

NUMERISCHE UNTERSUCHUNGEN DES EINFLUSSES DER GEOMETRIEKOMPLEXITÄT UND DER TRANSITIONSMODELLIERUNG AUF DAS STRÖMUNGSVERHALTEN EINES 4.5-STUFIGEN AXIALVERDICHTERS

P. KUPIJAI*, M. SWOBODA, B. BECKER**, A. KESKIN**, D. PEITSCH***

*TU-Berlin, Straße des 17. Juni 135, 10623 Berlin

**Rolls-Royce Deutschland, Eschenweg 11, 15827 Blankenfelde-Mahlow

Kurzfassung

Im Rahmen dieses Beitrages wird der Einfluss der Geometriekomplexität und der transitionalen Grenzschichtmodellierung auf die Ergebnisse numerischer Rechnungen für einen axialen 4.5-stufigen Hochgeschwindigkeits-Versuchsverdichter untersucht. Die Einbeziehung sekundärer Geometrien in das numerische Modell ermöglicht die Erfassung der Wechselwirkungen mit der Hauptströmung, welche sich empfindlich auf die Schaufelumströmung auswirken. Ebenso verändert sich durch die Berücksichtigung des laminar-turbulenten Grenzschichtüberganges das Strömungsbild. Während die Auswirkungen auf die Kennlinien und Gesamtwirkungsgrade relativ gering sind, ergeben sich bei erhöhter numerischer Komplexität phänomenologische Besonderheiten, deren Kenntnis bei der Auslegungsoptimierung von Bedeutung ist. Die großen Fortschritte, die bei der aerodynamischen Entwicklung moderner Schaufelprofile erzielt wurden, können nur dann zum Tragen kommen, wenn sie nicht durch ungünstige Wechselwirkungen mit weniger sorgfältig ausgelegten Sekundärgeometrien zