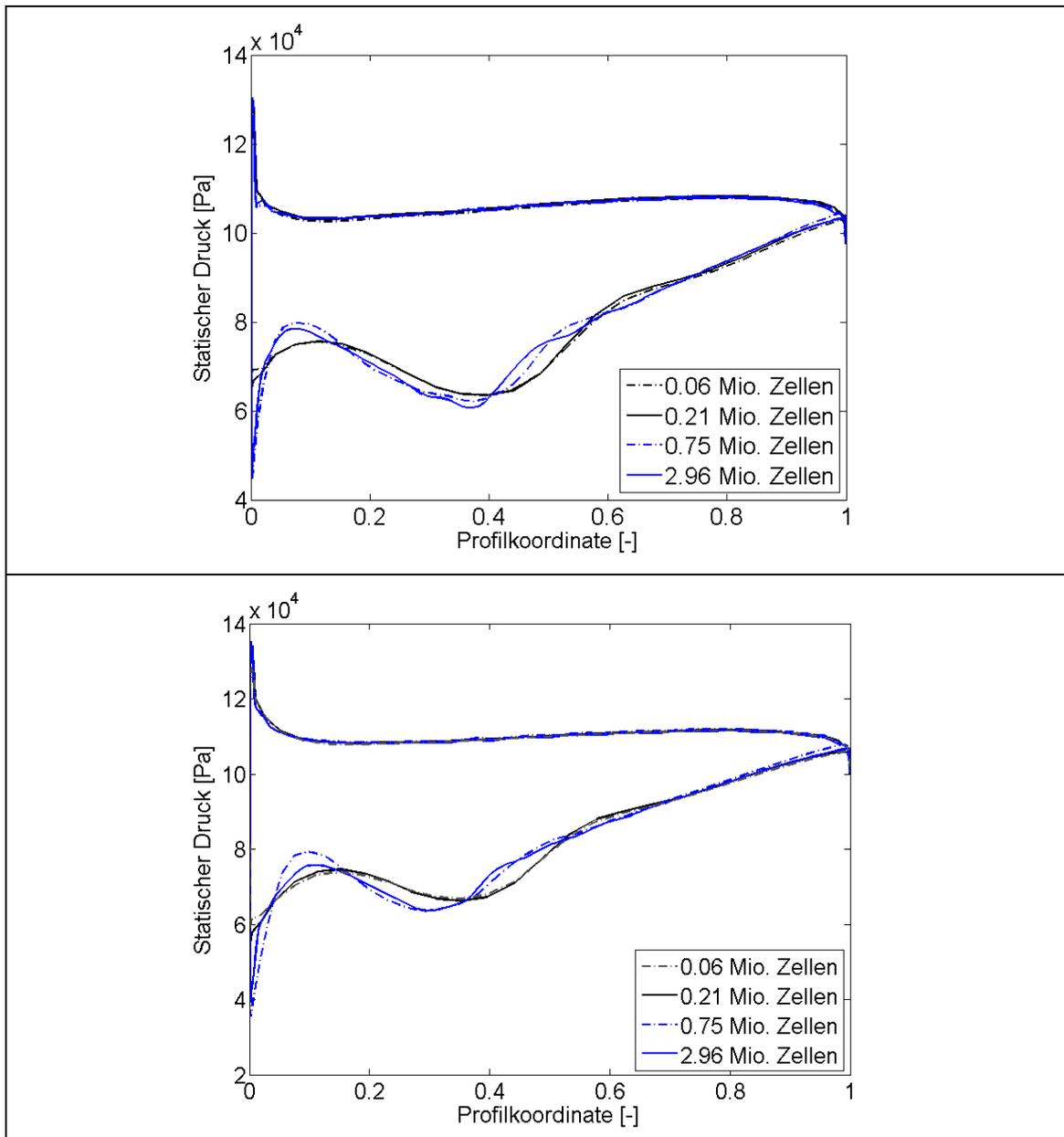


Abbildung 7-1 Einfluss der Netzfeinheit auf die Profildruckverteilung am Rotormittenschnitt, Auslegungspunkt (oben), Teillastpunkt (unten)

## 7.2 Varianten des Einlaufgehäuses

Im Rahmen dieser Arbeit werden drei verschiedene Einlaufgehäusevarianten betrachtet (Abbildung 7-2). Mit dem axialen Gehäuse soll untersucht werden, wie gut sich Strömungsungleichförmigkeiten, die in einem radial umlenkenden Einlaufgehäuse einer stationären Gasturbine entstehen, durch Einbauten simulieren lassen. Desweiteren bietet sich diese Simulation an, da das Einlaufgehäuse zusammen mit dem 5-stufigen Axialkompressor auf einem Prüfstand vermessen wurde und so ein Vergleich mit Messwerten möglich ist. Der Strömungsquerschnitt ist an einer Stelle durch ein eingebautes Blech verengt, um ein ungleichförmiges Strömungsprofil zu erzeugen. Die beiden anderen Gehäuse entsprechen Varianten, wie sie in realen Gasturbinen eingesetzt werden. Jede Variante hat drei Stützrippen in unterschiedlicher Größe und Anordnung, die Nabenkörper und äußere Gehäusestruktur miteinander verbinden. In Vorabuntersuchungen konnte bereits festgestellt werden, dass es für die Transsonikstufe keinen Unterschied macht, ob die Stützrippen in einer A- bzw. Y-Form angeordnet sind. Die von vertikal auf horizontal umlenkenden Einlaufgehäuse, im folgenden radiale Einlaufgehäuse genannt, unterscheiden sich durch die Formgebung der äußeren Bleche, sowie durch die Breite der Stützrippen. Insgesamt hat die strömungstechnisch optimierte Variante A weniger Ecken und Kanten, dafür mehr gebogene Flächen und ist demnach fertigungstechnisch aufwendiger herzustellen. Abbildung 7-2, unten, zeigt Ausschnitte der verwendeten Netze. Sie übertreffen bei weitem die empfohlenen Qualitätskriterien für Hexaedernetze und zeichnen sich durch eine starke Zunahme der Zelldichte in Wandnähe aus.

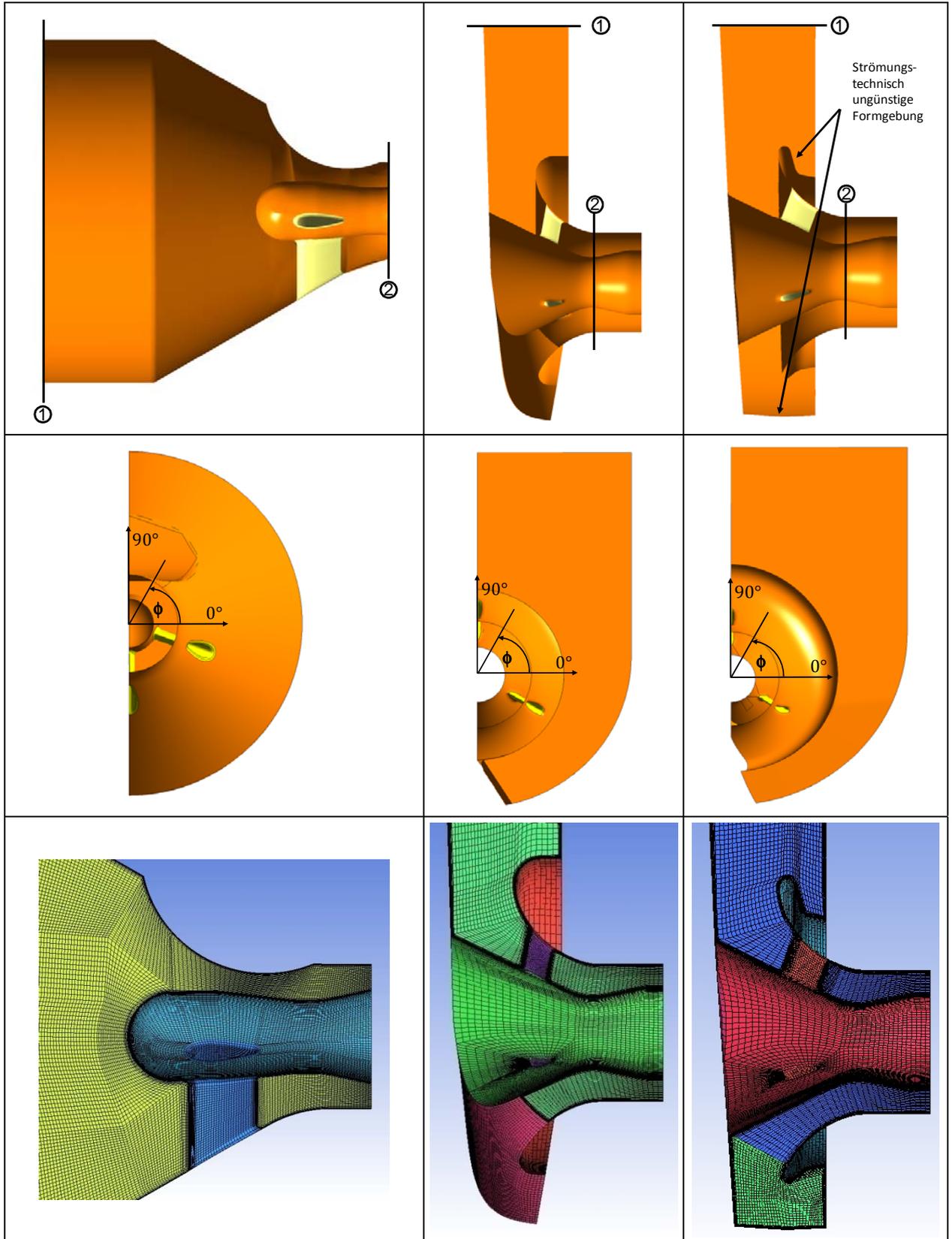


Abbildung 7-2 Einlaufgehäusegeometrien und Netze, Axialer Einlauf mit Rampe (links), Radialer Einlauf, Variante A (mitte), Radialer Einlauf, Variante B (rechts)

Zuerst werden die Verlustbeiwerte der Einlaufgehäuse miteinander verglichen. Sie stellen ein allgemeines Bewertungskriterium hinsichtlich der auftretenden Verluste dar, sagen aber nichts über Abströmbedingungen und damit die Ungleichförmigkeit am Verdichtereintritt aus. Abbildung 7-2 zeigt die beiden Bezugsflächen, auf denen die Auswertung erfolgt. Ebene 1 ist die Einlauffläche des Berechnungsgebiets, Ebene 2 befindet sich an der Stelle, wo sich die Einlaufkante der Vorleitreihe befinden würde. Die Winkel in Umfangsrichtung sind wie abgebildet definiert und bei allen Berechnungen gleich. Da die Einlaufgehäuse symmetrisch sind, reicht es aus, nur einen Teil des Einlaufgehäuses in die Berechnung mit einzubeziehen und an der Symmetrieebene eine Symmetrierandbedingung vorzugeben.

Der Verlustbeiwert ist definiert als die Differenz der Totaldrücke zwischen Eintritt und Austritt, bezogen auf den dynamischen Druck in der Eintrittsebene. Um die untersuchten Einlaufgehäusevarianten mit einem Verlustkoeffizienten vergleichen zu können, wird die Totaldruckdifferenz hier auf den dynamischen Druck an der Ebene 2 bezogen, da der Austrittsquerschnitt bei allen Varianten gleich ist (er muss auf die Geometrie der darauffolgenden Vorleitreihe passen) und bei konstantem Massenstrom und Randbedingungen am Eintritt demnach in erster Näherung (exakt nur bei isentroper Strömung) der dynamische Druck übereinstimmt (Gleichung 7.11).

$$\zeta = \frac{p_{02} - p_{01}}{q_{02}} \quad (7.11)$$

Nachfolgende Tabelle 7-3 zeigt die ermittelten Verlustziffern der drei Varianten. Das axiale Einlaufgehäuse hat einen sehr geringen Verlustbeiwert, der weniger als einem halben Prozent des Wirkungsgrades der Stufe entspricht. Das aerodynamisch optimierte Gehäuse hat einen um 60 % erhöhten Verlustbeiwert, die andere umlenkende Variante hat einen mehr als dreifach so hohen Wert, der einem Wirkungsgradverlust im Bereich von einem Prozentpunkt entspräche, wenn der Druckverlust in die Berechnung des Stufenwirkungsgrades mit einbezogen werden würde.

	<b>Totaldruck Bezugsfläche 1</b>	<b>Totaldruck Bezugsfläche 2</b>	<b>Bezogener Verlustbeiwert <math>\zeta</math></b>
<b>Axialer Einlauf</b>	101325	101156	1
<b>Radialer Einlauf Variante A</b>	101325	101098	1.6
<b>Radialer Einlauf Variante B</b>	101325	100853	3.3

Tabelle 7-3 Verlustbeiwerte der Einlaufgehäuse

Abbildung 7-3, oben, zeigt die Variation der Strömungswinkel sowie des Totaldrucks in der Bezugsebene 2 am mittleren Radius für die drei Varianten. Das axiale und das radiale Einlaufgehäuse erzeugen ein sehr gleichmäßiges Strömungsprofil mit Winkelvariationen von ungefähr 5°, die von der Vorleitreihe gut toleriert werden können und als Strömungsungleichförmigkeit quasi zu vernachlässigen sind. Auch das Totaldruckprofil ist sehr

gleichmäßig und zeigt lediglich zwei Nachlaufdübeln hinter den Stützrippen. Sowohl von der Ausdehnung in Umfangsrichtung als auch vom Absolutwert sind die Ungleichförmigkeiten moderat. Lediglich in Nabennähe werden die Schwankungen stärker und variieren bis zu  $10^\circ$  im Strömungswinkel. Wegen der Symmetrie treten die Strömungswinkelvariationen auf der gegenüberliegenden Seite in umgekehrter Richtung auf, das heißt die Variation der Anströmwinkel ist doppelt so hoch.

Das eingebaute Blech im axialen Einlaufgehäuse stellt eine Versperrung dar und führt dazu, dass die Strömung abgelenkt wird. Auf diese Weise entsteht eine Drallkomponente, die vom Ausmaß und der Stärke mit dem Drall aus der radialen Umlenkung vergleichbar ist. Die Axialgeschwindigkeit ist hinter der Verengung um etwa 10 % geringer, der statische Druck ist lokal um ungefähr 3 % gegenüber dem Mittelwert erhöht (Abbildung 7-3, mitte). Ein Vergleich mit dem Axialgeschwindigkeitsprofil am Austritt des radialen Einlaufgehäuses, Variante A, zeigt, dass das Blech in der axialen Variante durchaus geeignet ist, vergleichbare Geschwindigkeiten zu simulieren, wie sie durch die Umlenkung entstehen, auch wenn Abweichungen in der räumlichen Ausdehnung der Zone niedriger Geschwindigkeit erkennbar sind (Abbildung 7-3, unten links).

Kritisch sind die Abströmverhältnisse hinter dem radialen Einlaufgehäuse, Variante B. Es treten stellenweise Zuströmwinkel von über  $15^\circ$  auf, wodurch hohe Verluste in der Vorleitreihe erzeugt und Ablösungen initiiert werden, wie später bei der Betrachtung der kombinierten Berechnung ausführlich gezeigt wird. Die Schaufelblätter der Vorleitreihe sind so gewölbt und angestellt, dass die Strömungswinkel ungefähr den Inzidenzwinkeln entsprechen. Grund für die große Drallkomponente sind zwei Wirbel, die sich an der Gehäusewand bilden und sich großflächig über insgesamt fast ein Viertel der Austrittsfläche erstrecken (Abbildung 7-3, unten rechts).

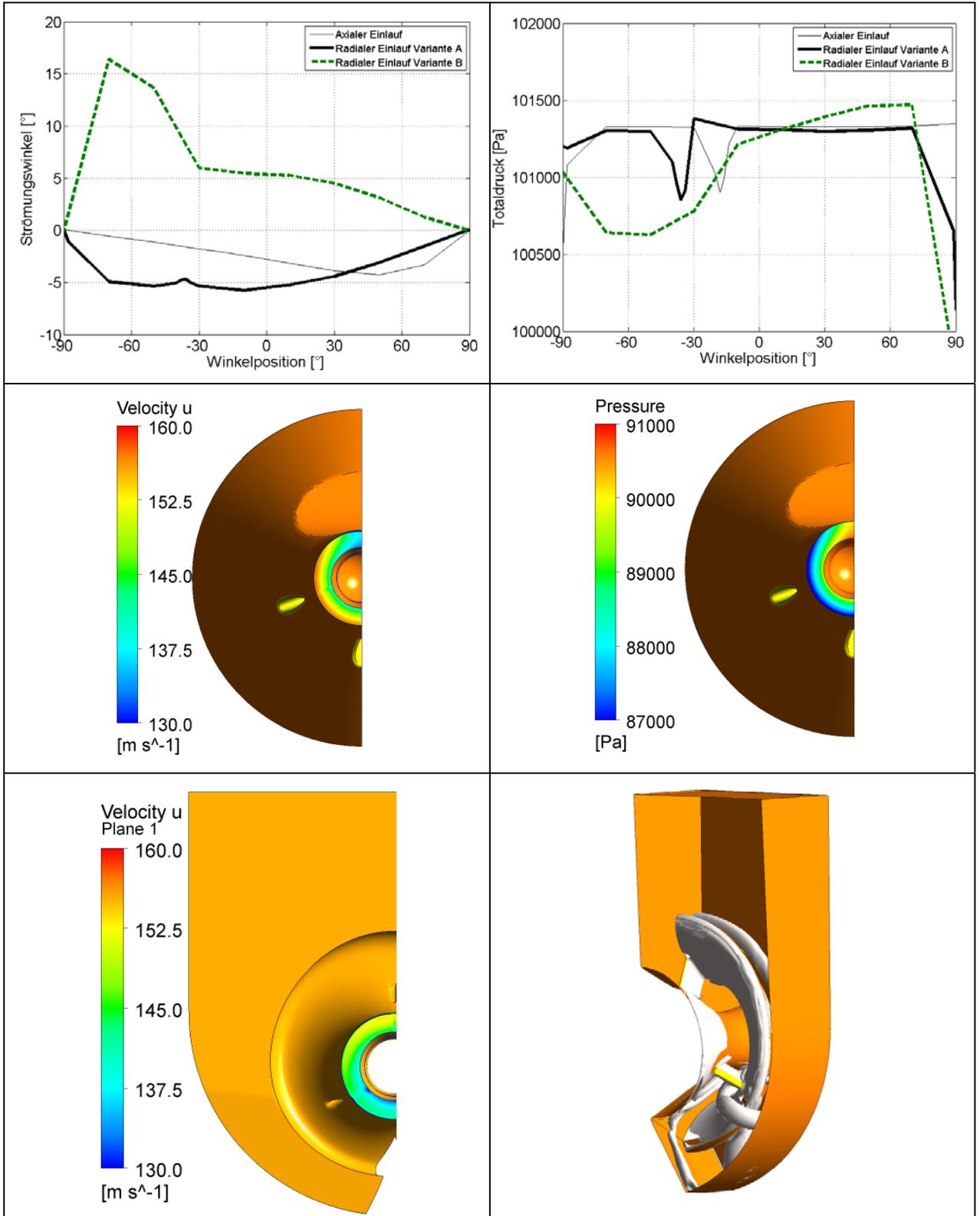


Abbildung 7-3 Strömungswinkel und Totaldruck am Einlaufgehäuseaustritt, Span = 0.5 (oben), Geschwindigkeits- und Druckverteilung am Austritt des axialen Einlaufgehäuses (mitte), Geschwindigkeitsverteilung am Austritt des radialen Einlaufgehäuses, Variante A (unten links), Wirbel im radialen Einlaufgehäuse, Variante B, dargestellt durch Iso-Fläche Q-Kriterium (unten rechts)

Bei der Auslegung der Vorleitreihe wurde eine ungleichförmige Zuströmung, wie sie durch die Geometrie des Einlaufgehäuses entsteht, berücksichtigt. Sowohl durch die Gehäuse- und Nabenkontour als auch durch die Art der Umlenkung bei den radialen Einlaufgehäusen entstehen größere axiale Zuströmgeschwindigkeiten in Gehäusenähe, d. h. die Luft wird dort bei annähernd gleichem Totaldruck auf eine höhere Machzahl beschleunigt und der statische Druck abgesenkt. Die Vorleitreihe wirkt wie eine Düse, die die Strömung in Nabennähe stärker beschleunigt als in Gehäusenähe und so aus dem ungleichförmigen Strömungsprofil am Eintritt ein in radialer Richtung weitgehend gleichmäßiges Strömungsprofil mit konstanten Zuströmmachzahlen und statischem Druck am Austritt erzeugt. Ist die Zuströmung zur Vorleitreihe aber anders als bei der Auslegung angenommen, kann dadurch die Vergleichmäßigung der Strömung beeinträchtigt werden. Beispielsweise würde ein absolut gleichmäßiges Strömungsprofil durch die unterschiedliche Umlenkung in Gehäuse- und Nabennähe verzerrt. Insofern ist es wichtig zu untersuchen, wie sich die Profile bei den einzelnen Einlaufgehäusevarianten in radialer Richtung unterscheiden. Im Hinblick auf eine mögliche axiale Verkürzung der Baulänge soll auch der Verlauf der Strömungsprofile in axialer Richtung untersucht werden. Abbildung 7-4 zeigt neben den unterschiedlichen Druck- und Massenstromverteilungen in der IGV-Eintrittsebene für das strömungstechnisch optimierte Einlaufgehäuse den Verlauf an der entsprechenden Stelle nach einer 20-prozentigen Verkürzung des Eintrittsgehäuses. Durch das dort vorliegende Strömungsprofil mit nur einem schwachen Druckgradient in radialer Richtung ist davon auszugehen, dass die Vorleitreihe für eine ungünstige Zuströmung des Rotors sorgen wird.

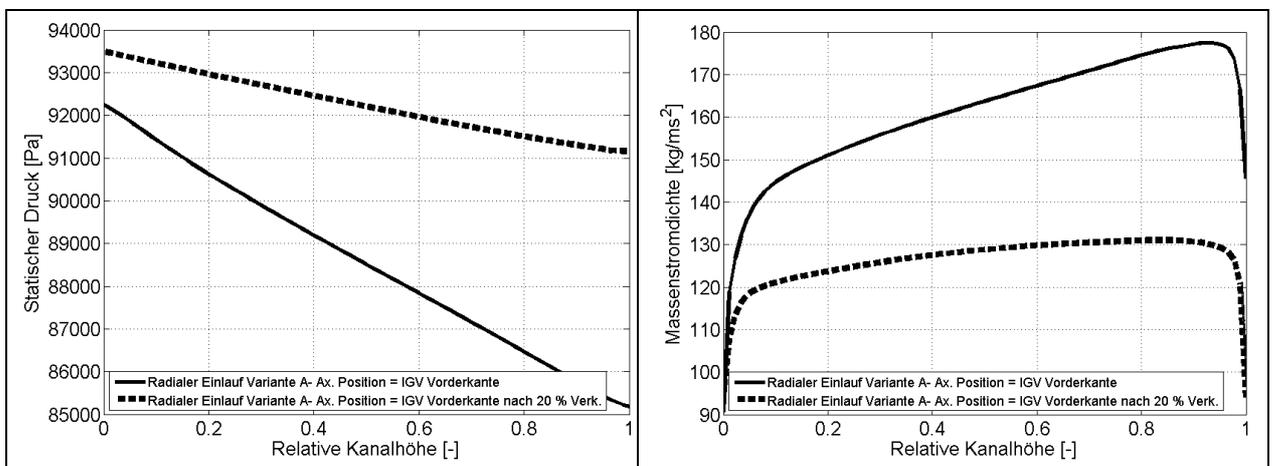


Abbildung 7-4 Druckverteilung und Massenstromdichte in radialer Richtung am IGV Eintritt

### 7.3 Erste Transsonikstufe (einzeln und in Kombination mit Einlaufgehäuse)

Als erstes werden die Berechnungen der einzelnen Stufe mit den kombinierten Berechnungen von Stufe und Einlaufgehäuse verglichen, um festzustellen, welchen Einfluss die Einlaufgehäusegestaltung auf das Druckverhältnis und den Wirkungsgrad der Transsonikstufe hat. Bis auf die Simulationen mit dem radialen Einlaufgehäuse, Variante B, sind alle Rechnungen stationär mit *Frozen Rotor* Mischungsebenen zwischen stehenden und bewegten Zonen durchgeführt worden. Durch die bereits im vorherigen Kapitel beschriebenen Wirbel im radialen Einlaufgehäuse, Variante B, wird die Strömung dort stark instationär und lässt sich nicht mit einem stationären Modell berechnen. Die dadurch stark erhöhte Rechenzeit (Faktor 20) lies lediglich die Berücksichtigung von 3 verschiedenen Betriebspunkten zu: neben dem Auslegungspunkt wurden zwei Massenströme gewählt, die einmal nahe an der Pumpgrenze und einmal nahe der Schluckgrenze liegen. Für die instationären Rechnungen ist es je nach Betriebspunkt notwendig, zwischen 15 und 30 Rotorumdrehungen zu simulieren, damit die numerischen Schwankungen soweit ausgedämpft sind, dass die globalen Kenngrößen um weniger als 0.2 % um den gemittelten Absolutwert schwanken. Auf die Ergebnisse dieser Simulationen wird in einem separaten Abschnitt eingegangen. An dieser Stelle seien nur die Berechnungen ohne, mit axialem, sowie mit optimiertem radialem Einlaufgehäuse (Variante A) vorgestellt.

Die berechneten Kennlinien sind in Abbildung 7-5 dargestellt und zeigen hinsichtlich des Druckverhältnisses kaum Unterschiede. Es konnte also festgestellt werden, dass die Strömung durch die hier untersuchten Einlaufgehäuse Strömungsungleichförmigkeiten erzeugt, die den Druckaufbau der Stufe nicht negativ beeinflussen. Beim isentropen Wirkungsgrad gibt es je nach Betriebspunkt und Einlaufgehäuse Abweichungen von 0.5 - 2 Prozentpunkten. Alle in der Abbildung dargestellten Werte sind mit einem Bezugswert normiert, der dem simulierten Auslegungspunkt ohne Einlaufgehäuse entspricht.

In Abbildung 7-5, unten, sind berechnete und gemessene Werte des Wirkungsgrads und des Stufendruckverhältnisses gegenübergestellt. Die Kurven unterscheiden sich von denen, die im oberen Teil der Abbildung dargestellt sind, obwohl es sich um dieselbe Rechnung handelt. Dies kommt durch die unterschiedlichen Bezugsflächen zustande, die der Auswertung zugrunde liegen. Da an der IGV- sowie an der Stator-Vorderkante Totaldruck und Totaltemperatur gemessen wurden, beziehen sich auch die aus der Simulation gewonnenen Größen hier auf diese Bezugsflächen. Die Unterschiede zwischen Messung und Simulation betragen im Auslegungspunkt weniger als 1 % und steigen Richtung Pumpgrenze bis auf 2 % an. Ein Teil der Messpunkte (rot dargestellt) wurde bei gedrosseltem Eintrittsdruck ermittelt und anschließend mit den üblichen Reynoldszahlkorrekturen angepasst. Der äußerst linke der dargestellten Messwerte entspricht der gemessenen Pumpgrenze des 5-stufigen Kompressors. Alle dargestellten Werte sind mit dem gemessenen Bezugswert im Auslegungspunkt normiert.

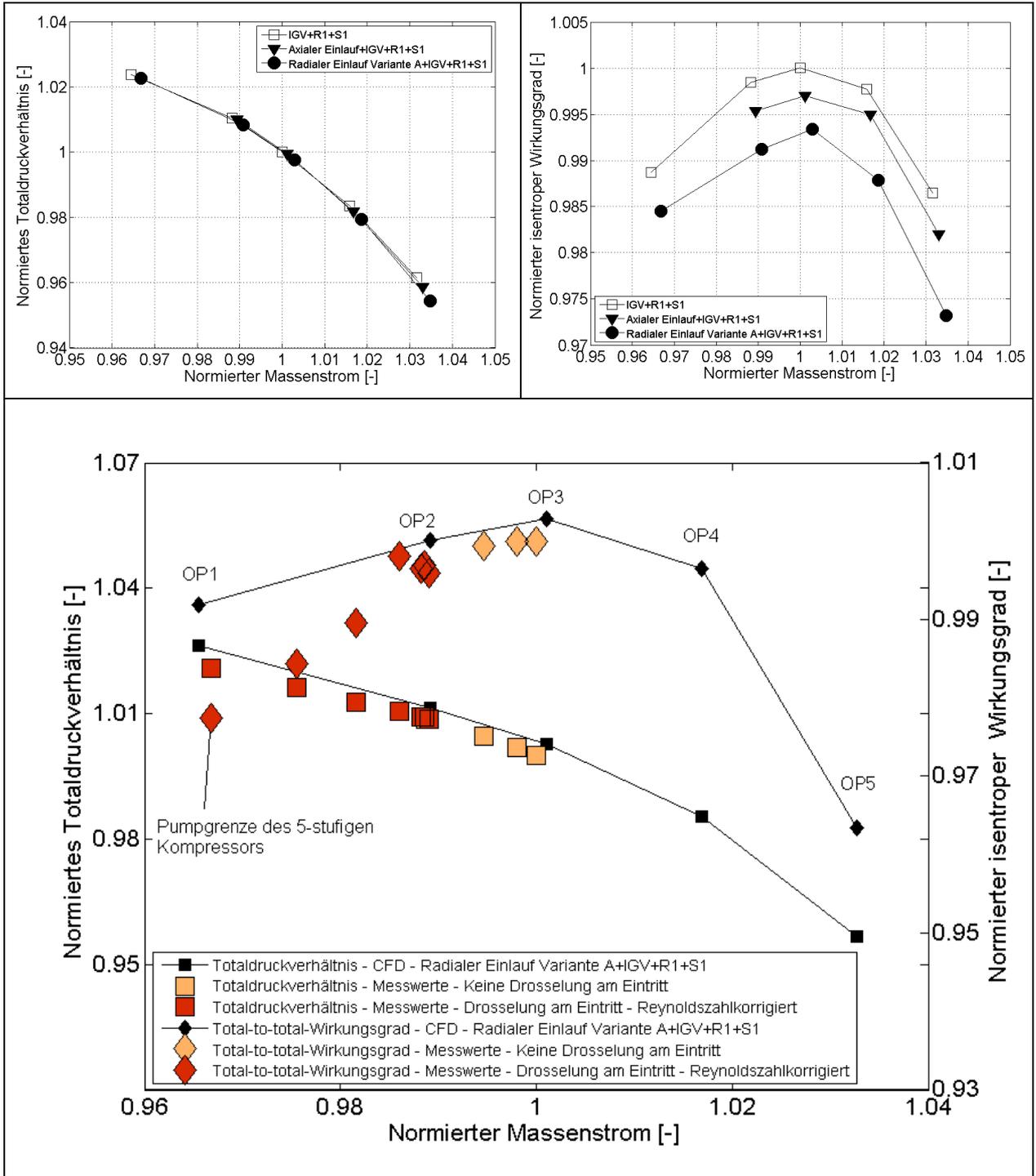


Abbildung 7-5 Kennlinien für Druckverhältnis und Wirkungsgrad der Transsonikstufe in Kombination mit den verschiedenen Einlaufgehäusevarianten (oben), Vergleich zwischen CFD-Berechnung und Messung (unten)

Der Gesamtverlust und analog dazu der Gesamtwirkungsgrad ergeben sich aus der Summe der Einzelverluste in Vorleitreihe (IGV), Rotor und Stator und teilen sich keineswegs gleichmäßig auf die drei Komponenten auf. Eine Möglichkeit diese Aufteilung festzulegen, ist die Berechnung des Rotorwirkungsgrades gemäß Gleichung 5.2 und anschließendem Vergleich mit dem

Gesamtwirkungsgrad. Die Differenz wird dann, je nach Totaldruckverlust, der Vorleitreihe bzw. dem Stator zugesprochen. Bei dieser Vorgehensweise verteilt sich für den Auslegungspunkt der Wirkungsgradunterschied von 0.7 % zwischen der Berechnung ohne Einlaufgehäuse und der Berechnung mit radialem Einlaufgehäuse zu 0.15 % auf die Vorleitreihe, zu 0.2 % auf den Rotor und zu 0.35 % auf den Stator. Da diese Verlustunterschiede zum einen gering, zum anderen auf den gesamten Strömungsbereich der jeweiligen Komponente verteilt sind, ist eine eindeutige Lokalisierung der unterschiedlichen Verlustentstehung nur schwer möglich. Hinzu kommt der Einfluss der Mischungsebenen zwischen den Strömungsgebieten, die ebenfalls einen Totaldruckverlust mit sich bringen. Dennoch lassen sich Verlustentstehungsmechanismen aufdecken, indem die aus der Einlaufgehäuseströmung resultierenden unterschiedlichen Zuströmbedingungen der Vorleitreihe aufgezeigt und die veränderte Strömung durch die einzelnen Komponenten dargestellt werden.

Ein Vergleich zwischen den gemessenen Werten (Totaldruck und Totaltemperatur entlang der Schaufelhöhe am Stator, Druckverteilung am Mittenschnitt eines Stators) und den mit dem  $k\text{-}\omega$ -Modell berechneten Werten zeigt vor allem im Auslegungspunkt eine sehr gute Übereinstimmung. Es fällt auf, dass die Messpunkte im Nabenbereich mit einer Abweichung von weniger als 2 % sehr dicht bei den berechneten Werten liegen. Dagegen sind die Abweichungen in Gehäusenähe mit bis zu 5 % deutlich größer. Eine Ursache hierfür könnte der Einfluss der Spaltwirbelströmung sein, die vom Rotorspalt ausgeht und von den eingesetzten Turbulenzmodellen nur ungenau erfasst werden kann. Dafür spricht auch die Tatsache, dass die Abweichungen nahe der Pumpgrenze größer werden, da es durch den höheren Druckunterschied zwischen Druck- und Saugseite bei diesem Betriebspunkt zu einem früheren Auftreten eines stärkeren Spaltwirbels kommt. Neben dem Turbulenzmodell beeinflusst vor allem die Wahl des Mischungsebenen-Modells die Berechnung, wie ein Vergleich zwischen der Passagen-Rechnung (*Stage-Interface*) und der *Full-Circle*-Rechnung (*Frozen Rotor Interface*) eindrucksvoll zeigt. Die *Stage*-Modellierung führt durch die Mittelung in Umfangsrichtung zu einer ungenauen Abbildung des Spaltwirbels und dadurch auch zu einer fehlerbehafteten Strömungsberechnung in den darauffolgenden Strömungsgebieten. Besonders deutlich konnte dies bei der hier nicht diskutierten Berechnung des 5-stufigen Axialkompressors festgestellt werden, als die Genauigkeit der Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung mit jeder Stufe abnahm. Mit zunehmender Entfernung vom Auslegungspunkt werden die Unterschiede zwischen *Frozen Rotor* und *Stage* Modellierung größer. Sehr gut ist die Übereinstimmung der statischen Druckverteilung auf den Statorblättern sowohl im Auslegungspunkt als auch nahe der Pumpgrenze. Die dargestellte berechnete Verteilung ist als Mittelwert über alle Statorblätter zu verstehen. Da die Messung der Strömungsgrößen nicht bis in die Seitenwandgrenzschichten reicht, kann die Güte der Grenzschichtberechnung nicht abschließend bewertet werden. Da die Sekundärströmungen aber die Hauptströmung beeinflussen und dort eine sehr gute Übereinstimmung vorliegt, wird vermutet, dass der Einfluss der Seitenwandgrenzschicht richtig abgebildet wird (Abbildung 7-6).

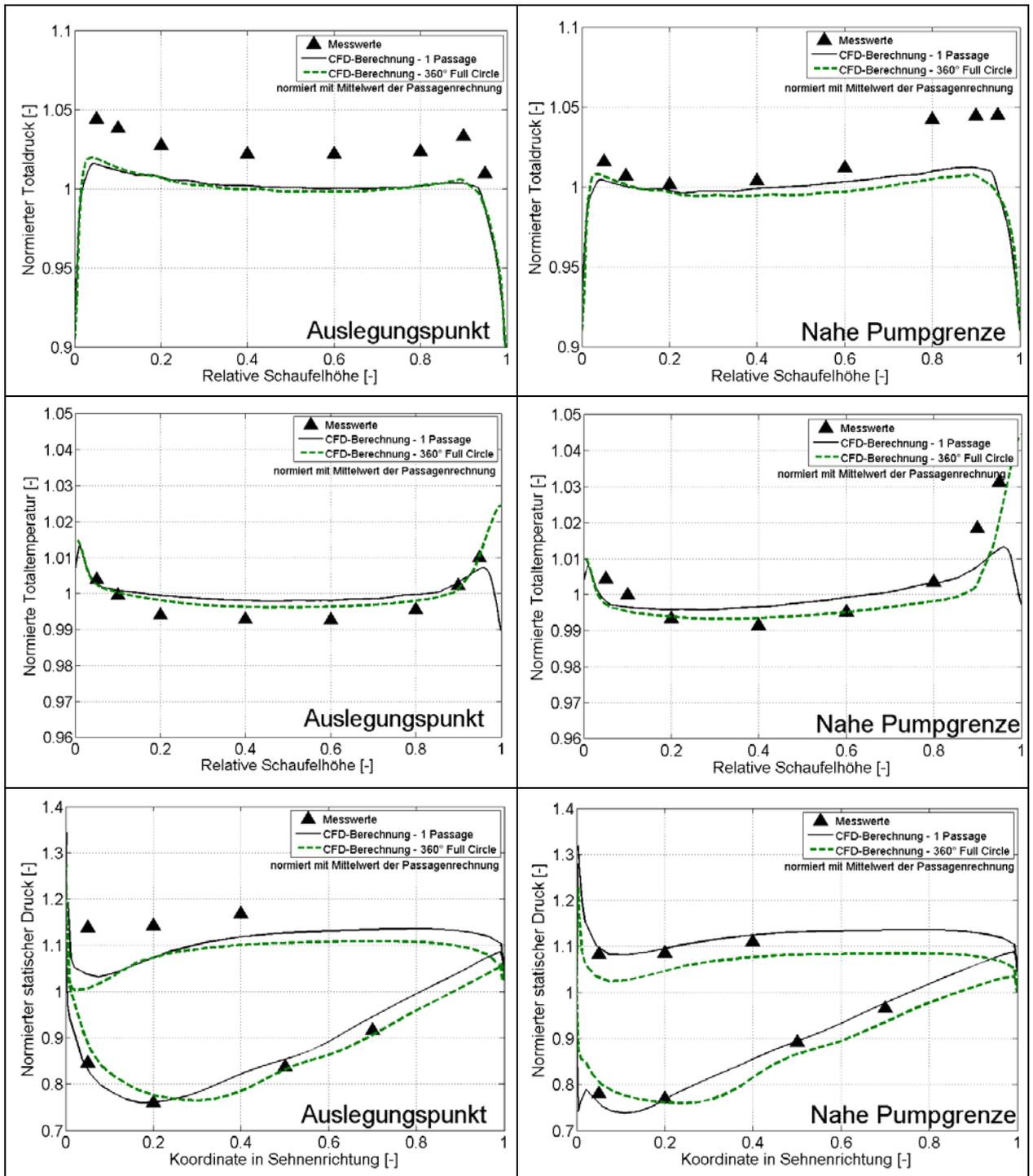


Abbildung 7-6 Vergleich von Messergebnissen und CFD-Ergebnissen, Totaldruck und Totaltemperatur in radialer Richtung am Statoreintritt (oben und mitte), Druckprofil am Statormittenschnitt (unten)

## 7.4 Einfluss der axialen Baulänge

Eine Verkürzung der axialen Baulänge des Einlaufgehäuses macht eine geometrische Anpassung der Naben- bzw. Gehäusekontur erforderlich, da ansonsten Einlaufgehäuse und Stufengeometrie nicht mehr aufeinander passen würden. Abbildung 7-7, unten rechts, zeigt den Verlauf der Naben- und Gehäusekontur im Bereich der Anpassung für den Originalzustand und nach 10- bzw. 20-prozentiger Verkürzung. Wegen der Geometrieänderung ist eine vollständige Vergleichbarkeit bei unterschiedlichen axialen Baulängen zwar nicht gegeben, da die Strömungsprofile aber hauptsächlich durch die dreidimensionale Formgebung der Einlaufgehäuse inklusive der Umlenkung verursacht werden, ist die vergleichende Gegenüberstellung der Ergebnisse dennoch bedeutend. Stromaufwärts der mit einem Stern gekennzeichneten Stelle sowie stromabwärts der Hinterkante der Vorleitreibenbeschaufelung ist die Geometrie nicht verändert worden.

Abbildung 7-7, oben, zeigt, dass eine Verkürzung der Einlaufgehäuse-Baulänge zu einer Reduzierung des Stufen-Druckverhältnisses sowie zu einer Abnahme des Wirkungsgrades führt. Allerdings gibt es eine kritische kleinste Baulänge, bis zu der keine nennenswerte Abnahme im Druckverhältnis und im Wirkungsgrad auftritt. Erst wenn diese Länge unterschritten wird, kommt es zu einer drastischen Verschlechterung der Stufencharakteristik. Für das hier betrachtete radiale Einlaufgehäuse entspricht diese Verkürzung etwa 10 % der ursprünglichen axialen Baulänge. Besonders auffallend ist der starke Abfall von Druckverhältnis und Wirkungsgrad in der Nähe der Schluckgrenze. Wie später noch ausführlicher gezeigt wird, kommt es durch die ungleichförmige Anströmung der Stufe zu erhöhten Machzahlen im Stator, die durch den stärkeren Verdichtungsstoß zu einem Ablösen der Profil-Grenzschicht und einem Sperren der ganzen Stufe führen. Interessanterweise nimmt der Einfluss der Verkürzung mit kleiner werdendem Massenstrom ab. Es muss aber davon ausgegangen werden, dass eine Verkürzung über die kritische Baulänge hinaus auch zu einem deutlich früheren Erreichen der Pumpgrenze führt, da die veränderten Zuströmbedingungen stärkere Ablöseerscheinungen erwarten lassen. Die Einschränkung des Betriebsbereichs ist für den Betreiber der Maschine nicht hinnehmbar, da er wahrscheinlich, um genügend Abstand zur Pumpgrenze einzuhalten, die Maschine mit abgesenkter Fahrlinie betreiben würde und zusätzlich einen geringeren Wirkungsgrad in Kauf nehmen müsste. Im Folgenden wird nun genauer untersucht werden, was passiert, wenn die Baulänge verkürzt wird und welche Änderungen in den Strömungsgrößen und der Energieumsetzung dazu führen, dass es zu den negativen Auswirkungen auf die Stufencharakteristik kommt.

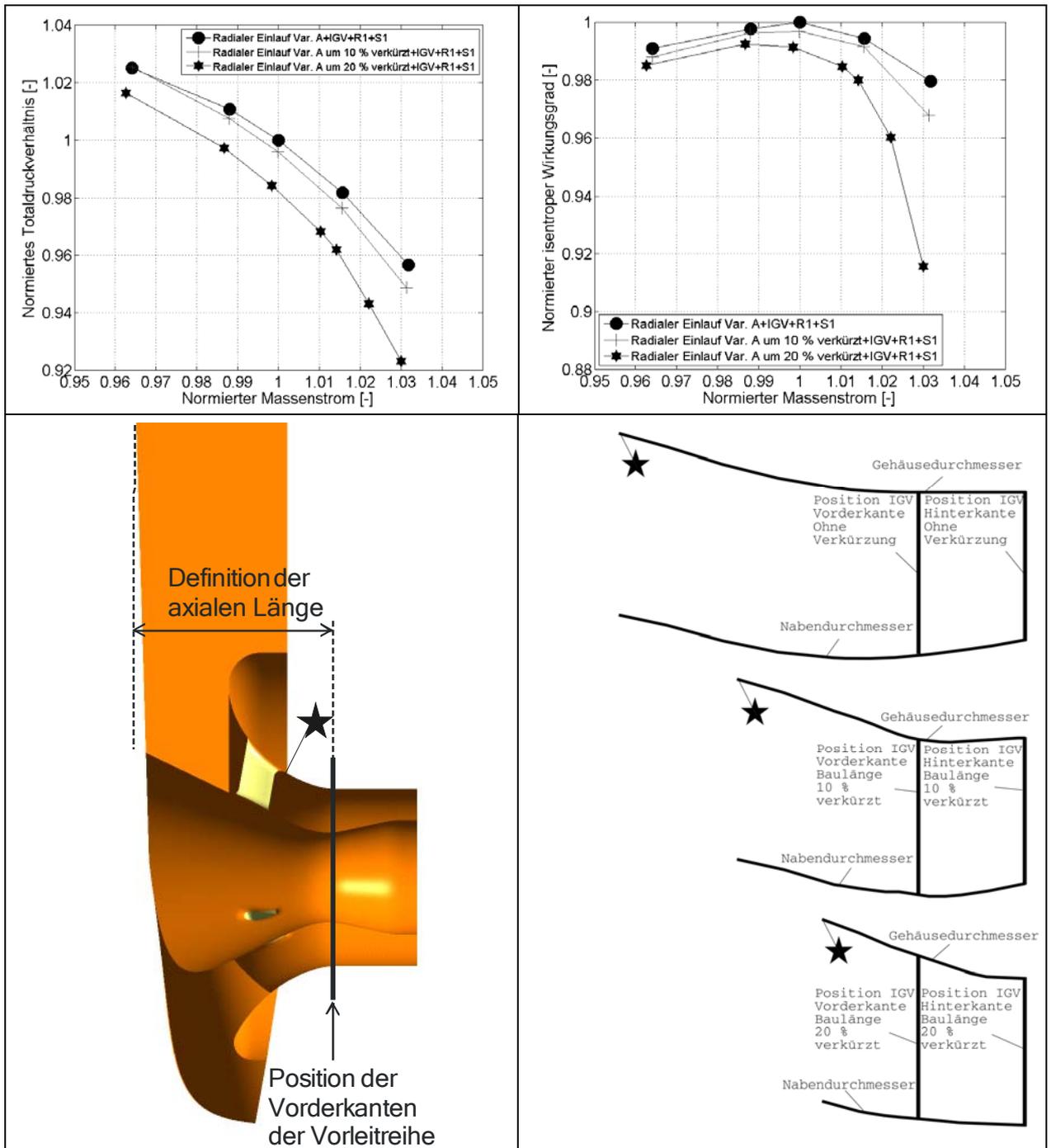


Abbildung 7-7 Kennlinien für Druckverhältnis und Wirkungsgrad bei unterschiedlichen axialen Baulängen des Einlaufgehäuses (oben), Definition der axialen Länge des Einlaufgehäuses (unten, links) Radialverlauf von Gehäuse und Nabe (unten, rechts)

Die nachfolgenden Abbildungen zeigen die Zuströmbedingungen für Rotor und Stator bei 3 verschiedenen Betriebspunkten. Es werden verglichen: die Berechnungen der Transsonikstufe separat, die Berechnung der Transsonikstufe in Kombination mit dem radialen Einlaufgehäuse, die kombinierte Berechnung mit dem um 20 % verkürzten Einlaufgehäuse. Grundsätzlich machen sich alle verkürzten Varianten in gleicher Weise bemerkbar. In den Abbildungen sind nur die Ergebnisse der stärksten Verkürzung dargestellt. Die Zuströmwinkelunterschiede nahe der

Schluckgrenze sind mit 10 Grad im Nabenbereich ähnlich groß wie normalerweise zwischen Schluck- und Pumpgrenze, d. h. obwohl sich der Betriebspunkt der Maschine nahe der Schluckgrenze befindet, sind die Inzidenzwinkel im Nabenbereich höher als bei der unverkürzten Variante, wenn sie nahe der Pumpgrenze betrieben wird. Bei der ursprünglichen Konfiguration ohne Verkürzung kommt es im Gehäusebereich zuerst zum Sperren, dagegen tritt bei der verkürzten Variante das Sperren an der Nabe auf. Auch in der Massenstromdichte zeigen sich erhebliche Unterschiede. Der Massenstrom verlagert sich zum Gehäuse hin und führt dort zu sehr hohen axialen Zuströmmachzahlen und damit zu einer gestiegenen Sensibilität gegenüber Zuströmwinkelveränderungen. Die mittlere Zuströmmachzahl verändert sich dagegen kaum. In Nabennähe zeigt sich eine deutliche Abnahme der Zuströmmachzahl und der erreichten maximalen Machzahl in der Passage (siehe Anhang: Abbildung 9-1). Das radial stark ungleichförmige Strömungsprofil am Rotor (Abbildung 7-8) wird zwar bis zum Statoreintritt etwas vergleichmäßigt, dennoch sind die verbleibenden Ungleichförmigkeiten groß genug, wobei im Stator insbesondere nahe der Schluckgrenze die größten Verluste erzeugt werden. Wie Abbildung 7-10 zeigt, sind die Verluste im Nabenbereich stark erhöht. Dort kommt es auf der Saugseite der Statorschaufeln zu einer sehr starken Beschleunigung der Strömung (Machzahlen bis 1.4), die starke Verdichtungsstöße bewirkt und durch die damit verbundene Grenzschichtablösung zusätzliche Verluste verursacht. Die lokalen Ablösungen blockieren den Strömungskanal zusätzlich und sorgen dafür, dass die Schluckgrenze frühzeitig erreicht wird. Durch die unterschiedlichen Zuströmwinkel ändert sich auch die Schaufelbelastung im Rotor und im Stator. Nachstehende Tabelle zeigt die Diffusionszahlen von Rotor und Stator für 3 verschiedene Radien. Die Werte unterscheiden sich deutlich. Trotz der stark verzerrten Strömungsprofile kommt es nicht zu einer erhöhten Profilbelastung. Zwar müsste am Rotor durch die größere Umlenkung bei verkürztem Einlaufgehäuse die Belastungszahl ansteigen, wegen der reduzierten Geschwindigkeit am Eintritt ist die Strömungsverzögerung jedoch nicht so stark ausgeprägt, und die Effekte heben sich quasi gegenseitig auf.

	$D_{\text{Rotor}}$ Span 0.1	$D_{\text{Rotor}}$ Span 0.5	$D_{\text{Rotor}}$ Span 0.9	$D_{\text{Stator}}$ Span 0.1	$D_{\text{Stator}}$ Span 0.5	$D_{\text{Stator}}$ Span 0.9
<b>Auslegungspunkt Rad. Einlaufgehäuse, Var. A</b>	0.28	0.35	0.37	0.4	0.42	0.38
<b>Auslegungspunkt Rad. Einlaufgehäuse, Var. A, 20 % verk.</b>	0.21	0.33	0.39	0.33	0.41	0.41
<b>Nahe Pumpgrenze Rad. Einlaufgehäuse, Var. A</b>	0.32	0.4	0.43	0.46	0.48	0.4
<b>Nahe Pumpgrenze Rad. Einlaufgehäuse, Var. A, 20 % verk.</b>	0.26	0.38	0.46	0.39	0.48	0.44
<b>Nahe Schluckgrenze Rad. Einlaufgehäuse, Var. A</b>	0.23	0.29	0.3	0.29	0.32	0.31
<b>Nahe Schluckgrenze Rad. Einlaufgehäuse, Var. A, 20 % verk.</b>	0.16	0.24	0.3	0.23	0.26	0.28

Tabelle 7-4 Diffusionszahlen bei unterschiedlichen Betriebspunkten und Einlaufgehäuselängen

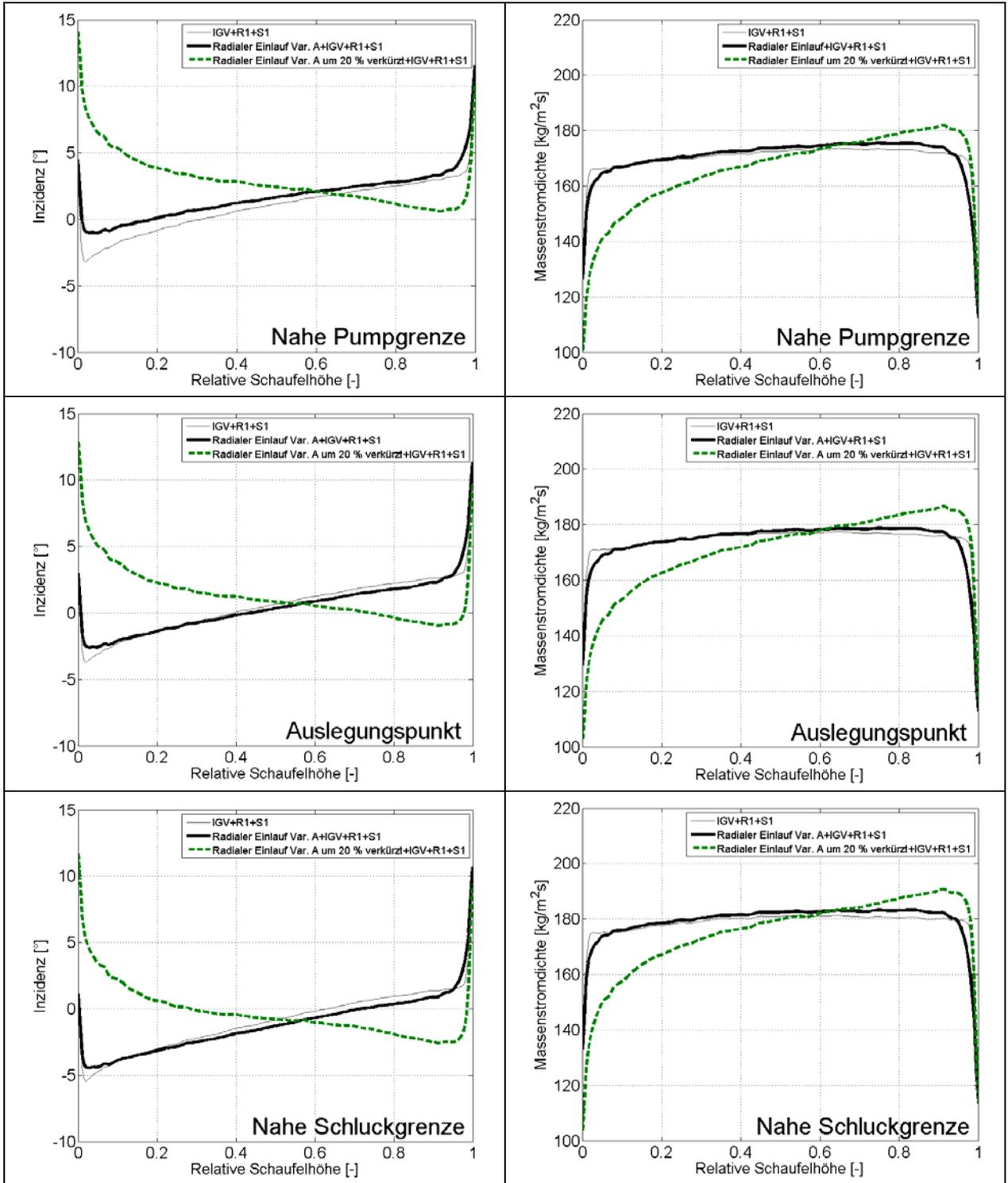


Abbildung 7-8 Inzidenz und Massenstromdichte am Rotoreintritt bei 3 verschiedenen Betriebspunkten – Einfluss der axialen Baulänge

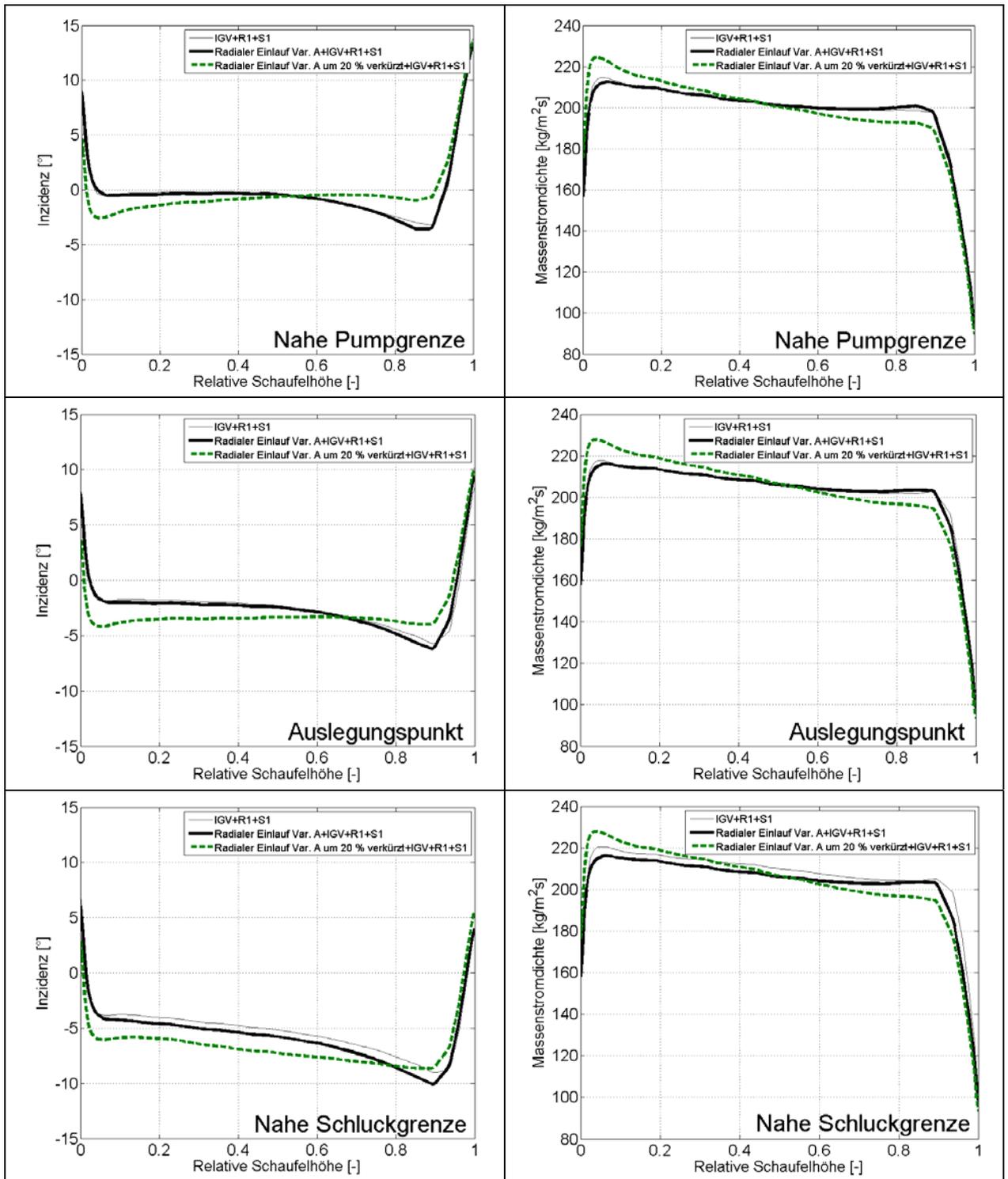


Abbildung 7-9 Inzidenz und Massenstromdichte am Statoreintritt bei 3 verschiedenen Betriebspunkten – Einfluss der axialen Baulänge

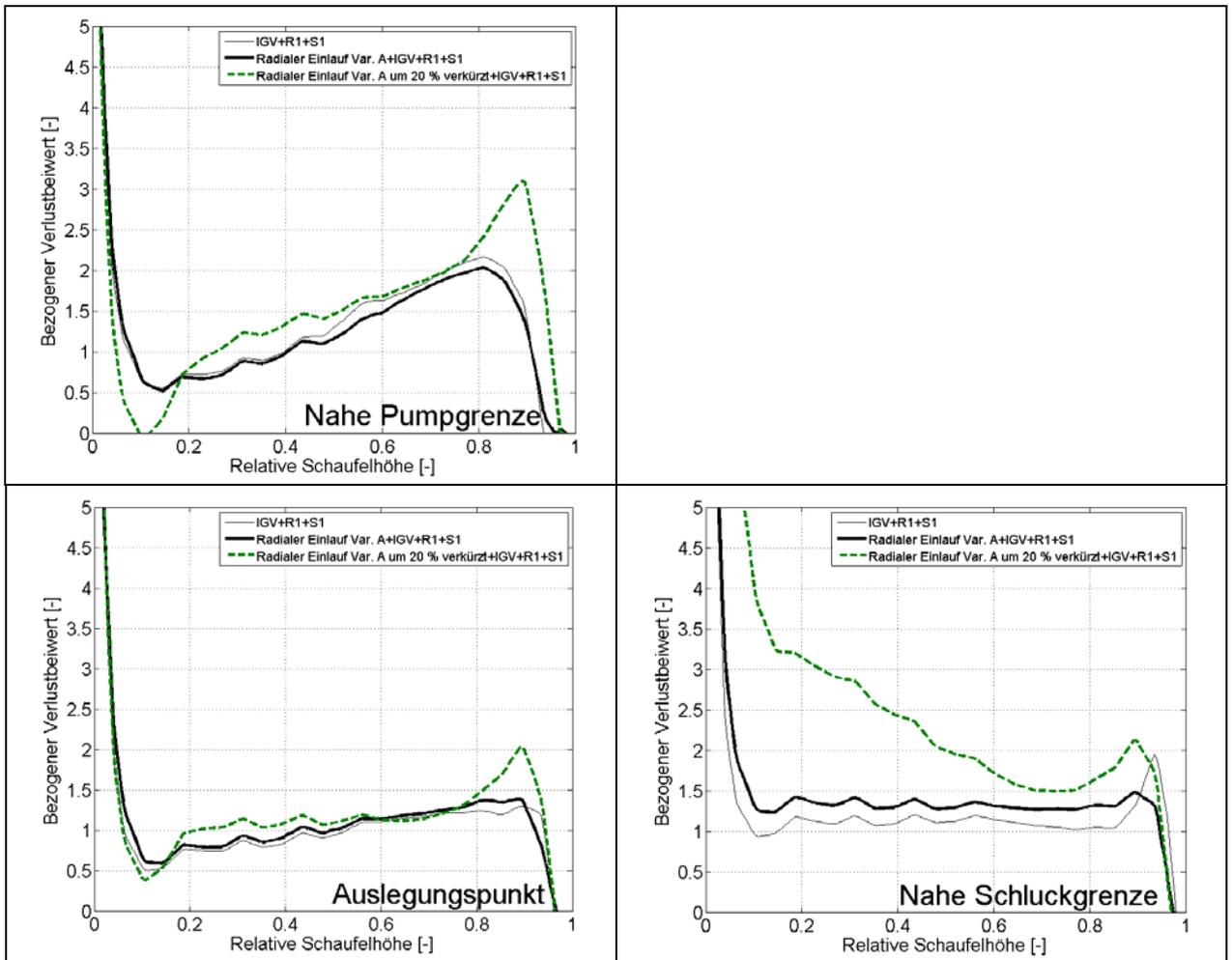


Abbildung 7-10 Statorverlustbeiwert bei unterschiedlichen Betriebspunkten – Abhängigkeit von axialer Baulänge

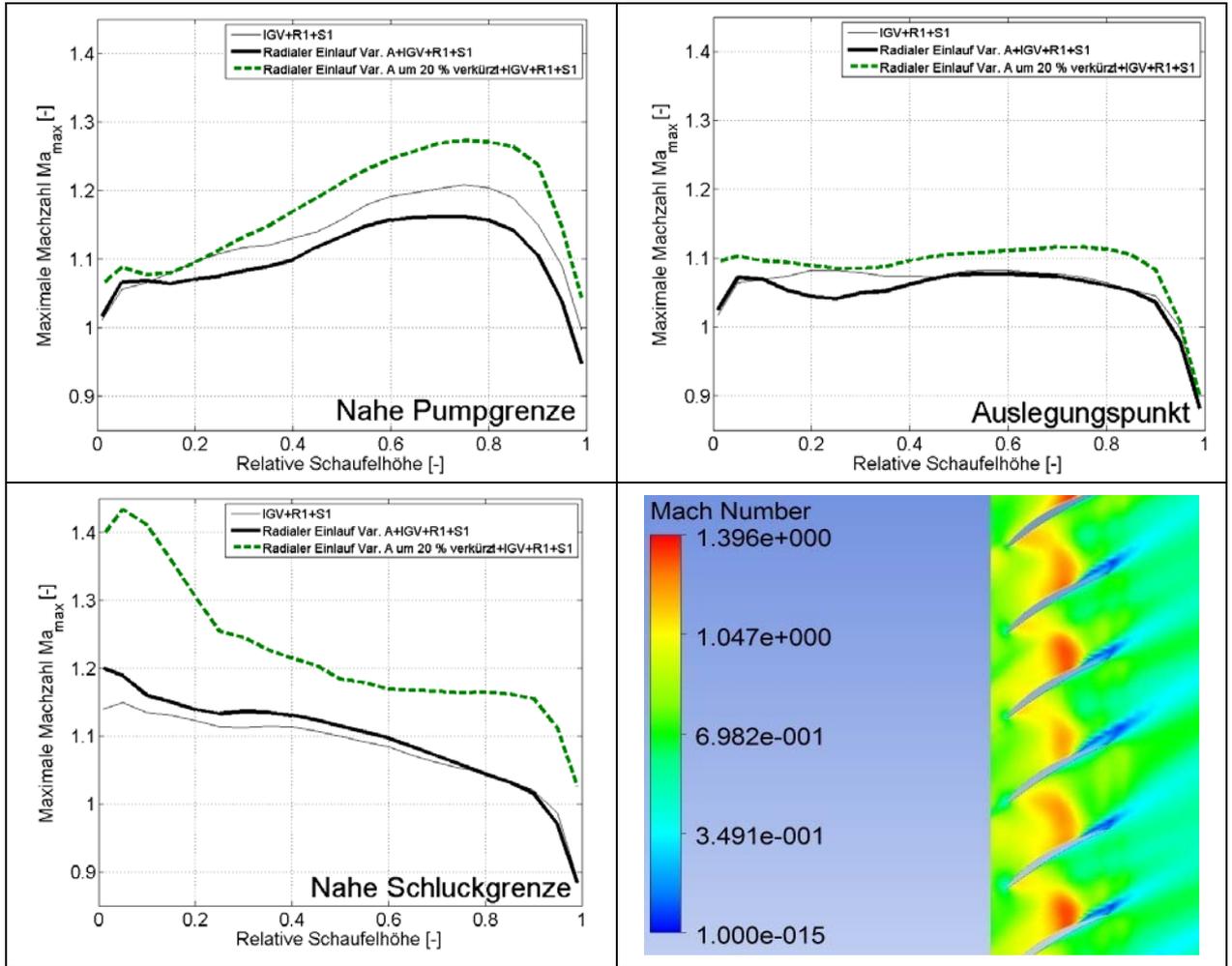


Abbildung 7-11 Maximale Machzahl im Stator bei unterschiedlichen Betriebspunkten – Abhängigkeit von axialer Baulänge (oben und unten, links), Grenzschichtablösung nach Verdichtungsstoß im Stator nahe Schluckgrenze (unten, rechts)

## 7.5 Einteilung der Verluste

Im Abschnitt Theoretische Grundlagen wurde bereits auf die unterschiedlichen Verlustentstehungsmechanismen und die Problematik der Zuordnung von Strömungsphänomenen und Verluste näher eingegangen. Im Hinblick auf eine weitere Optimierung der Stufe ist es sinnvoll, sich diesem Thema zu widmen, da die Kenntnis einer ungefähren Verlustverteilung sinnvolle Ansatzpunkte für eine Verringerung der Gesamtverluste aufzeigt. Im Folgenden wird eine Abschätzung durchgeführt, die für den Auslegungspunkt die Gesamtverluste am Rotor in Stoßverluste, Spaltverluste und sonstige Verluste unterteilt. Die Spaltverluste werden aus der Differenz der Gesamtentropieerhöhung über die Stufe ermittelt, die sich bei einer Rechnung mit und ohne Spalt ergeben haben. Alle sonstigen Randbedingungen, Modelle und die Netzauflösung bleiben gleich, so dass die Ursache der Verlustunterschiede auf die Spaltströmung zurückgeführt werden kann. Um die Stoßverluste zu ermitteln, wird eine Abschätzung vorgenommen, bei der die Strömung durch die Stoßfläche betrachtet wird. Abbildung 7-12 zeigt diese Fläche für den Auslegungspunkt. Es fällt auf, dass die Fläche nur einen Bruchteil des durchströmten Querschnitts ausmacht und demnach auch nur dieser Anteil von den Stoßverlusten betroffen ist. Diese Fläche wird nun durch Kreisbogensegmente in Teilflächen zerlegt, die jeweils in 10 % Schritten der Schaufelhöhe angeordnet sind. Für diese Flächenstücke wird dann die maximale Machzahl und dann mithilfe der Gleichung 4.5 die Entropieerhöhung über den Stoß ermittelt. Die Betrachtung der Stoßgleichung für einen geraden Verdichtungsstoß bietet, genauso wie die Berücksichtigung der maximalen Machzahl in den Flächenabschnitten, eine obere Grenze für die Abschätzung. Es treten auch Überschallzonen im Stator auf, die jedoch im Auslegungspunkt unterhalb von  $Ma = 1.1$  liegen und demnach nur durch einen sehr schwachen Verdichtungsstoß abgeschlossen werden. Die hierdurch zusätzlich auftretenden Verluste können bei der Überschlagsrechnung vernachlässigt werden. Um die berechneten Werte der spezifischen Enthalpieerhöhung vergleichen zu können, werden sie mit dem jeweiligen Massenstrom (Gesamtmassenstrom bzw. Teilmassenstrom durch Stoßfläche) multipliziert. Die Gesamtentropieerhöhung über die Stufe lässt sich durch Auswertung der Temperaturen und Drücke an Ein- und Austritt bestimmen (Gleichung 7.12). Als Differenz der beiden oben beschriebenen Verlustanteile und des Gesamtverlusts ergibt sich die Summe der sonstigen Verluste. In nachstehender Tabelle ist das Ergebnis dargestellt.

$$\Delta s_{12} = c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \quad (7.12)$$

	Gesamt über Stufe	Spaltströmung	Verdichtungsstoß	Sonstige Verluste
<b>Massenstrom*</b>	262	16 = 6 %	28 = 11 %	218 = 83 %
<b>Spezifische Entropieerhöhung [J/Ks]</b>				

Im Auslegungspunkt spielen Spaltströmungen und Verdichtungsstöße nur eine untergeordnete Rolle bezogen auf die Gesamtverluste. Fast 80 % der Gesamtverluste sind auf dissipative Effekte in Profil- und Seitenwandgrenzschichten bzw. den daraus entstehenden Sekundärströmungen zurückzuführen. Nur 20 % sind Spaltströmungen und Verdichtungsstößen zuzuordnen.

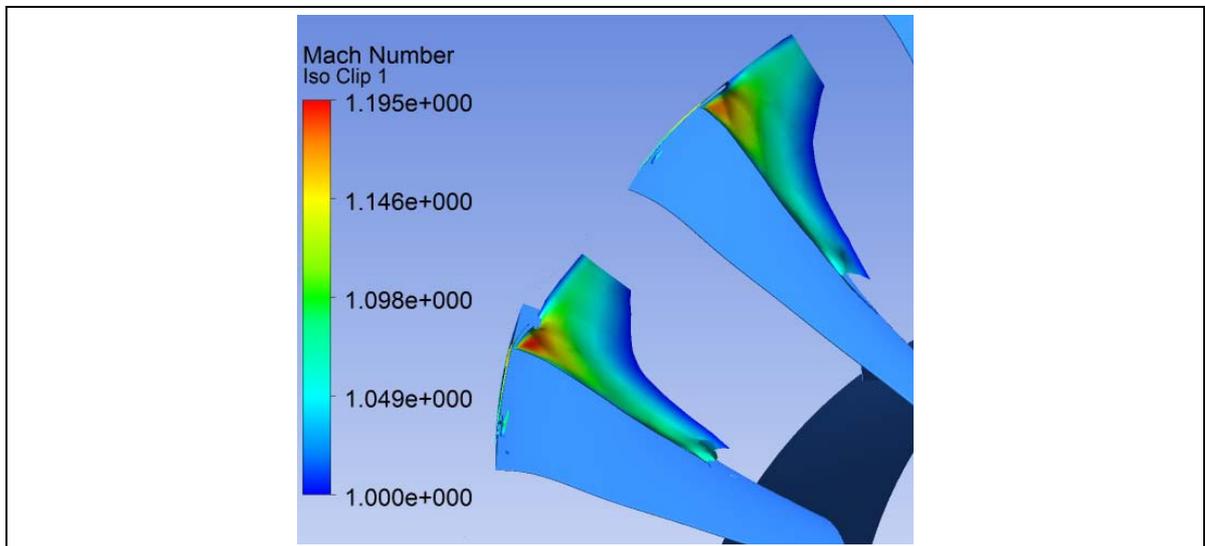


Abbildung 7-12 Lage des Verdichtungsstoßes im Auslegungspunkt

## 7.6 Einfluss der Einlaufgehäuseoptimierung

Da die Vorabberechnungen des radialen Einlaufgehäuses, Variante B, zu einem deutlich größeren Verlustbeiwert, zum anderen durch das Auftreten zweier großer Wirbel eine stark ungleichförmige Zuströmung vorhergesagt haben, wird von einer starken Beeinflussung der Stufenperformance im Vergleich zum optimierten Einlaufgehäuse ausgegangen. Um die Auswirkungen zu quantifizieren, wird eine zum vorangegangenen Kapitel analoge Vorgehensweise gewählt, indem zuerst auf Unterschiede in der Berechnung von globalen Stufenparametern wie Druckverhältnis und Wirkungsgrad eingegangen wird, bevor dann mit einer detaillierteren Betrachtung der Strömungsprofile die Ursachen der Unterschiede erforscht werden. Durch die instationären Strömungen im Einlaufgehäuse, Variante B, ist es nicht möglich gewesen, eine verlässliche stationäre Rechnung durchzuführen. Zum einen bleiben die Residuen auch nach vielen Iterationen vergleichsweise hoch, zum anderen stellt sich kein stationärer Wert für Stufendruckverhältnis und Wirkungsgrad ein. Vielmehr schwanken diese Werte in einem relativ weiten Bereich von etwa 3 - 5 % des Absolutwerts. Aus diesem Grund mussten für diese Einlaufgehäusevariante alle Berechnungen instationär durchgeführt werden und durch den damit einhergehenden hohen zeitlichen Aufwand wurden anstatt 5 (wie bei den anderen Einlaufgehäusevarianten) nur 3 Betriebspunkte berechnet, die aber den gesamten stabilen Arbeitsbereich der Stufe abdecken. Wie im Abschnitt zur Erprobung des Rechenverfahrens bereits erwähnt, wurden für das aerodynamisch optimierte Einlaufgehäuse stationäre und instationäre Rechnungen durchgeführt, und es wurde festgestellt, dass die berechneten Druckverhältnisse und Wirkungsgrade im Auslegungspunkt quasi übereinstimmen. Es wurde jedoch auch erkannt, dass in Richtung Pumpgrenze die Unterschiede deutlich größer werden, insofern ist der Vergleich von verschiedenen Einlaufgehäusen, die einmal instationär und einmal stationär berechnet wurden, mit einer gewissen Ungewissheit verbunden. Abbildung 7-13 zeigt die berechnete Kennlinie für das radiale Einlaufgehäuse, Variante B, im Vergleich mit den Berechnungen ohne und mit optimiertem Einlaufgehäuse. Für den Auslegungspunkt ist deutlich zu erkennen, dass sowohl Druckverhältnis als auch Wirkungsgrad der Transsonikstufe durch das radiale Einlaufgehäuse, Variante B, abnehmen. Die Verringerung des Druckverhältnisses um etwa 1 % und des Wirkungsgrades um sogar 2 % bedeuten eine deutliche Verschlechterung des Betriebs des Kompressors. Noch deutlicher sind die Unterschiede bei höheren Massenströmen. Hier kommt es zu einer drastischen Abnahme von Druckverhältnis und Wirkungsgrad um fast 5 Prozentpunkte. Dagegen kommt es im Bereich der Pumpgrenze nur zu einer geringen Verschlechterung der Effizienzparameter. Es stellt sich nun die Frage, wo diese zusätzlichen Verluste auftreten und wodurch sie hervorgerufen werden. Zur Beantwortung dieser Frage wurde ermittelt, wie sich die Gesamtverluste der Stufe auf Vorleitreihe, Rotorreihe und Statorreihe verteilen, und es konnte festgestellt werden, dass die zusätzlichen Verluste im Auslegungspunkt fast ausschließlich in der Vorleitreihe entstehen. Der Verlauf des bezogenen Verlustbeiwerts (auf den gemittelten Wert bei Variante A) über die Schaufelhöhe ist in Abbildung 7-14 dargestellt.

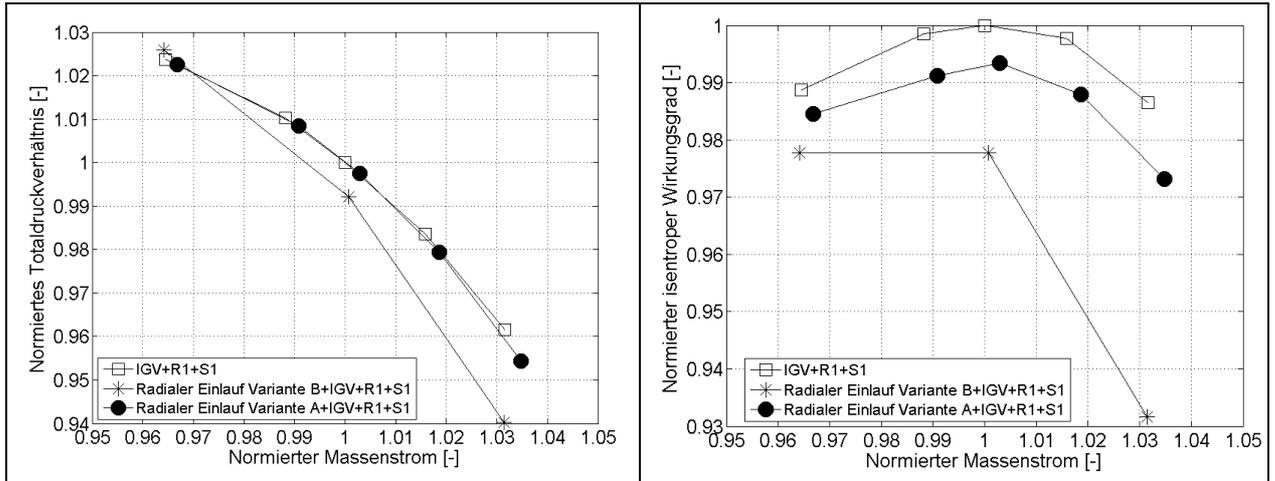


Abbildung 7-13 Kennlinien für Druckverhältnis und Wirkungsgrad bei unterschiedlicher Einlaufgehäusegestaltung (oben)

Es fällt auf, dass die zusätzlichen Verluste etwa gleichmäßig in radialer Richtung auftreten. Abbildung 7-14 zeigt auch die Zuströmbedingungen der Vorleitreihe am Mittenschnitt, in Gehäusenähe sowie in Nabennähe für den Auslegungspunkt. Auffällig sind hier, wie schon bei der separaten Betrachtung der Einlaufgehäuseströmung, die beiden Wirbel, die über etwa einem Drittel der Zuströmfläche für sehr ungünstige Strömungsverhältnisse vor allem im Bereich der Nabe sorgen. Abhängig vom Betriebspunkt treten sie in verschiedener Stärke und an veränderlicher radialer Position auf. Da die Schaufelblätter der Vorleitreihe nur schwach verwunden sind, wurde repräsentativ für die Gesamtschaukel eine 2D-Berechnung der Profilmströmung am Mittenschnitt durchgeführt und so der zulässige Arbeitsbereich des Gitters ermittelt. Unter zulässigem Arbeitsbereich des Gitters ist hier der Zuströmwinkelbereich gemeint, für den die Profilverluste den doppelten Wert der Verluste bei optimalem Zuströmwinkel nicht überschreiten. Durch die Wirbel entstehen lokal Zuströmwinkel, die außerhalb des zulässigen Arbeitsbereichs liegen, und es kommt als Folge an den betroffenen Schaufelblättern zu einer Ablösung sowohl am Blatt als auch an der Nabe. Dadurch ist auch die Abströmung in den von den Wirbeln erfassten Bereichen hinter der Vorleitreihe deutlich verändert (Abbildung 7-15, unten). Dass die zusätzlichen Verluste in der Vorleitreihe vor allem durch die Wirbel verursacht werden, lässt sich auch an der deutlicheren Ausprägung der Nachlaufdellen hinter der Vorleitreihe erkennen wie Abbildung 7-15, unten, ebenfalls eindrucksvoll zeigt. Außerdem ist bemerkenswert, dass die Ungleichförmigkeiten aus Umlenkung, Nachlauf, usw. wesentlich stärker sind, als die Ungleichförmigkeiten, die direkt durch das Einlaufgehäuse verursacht werden. Für den umlaufenden Rotor sind die starken Winkelvariationen von etwa  $15^\circ$  nur deshalb unproblematisch, weil sie nur lokal und für einen kurzen Moment auftreten. Es bleibt zu untersuchen, ob die Rotorcharakteristik genau so wäre, wenn über den kompletten Umfang ein konstanter mittlerer Fehlanströmwinkel vorherrschen würde. Abbildung 9-5 im Anhang zeigt am Beispiel der Radialgeschwindigkeit und der spezifischen Entropieerhöhung als Maß für die Verluste im Bereich der Wirbelstruktur hinter der Vorleitreihe die zeitliche Variation der Strömungsgrößen. Die dargestellten maximalen Abweichungen vom über 3 Rotorumdrehungen gebildeten Mittelwert sind sehr gering, d. h. der Wirbel verändert seine räumliche Lage nur wenig.

In den Abbildungen 9-2 bis 9-4 im Anhang werden die umfangsgemittelten Zuströmbedingungen für Rotor und Stator bei Verwendung des radialen Einlaufgehäuses, Variante B, mit denen bei Verwendung des aerodynamisch optimierten Einlaufgehäuses verglichen. Auch wenn sich nur marginale Unterschiede zeigen, offenbart eine genauere Betrachtung der Zuströmbedingungen in Umfangsrichtung, dass die durch die Wirbel hervorgerufenen Ungleichförmigkeiten am Rotoreintritt noch nicht vollständig ausgeglichen sind. Im Hinblick auf Instabilitäten könnten diese Unterschiede im Strömungsprofil einen entscheidenden Einfluss haben, und es ist möglich, dass neben der Reduzierung des Stufenwirkungsgrades auch eine Einschränkung des stabilen Betriebsbereichs entsteht. Die Abbildungen 9-6 und 9-7 im Anhang zeigen den Verlauf der Stromlinien und der Wirbelstrukturen (grau eingefärbt) im Nabenbereich, die aus der kombinierte Berechnung der Transsonikstufe mit Einlaufgehäuse, Variante A bzw. B, an 6 verschiedene Zeitschritten ausgewertet wurden. Die Farben der Stromlinien kennzeichnen die turbulente kinetische Energie. Es ist zum einen erkennbar, dass die Lage der Wirbel aus dem Einlaufgehäuse, Variante B, stabil ist, zum anderen, dass die turbulente kinetische Energie am IGV-Eintritt nur lokal im Bereich der Wirbel erhöht ist und dann hinter der Transsonikstufe über einen weiten Bereich verteilt wird. In den Berechnungen des Einlaufgehäuses, Variante A, zeigen sich dagegen die Wirbel und die erhöhte Turbulenz nur sehr schwach.

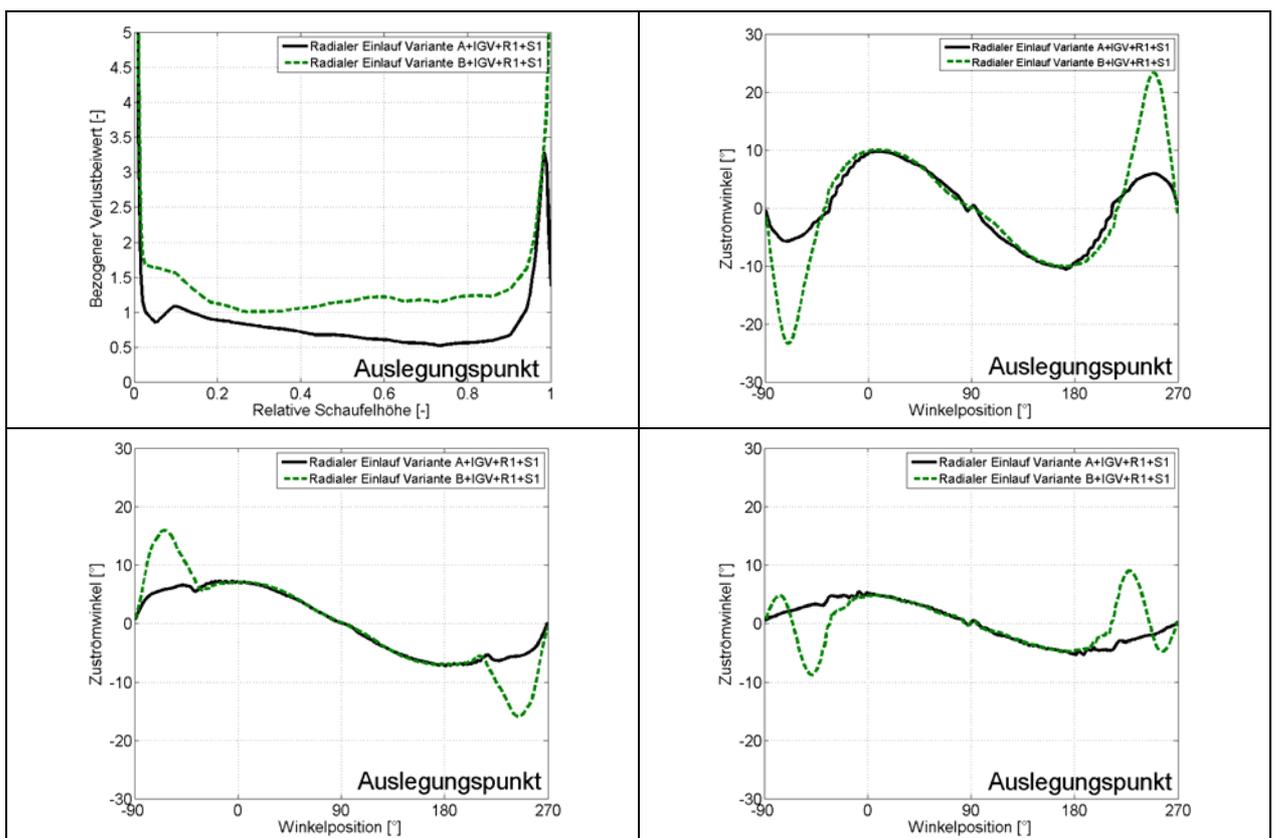


Abbildung 7-14 Verlustbeiwert der Vorleitreihe – Einfluss der Einlaufgehäusegestaltung (oben links),  
 Zuströmwinkel Vorleitreihe – Radiale Position: Span = 0.1 (oben rechts),  
 Zuströmwinkel Vorleitreihe – Radiale Position: Span = 0.5 (unten links),  
 Zuströmwinkel Vorleitreihe – Radiale Position: Span = 0.9 (unten rechts)

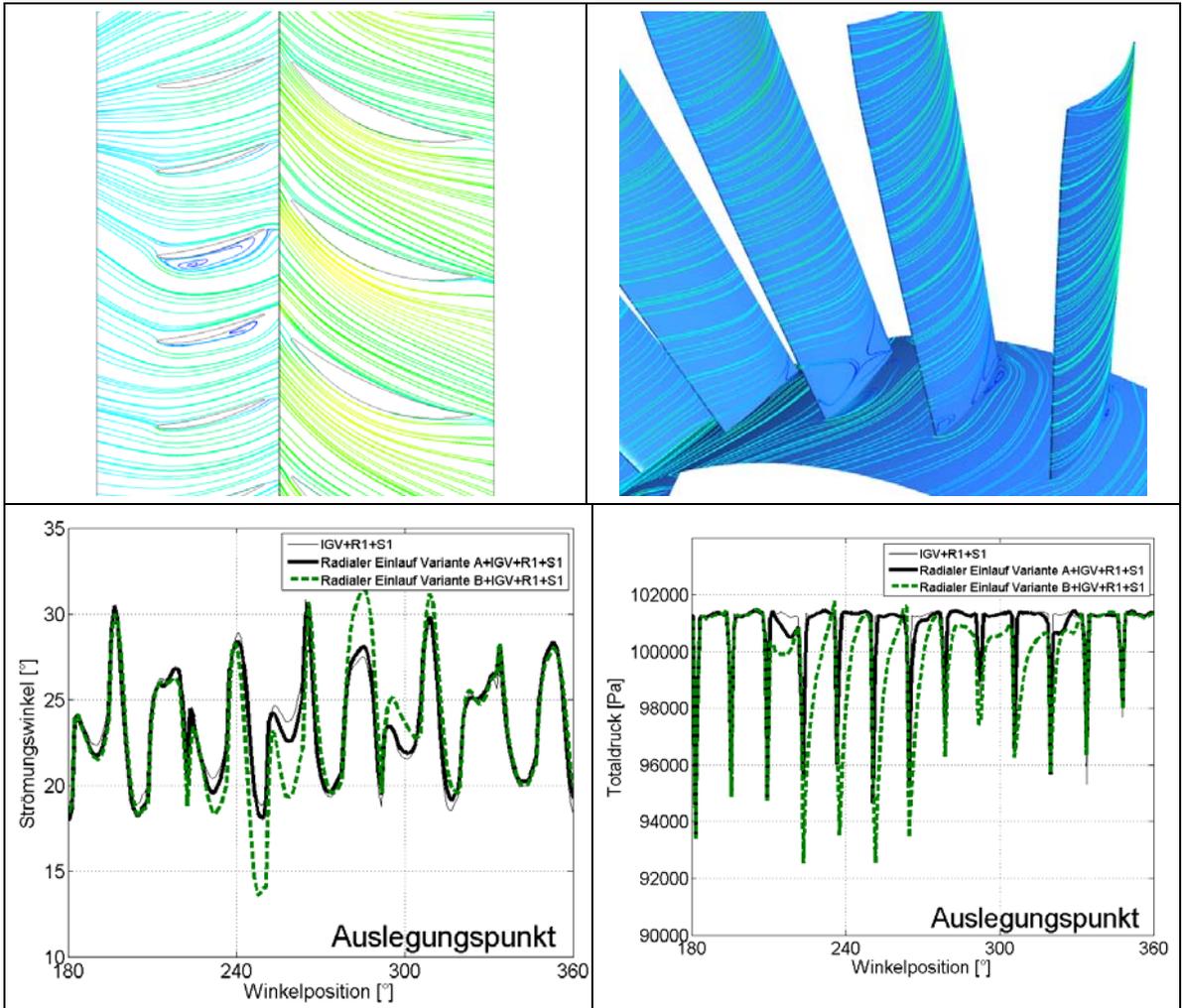


Abbildung 7-15 Lokale Ablösung in der IG V-Beschaufelung (oben), Strömungswinkel am IG V-Austritt bei unterschiedlichen Einlaufgehäusevarianten (unten, links), Totaldruck am IG V-Austritt bei unterschiedlichen Einlaufgehäusevarianten (unten, rechts)

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Mit Hilfe numerischer Strömungssimulationen konnte der Einfluss der Einlaufgehäusegestaltung auf die Strömungen in einer Transsonikstufe aufgezeigt werden. Eine nach aerodynamischen Gesichtspunkten optimierte Gehäusegeometrie führt zu Anströmprofilen in der stromabwärts liegenden Vorleitreihe, die von dieser so weit ausgeglichen werden, dass keine nennenswerten negativen Auswirkungen auf die Stufencharakteristik zu erwarten sind. Durch die Umlenkung von radialer in axiale Richtung sowie durch die Formgebung des Einlaufgehäuses entstehen jedoch in jedem Fall ungleichförmige Strömungsprofile, die bei der Auslegung der Vorleitreihe mitberücksichtigt werden müssen.

Die axiale Baulänge der Gehäusegeometrie bestimmt nicht nur den Platzbedarf der Maschine, sondern auch das Strömungsprofil am Eintritt in die Vorleitreihe und damit auch deren Eignung, die Strömung so umzulenken, dass der Rotor günstig angeströmt wird. Eine Verkürzung der axialen Baulänge ist nur in engen Grenzen möglich wenn nicht auch die Vorleitreihe an die geänderten Zuströmverhältnisse angepasst wird. So konnte festgestellt werden, dass eine starke Verkürzung des Einlaufgehäuses hohe Wirkungsgradverluste und eine Reduktion des Druckverhältnisses zur Folge hat. Die Transsonikstufe reagiert wegen der hohen Machzahlen deutlich sensibler auf ein verändertes Einlaufströmungsprofil, und es entstehen Strömungen in Vorleitreihe, Rotor und Stator, die nicht nur stark verlustbehaftet sind, sondern auch den stabilen Arbeitsbereich der Stufe einschränken. Es kommt insbesondere zu einem früheren Eintritt der Schluckgrenze.

Die Untersuchungen haben auch bestätigt, dass die Vergleichmäßigung und gewünschte Umlenkung der Strömung über die Vorleitreihe innerhalb eines sehr großen Zuströmwinkelbereichs möglich ist. Alle Simulationsergebnisse sprechen dafür, dass in dem untersuchten Fall eines von radial auf axial umlenkenden Einlaufgehäuses auch bei einer Verkürzung nicht mit Strömungswinkeln zu rechnen ist, die außerhalb des zulässigen Bereichs liegen. Als größte Herausforderung für eine weitere Verkürzung des Einlaufgehäuses bleibt die radial stark veränderliche Druck- und Massenstromverteilung so durch die Vorleitreihe auszugleichen, dass am Rotoreintritt günstige Zuströmbedingungen vorliegen. Dies bedeutet aber ebenfalls, dass eine bei der Auslegung berücksichtigte Ungleichförmigkeit am Eintritt in die Vorleitreihe vorliegen muss, da die Vorleitreihe ansonsten ihrerseits für ein ungleichförmiges Strömungsprofil am Rotoreintritt sorgen würde.

Es konnte im Rahmen dieser Arbeit dargestellt werden, dass die Gestaltung des Einlaufgehäuses einen außerordentlich großen Einfluss auf Druckverhältnis und Wirkungsgrad der Transsonikstufe hat. So bilden sich bei ungünstiger Gestaltung Wirbel, die zum einen im Einlaufgehäuse selbst und zum anderen in Vorleitreihe, Rotor und Stator der ersten Stufe hohe Verluste hervorrufen können. Darüber hinaus ergaben die Untersuchungen, dass die Wirbel hinter der ersten Stufe,

wenn auch abgeschwächt, nach wie vor vorhanden sind und die Zuströmung eventuell folgender Strömungen negativ beeinflussen.

Eine starke Rückwirkung der Strömungen in der Transsonikstufe auf die Strömungen im Einlaufgehäuse konnte nicht nachgewiesen werden. Insofern liegt die Vermutung nahe, dass es ausreichend ist, mit aus einer separaten Einlaufgehäuserrechnung ermittelten Randbedingungen am Eintritt in die Vorleitreihe zu rechnen und so die Simulation des Einlaufgehäuses von der Simulation der Transsonikstufe zu entkoppeln.

Für den Entwickler stellt sich die Frage, in wie weit der Entwurf eines Einlaufgehäuses den Verdichterbetrieb beeinträchtigt bzw. welche Ungleichförmigkeiten toleriert werden können. Die in der Flugzeugindustrie weit verbreiteten Grenzwerte für Kennzahlen wie das DC60-Kriterium lassen sich nicht ohne weiteres auf die Gegebenheiten am Eintritt in den Verdichter einer stationären Gasturbine übertragen. Hier haben die Simulationen gezeigt, dass negative Auswirkungen bereits bei DC60-Werten beobachtet werden, die deutlich unter den üblichen Grenzwerten liegen. Am Beispiel des radialen Einlaufgehäuses, Variante B, konnte gezeigt werden, dass genau dort hohe Verluste entstehen, wo die Zuströmbedingungen außerhalb des Arbeitsbereichs des Vorleitriihen-Profils liegen. Dieser Arbeitsbereich wurde mit einer 2D-Betrachtung und der Berechnung der Verlustbeiwerte für verschiedene Anströmwinkel ermittelt. Um die Frage nach dem zulässigen Strömungsprofil zu beantworten, müssen die Strömungswinkel an der Stelle, an der sich die Vorderkante der Vorleitreihe befindet, mit dem zulässigen Zuströmungswinkelbereich der Vorleitreihe verglichen werden. Es bleibt fraglich, ob diese Aussage auch bei einer Stufe ohne Vorleitreihe oder mit stark verwundenen Profilen gültig bleibt.

Hinsichtlich der Genauigkeit von CFD-Simulationen einer Transsonikstufe bleiben zwei große Herausforderungen. Zum einen ist es notwendig, die Werkzeuge zur Netz-Adaption so weiterzuentwickeln, dass eine Auflösung eines räumlich gekrümmten Verdichtungsstoßes auch in einer dreidimensionalen Strömungssimulation möglich wird. Erst hierdurch können so wichtige Phänomene wie die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung besser abgebildet und ein tieferes Verständnis gewonnen werden. Desweiteren müssen Modelle entwickelt werden, die instabile Betriebszustände wie das Pumpen zuverlässiger vorhersagen können. Erst dann wird es möglich sein, einen weiteren Kennlinienbereich des Verdichters mit Hilfe der numerischen Strömungsmechanik zu berechnen und somit den Einfluss der Gehäusegestaltung auf die Pumpgrenze zu quantifizieren.

Zukünftige Forschungsarbeiten sollten sich auch intensiver mit der Frage beschäftigen, wie lange eine Störung andauern muss, bis es zu negativen Auswirkungen auf die Verdichterstufe kommt.

## 9 Anhang

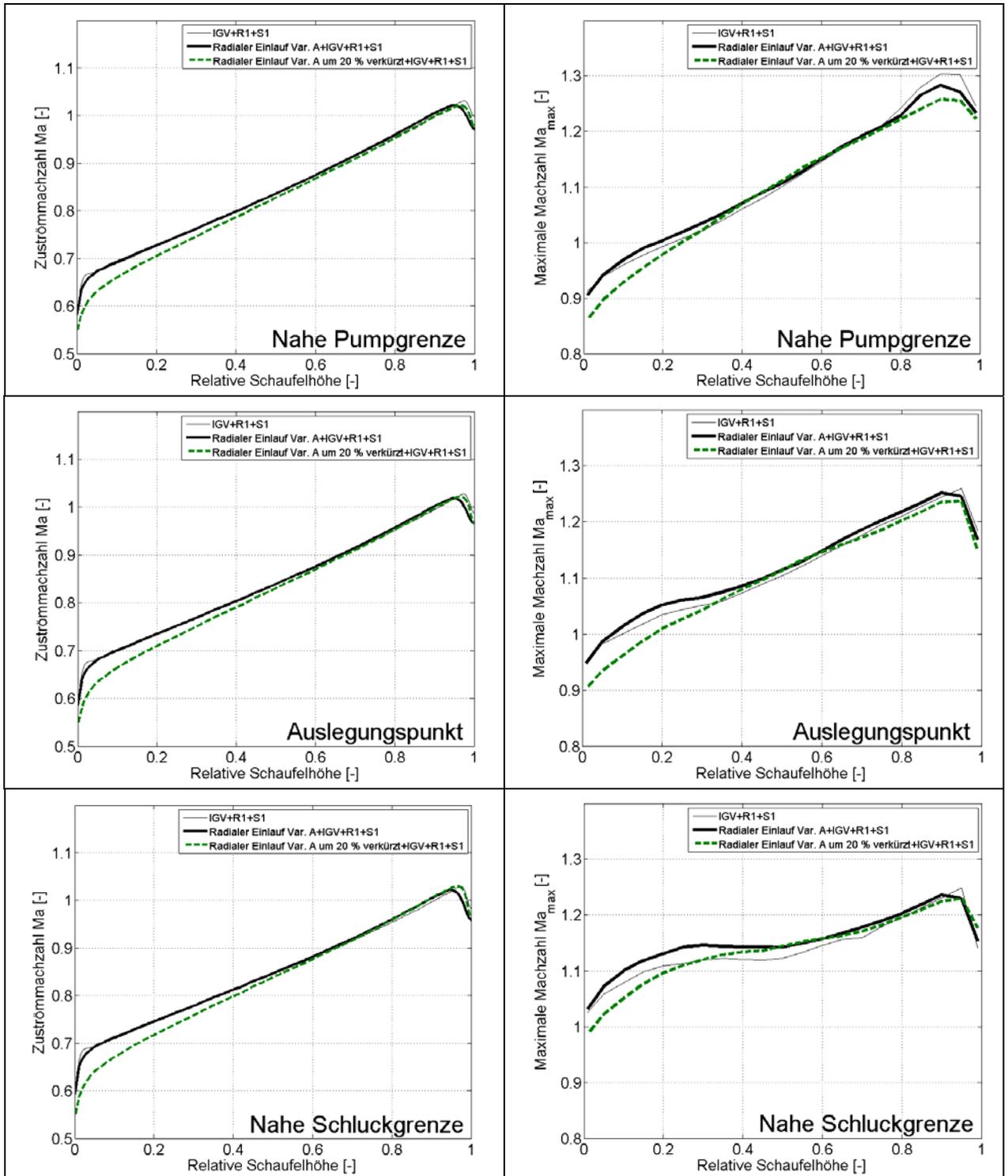


Abbildung 9-1 Zuströmmachzahl und maximale Machzahl in der Rotorpassage – Einfluss der axialen Baulänge

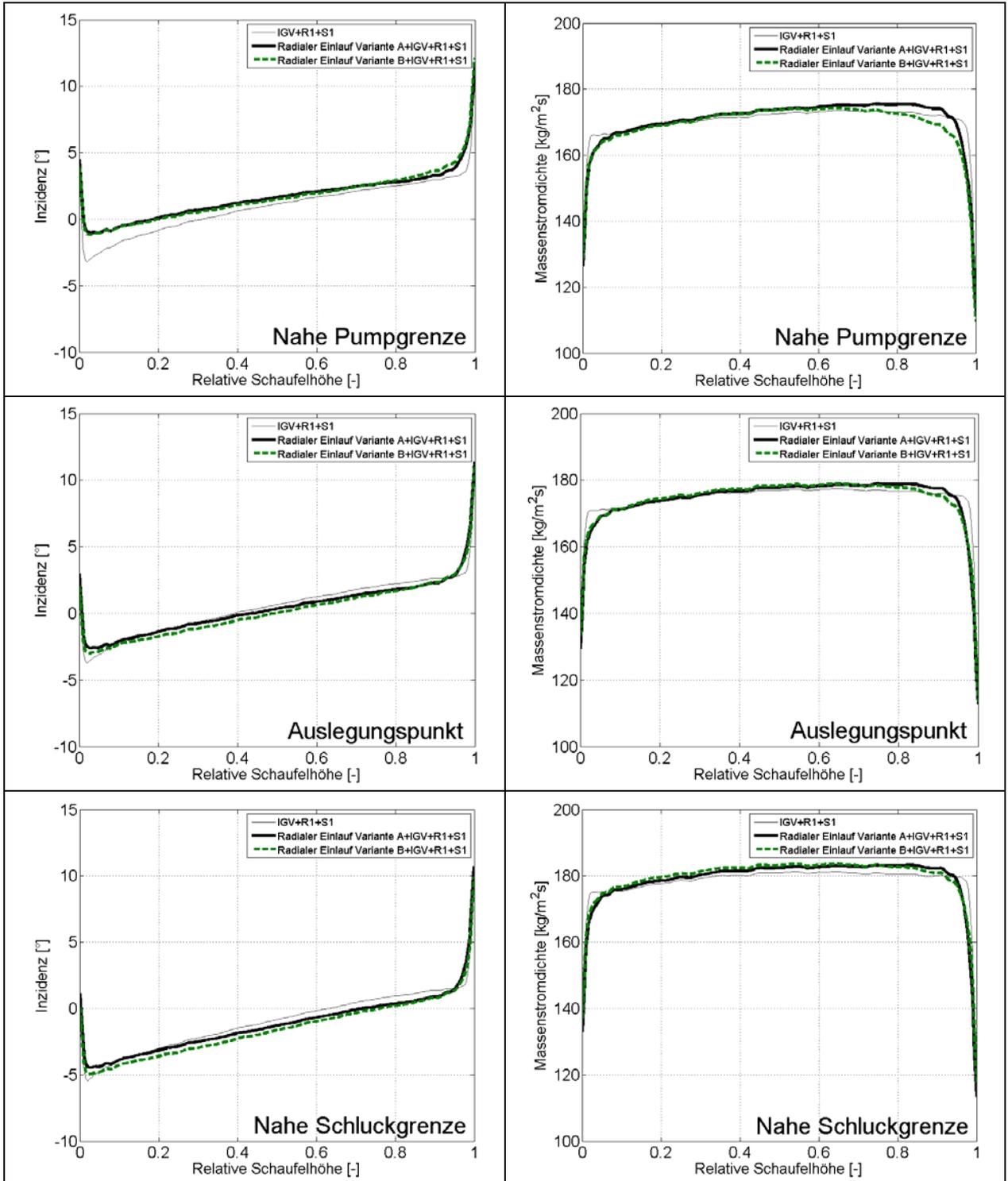


Abbildung 9-2 Inzidenz und Massenstromdichte am Rotoreintritt bei 3 verschiedenen Betriebspunkten – Einfluss der Einlaufgehäusegestaltung

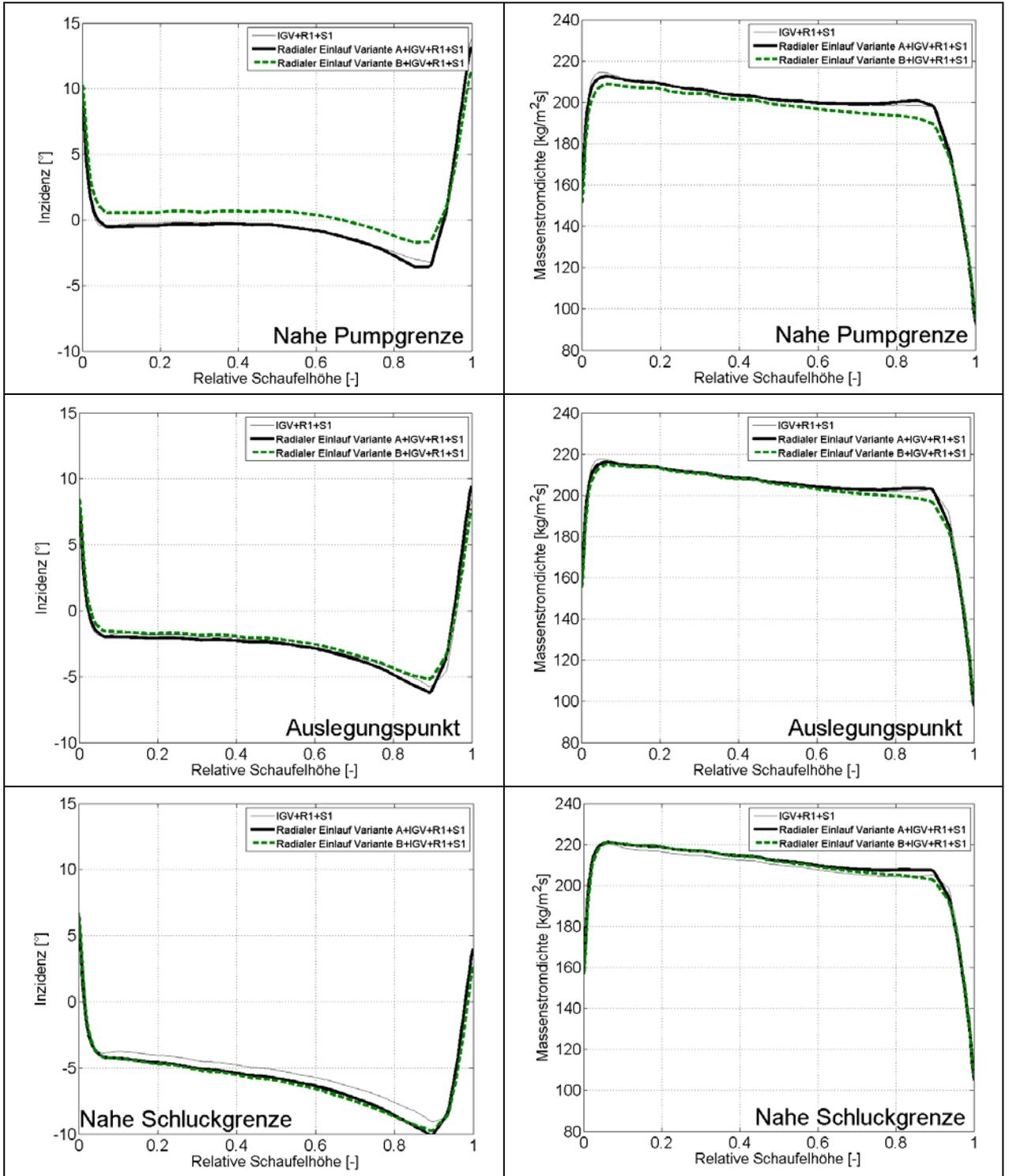


Abbildung 9-3 Inzidenz und Massenstromdichte am Statoreintritt bei 3 verschiedenen Betriebspunkten – Einfluss der Einlaufgehäusegestaltung

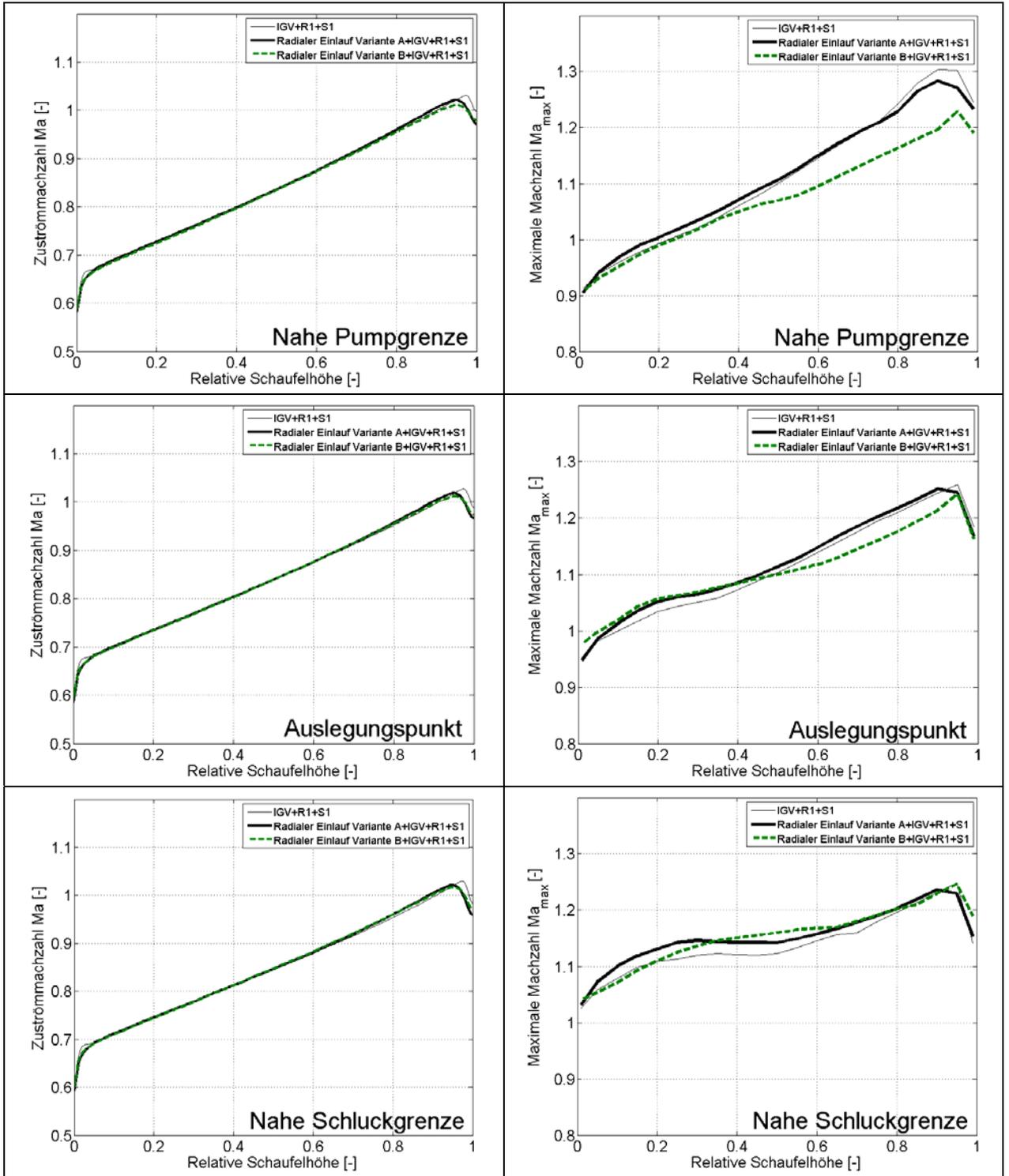


Abbildung 9-4 Zuströmmachzahl in der Rotorpassage (links) und maximale Machzahl in der Rotorpassage (rechts)– Einfluss der Einlaufgehäusegestaltung

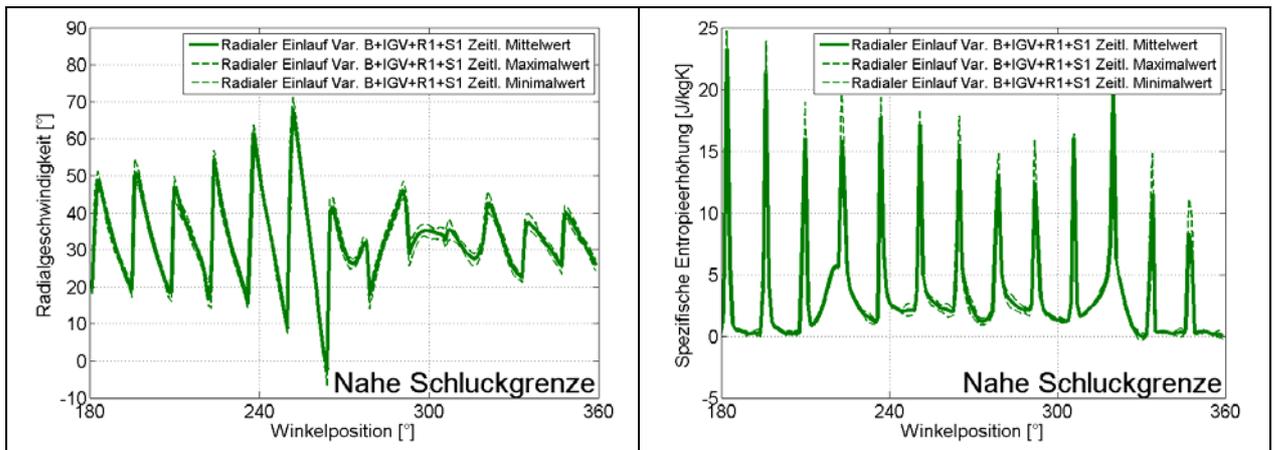


Abbildung 9-5 Variation der Radialgeschwindigkeit mit der Zeit am IGV-Austritt - Span = 0.15 (unten, links), Variation der spez. Entropieerhöhung mit der Zeit am IGV-Austritt - Span = 0.15 (unten, rechts)

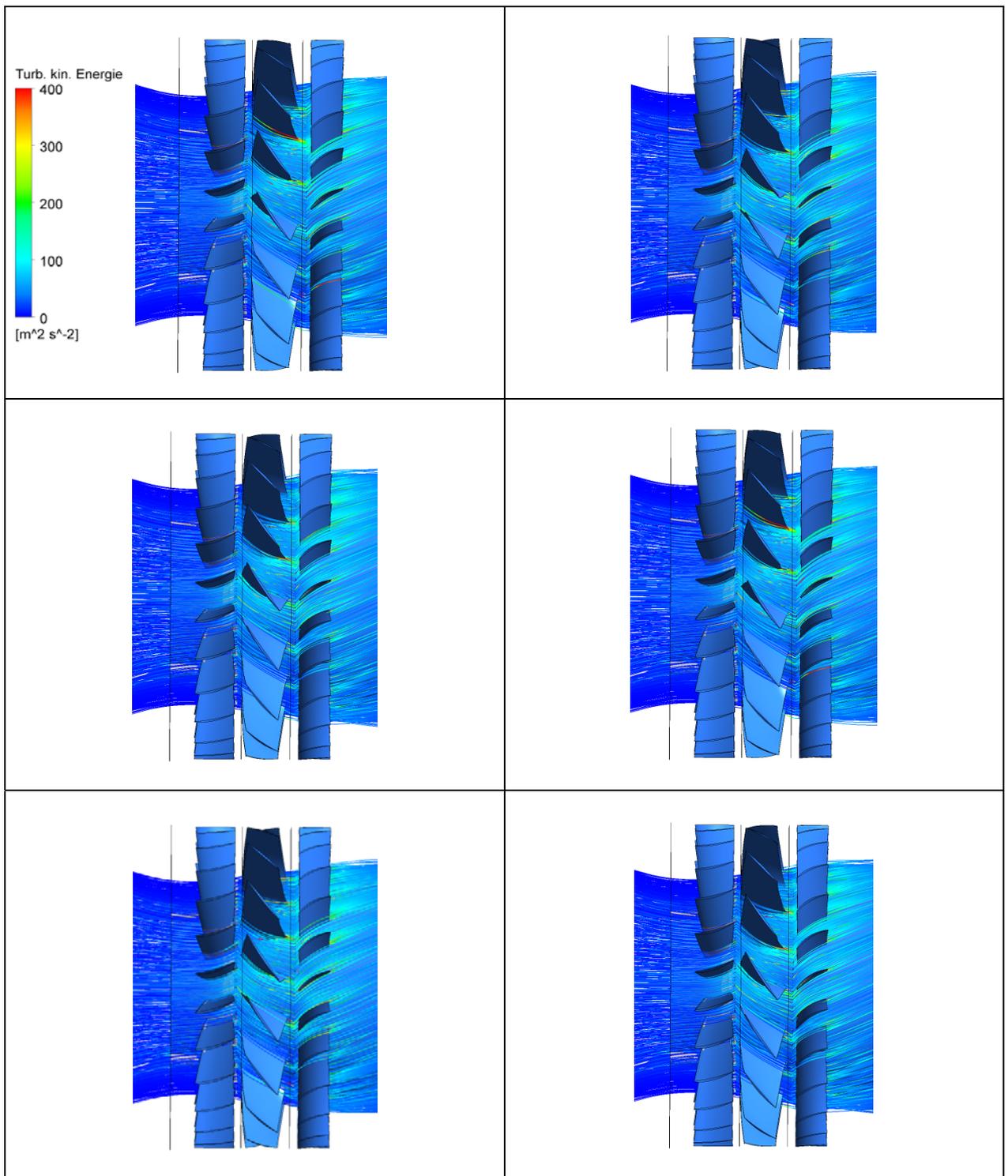


Abbildung 9-6 *Stromlinien im Nabenbereich mit Wirbelstrukturen (grau dargestellt durch Q-Isofläche), Berechnung des radialen Einlaufgehäuses, Variante A, mit Transsonikstufe zu verschiedenen Zeitschritten (jeweils nach 60° Rotordrehung)*

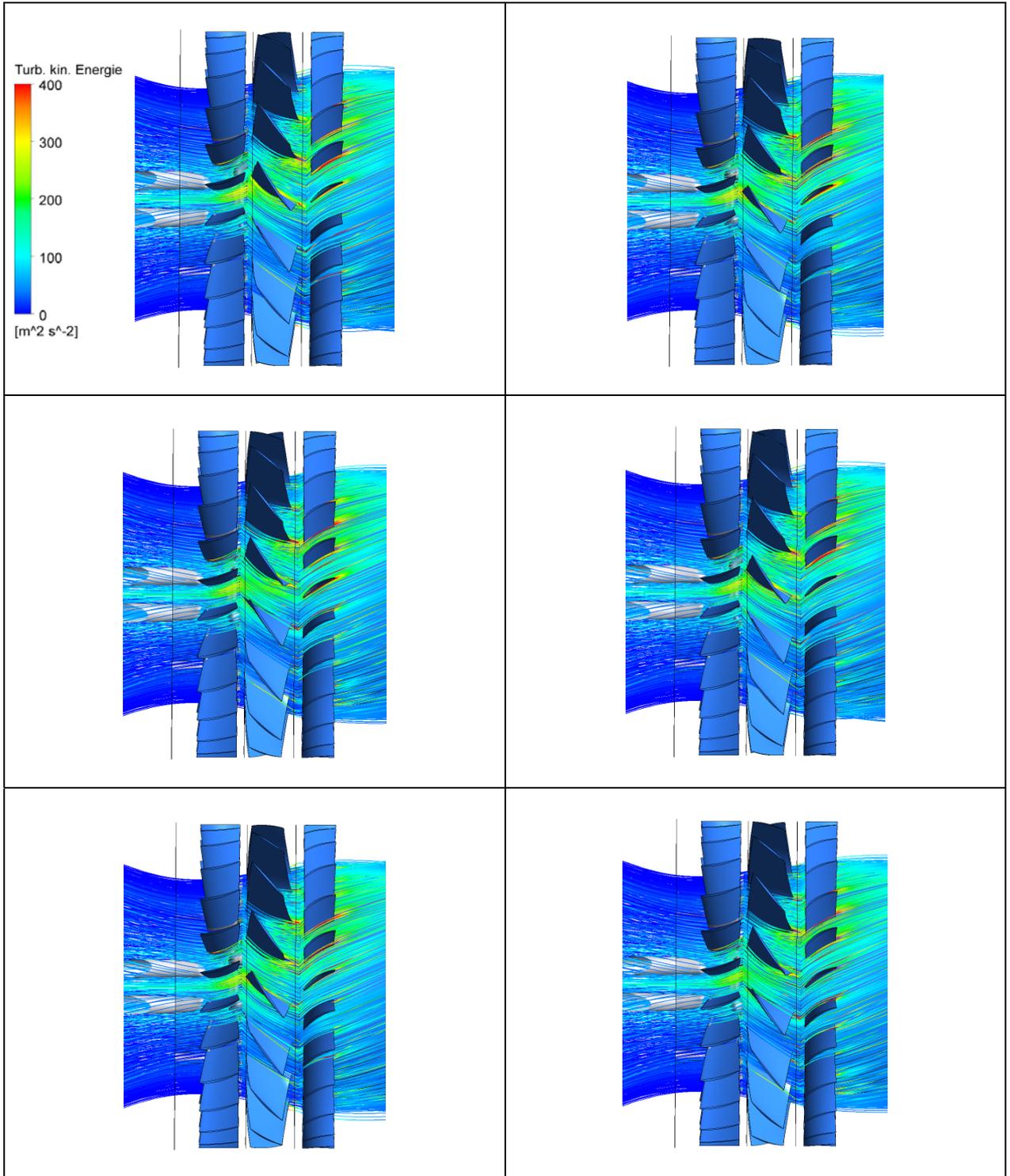


Abbildung 9-7 *Stromlinien im Nabenbereich mit Wirbelstrukturen (grau dargestellt durch Q-Isfläche), Berechnung des radialen Einlaufgehäuses, Variante B, mit Transsonikstufe zu verschiedenen Zeitschritten (jeweils nach 60° Rotordrehung)*

## 10 Formelzeichen

a	Schallgeschwindigkeit	m/s
A	Fläche	m <sup>2</sup>
c	Absolutgeschwindigkeit	m/s
c <sub>p</sub>	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	J/kgK = m/s <sup>2</sup> K
c <sub>τ</sub>	Schubspannungsgeschwindigkeit	m/s
C	Integrationskonstanten	-
C <sub>b1</sub> , C <sub>b2</sub> , C <sub>w1</sub>	Turbulenzmodellkonstanten	-
D	Diffusionszahl	-
DC60	Index einer Totaldruckungleichförmigkeit in Umfangsrichtung	-
f <sub>w</sub> , f <sub>v1</sub> , f <sub>v2</sub>	Dämpfungsfunktionen im Turbulenzmodell	-
h	Spezifische Enthalpie	m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>
i	Inzidenz-Winkel	rad
k	Turbulente kinetische Energie	m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>
$\dot{m}$	Massenstrom	kg/s
Ma	Machzahl	-
n	Drehzahl	s <sup>-1</sup>
p	Statischer Druck	Pa = kg/ms <sup>2</sup>
P <sub>k</sub>	Produktionsterm	kg/ms <sup>3</sup>
q	Dynamischer Druck	Pa = kg/ms <sup>2</sup>
R	Gaskonstante	J/kgK = m/s <sup>2</sup> K
R <sub>k</sub>	Krümmungsradius	m
Re	Reynoldszahl	-
s	Spezifische Entropie	J/kgK = m/s <sup>2</sup> K
S <sub>ij</sub>	Verzerrungsgeschwindigkeitstensor	1/s
S <sub>d</sub>	Stromdichte	-
t	Zeit	s
T	Temperatur	K
u	Umfangsgeschwindigkeit	m/s
w	Relativgeschwindigkeit	m/s
y	Wandabstand	m
y <sup>+</sup>	Dimensionsloser Wandabstand	-
α <sub>1</sub> , α <sub>2</sub>	Turbulenzmodellkoeffizienten	-
β	Stoßwinkel	rad

$\beta_1, \beta_2, \beta^*$	Turbulenzmodellkoeffizienten	-
$\delta$	Grenzschichtdicke	m
$\delta$	Deviation-Winkel	rad
$\delta_{ij}$	Kronecker-Delta	-
$\Delta P_c/P$	Index einer Totaldruckungleichförmigkeit in Umfangsrichtung	-
$\Delta P_r/P$	Index einer Totaldruckungleichförmigkeit in radialer Richtung	-
$\eta_P$	Polytroper Wirkungsgrad	-
$\eta_{TT}$	Isentroper total-to-total Wirkungsgrad	-
$\kappa$	Isentropenkoeffizient	-
$\kappa$	Kármánkonstante	-
$\mu$	Dynamische Viskosität	Pas = kg/ms
$\mu_t$	Wirbelviskosität	Pas = kg/ms
$\nu$	Kinematische Viskosität	m <sup>2</sup> /s
$\theta$	Winkel	rad
$\theta^-$	Index der Ausdehnung einer Ungleichförmigkeit in Umfangsrichtung	-
$\vartheta$	Strömungsablenkung über Verdichtungsstoß	rad
$\rho$	Dichte	kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	Überdeckung = Profillänge/Teilung	-
$\sigma_\kappa, \sigma_\omega, \sigma_{\omega 1}, \sigma_{\omega 2}$	Turbulenzmodellkonstanten	-
$\tau_t$	Reynoldsspannungen	Pa = kg/ms <sup>2</sup>
$\tau_w$	Schubspannung	Pa = kg/ms <sup>2</sup>
$\omega$	Spezifische Dissipationsrate	1/s
$\Omega$	Mittlere Vortizität	1/s
$\Omega_{ij}$	Vortizitätstensor	1/s
$\tilde{\Omega}$	Vortizitätsterm	1/s
$\zeta$	Verlustbeiwert	-

Indizes:

*	Kritische Größe im engsten Querschnitt
0	Totalgröße
1	Bezugsstelle 1
2	Bezugsstelle 2
area	Fläche
ave	gemittelt
i	Summationsindex
j	Summationsindex
k	Summationsindex

---

low	Niedrigdruckzone
lowest 60 degrees	60° Kreisausschnitt mit geringstem mittlerem Totaldruck
n	Normalkomponente
red	Reduzierte Größe
s	Isentrope Zustandsänderung
u	Umfangskomponente
$\delta$	Grenzschicht

## 11 Literaturverzeichnis

[1]	<a href="http://www.flickr.com/photos/ccdoh1/3361264076/">www.flickr.com/photos/ccdoh1/3361264076/</a> [Stand: 15.03.2010, 15:47 UTC+1:00]
[2]	<a href="http://www.gasturbineexpansionjoints.com/products/gas-turbine-test-cell-remote-control-integrated-electro-mechanical-actuated-retractable-twin-bellows-assemblies/">www.gasturbineexpansionjoints.com/products/gas-turbine-test-cell-remote-control-integrated-electro-mechanical-actuated-retractable-twin-bellows-assemblies/</a> [Stand: 10.08.2010, 11:25 UTC+1:00]
[3]	PEARSON, H.; MCKENZIE, A.B.: Wakes in Axial Compressors. In: <i>Journal of the Royal Aeronautical Society</i> Vol. 63, S.415-416, 1959
[4]	REID, C.: The Response of Axial Flow Compressors to Intake Flow Distortion. In: <i>Proceeding of International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition</i> , ASME Paper No. 69-GT-29, New York, 1969
[5]	SAE ARP-1420: Gas Turbine Engine Inlet Flow Distortion Guidelines. SAE Aerospace Recommended Practice, 1978
[6]	SAE ARD-50015: Assessment of the Inlet/Engine Temperature Distortion Problem. SAE Aerospace Resource Document, 1991
[7]	SEDDON, John; GOLDSMITH, E.L.: Intake Aerodynamics. Oxford: Blackwell Science, 1999 - ISBN 632049634
[8]	CHARALAMBOUS, Nikolaos; GHISU, Tiziano; IURISCI, Giuseppe; PACHIDES, Vassilios; PILIDES, Pericles: Axial Compressor Response to Inlet Flow Distortions by a CFD Analysis. In: <i>Proceeding of ASME Turbo Expo 2004</i> , Wien, 2004
[9]	TEMPLALEXIS, I. K.; KOTSIPOULOS, P.; PACHIDIS, V.: Intake-Compressor Performance Characteristic Under Inlet Flow Total Pressure Distortion. In: <i>Proceeding of 7th European Conference on Turbomachinery</i> , Athens, 2007
[10]	YAO, J.; GORRELL, E.; WADIA, A. R.: High-Fidelity numerical analysis of per-rev-type inlet distortion transfer in multistage fans - Part 1: Simulations with selected blade rows. In: <i>Proceeding of ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, Air</i> , GT2008-50812, Berlin, 2008
[11]	YAO, J.; GORRELL, E.; WADIA, A. R.: High-Fidelity numerical analysis of per-rev-type inlet distortion transfer in multistage fans - Part 2: Entire Component simulation and investigation. In: <i>Proceeding of ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, Air</i> , GT2008-50813, Berlin, 2008
[12]	NIE; CHAOQUN; ZHANG; JINGXUAN; TONG; ZHITING; ZHANG; HONGWU: The Response of a Low Speed Compressor on Rotating Inlet Distortion. In: <i>Journal of Thermal Science</i> Vol.15, No. 4, S. 314-318, 2009
[13]	ZIERER, Thomas; MATYSHOK, B.: Design, Development and Verification of Gas Turbine GT24 Air Intake. In: <i>Proceeding of ASME Asia 1997</i> , Singapur, 1997
[14]	ZHANG, Jingxuan: The Role of Tip Leakage Flow in Triggering Rotating Stall of a Low Speed Compressor under Inlet Distortion. In: <i>Journal of Thermal Science</i> Vol.18, No.1, S. 33-39, 2009

[15]	ZHANG, J.; LIN, F.; CHEN, J.; NIE, C.: The flow mechanism of how distorted flows deteriorate stability of an axial compressor. In: <i>Proceeding of ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea and Air</i> , GT2007-27628, Montreal, 2007
[16]	DURST, Franz: Grundlagen der Strömungsmechanik. Berlin: Springer Verlag, 2006 - ISBN 3-540-31323-0
[17]	ANDERSON, John D. Jr.: Modern Compressible Flow. New York: McGraw-Hill Book Company, 1982 - ISBN 0-07-001654-2
[18]	ZIEREP, Jürgen: Ähnlichkeitsgesetze und Modellregeln der Strömungslehre. Karlsruhe: G.Braun, 1991 - ISBN 3-7650-2041-9
[19]	BOHNING, R.; ZIEREP, J.: Der senkrechte Verdichtungsstoß an der gekrümmten Wand unter Berücksichtigung der Reibung. In: <i>Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik</i> Vol. 27, S. 225-240, 1976
[20]	BÖLCS, Albin; SUTER, Peter: Transsonische Turbomaschinen. Karlsruhe: G.Braun, 1986 - ISBN 3-7650-2036-2
[21]	ANDERSON, John D. Jr.: Fundamentals of Aerodynamics. New York: McGraw-Hill Book Company, 2005 - ISBN 007-125408-0
[22]	LAKSHMINARAYANA, Budugur: Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery. Chichester: John Wiley & Sons, Inc., 1996 - ISBN 0-471-85546-4
[23]	CUMPSTY, N. A.: Compressor aerodynamics. Krieger Publishing Company, Reprint 2004 – ISBN 1-57524-247-8
[24]	BRÄUNLING, W. J. G.: Flugzeugtriebwerke. Berlin: Springer Verlag, 2000 - ISBN 3-540-67585-X
[25]	ROTTA, J.-C.: Fortran IV-Rechenprogramm für Grenzschichten bei kompressiblen ebenen und achsensymmetrischen Strömungen, DLR-Forschungsbericht, 1971
[26]	CONSTANT, H.: Note on performance of cascades and aerofoils. Royal Aircraft Establishment, Note D 3696 (Referenz in [23]), 1939
[27]	RHODEN, H. G.: Effects of Reynolds Number on the flow of air through a cascade of compressor blades. Aeronautical Research Council R and M 2919, 1952
[28]	LIEBLEIN, S.: Diffusion Factor for Estimating Losses and limiting Blade Loadings in axial-flow-compressor blade elements. NACA-RM-E53D01, Cleveland, 1953
[29]	LIEBLEIN, S.: Experimental Flow in 2D Cascades. In: <i>The Aerodynamic Design of Axial Flow Compressors</i> , Chapter VI, NASA-SP-36, Washington D.C., 1965
[30]	LIEBLEIN, S.; JOHNSEN, I. A.: Résumé of Transonic-Compressor Research at NACA Lewis Laboratory. In: <i>Journal of Engineering for Power</i> , S. 219-234, 1961
[31]	HOWELL, A. R.: Fluid dynamics of axial compressors. In: <i>Proc. I. Mech. E.</i> Volume 153 (1985), S. 441-482
[32]	SIMON, C.: Berechnung von Seitenwandgrenzschichten in Strömungsmaschinen. In: <i>VDI-Berichte</i> Nr. 487, 1983
[33]	DE RUYCK, J.; HIRSCH, C.; KOOL, P.: An Axial compressor end-wall boundary layer calculation method. In: <i>Proceeding of ASME Gas Turbine Conference</i> , ASME Paper No. 78-GT81, London, 1978

[34]	GREGORY-SMITH, D. G.; CLEAK, J. G. E.: Secondary Flow Measurements in a Turbine Cascade with High Inlet Turbulence. In: <i>Journal of Turbomachinery</i> Vol. 110, No. 1, S. 1, 1992
[35]	LANGSTON, L. S.: Crossflows in a Turbine Cascade Passage. In: <i>ASME Journal of Engineering for Power</i> Vol. 102, No. 4, S. 866-874, 1980
[36]	DENTON, J. D.: Loss Mechanisms in Turbomachines. In: <i>Journal of Turbomachinery</i> Vol. 115, S. 621 - 656, 1993
[37]	LAKSHMINARAYANA, Budugur; ZACCARIA, M. and MARATHE, B.: The Structure of Tip Clearance Flow in an Axial Flow Compressor. In: <i>Proceedings of the 10<sup>th</sup> ISABE Meeting, Nottingham, England, J. Turbomachinery</i> , 1995
[38]	SAATHOFF, Horst: Rotor-Spaltströmung in Axialverdichtern, Dissertation Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2001
[39]	WILCOX, D. C.: Turbulence Modeling for CFD. La Canada: DCW Industries, Inc., 1993 - ISBN 0-9636051-0-0
[40]	VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W.: An Introduction to Computational Fluid Dynamics. Second Edition. New Jersey: Pearson Prentice Hall, 2007 - ISBN 978-0-13-127498-3
[41]	MENTER, F. R.: Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. In: <i>AIAA Journal</i> Vol. 32, No. 8, S. 1598 - 1605, 1994
[42]	ANSYS: CFX-Solver Theory Guide, Version 12.0, 2009
[43]	SPALART, P.; ALLMARAS, S. A.: One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. In: <i>AIAA Paper 92-0439</i> , 1992
[44]	SCHADE, H.; KUNZ, E.: Strömungslehre. 3. Auflage, Berlin: Walter de Gruyter Verlag, 2007 - ISBN 9783110189728

# Lebenslauf

## Persönliche Daten:

Name: Marco Hilgert  
Anschrift: Hermann-Gehlen-Str. 4  
67659 Kaiserslautern  
geboren am: 13.06.1981 in Saarburg  
Familienstand: ledig

## Schulbildung:

**08/1991 – 06/2000** Gymnasium Saarburg  
Abschluss: Abitur

## Zivildienst:

**07/2000 – 05/2001** Zivildienst in der Jugendherberge Saarburg

## Hochschulstudium:

**10/2001 – 10/2006** Technische Universität Kaiserslautern  
Fachrichtung Maschinenbau und Verfahrenstechnik  
Vertiefungsrichtung: Grundlagen des Maschinenbaus,  
Konstruktionslehre  
Abschluss: Diplom

## Beruf:

**10/2006 – 12/2008** Technische Universität Kaiserslautern  
Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für  
Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen

**01/2009 – 12/2010** Bergische Universität Wuppertal  
Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Sicherheitstechnik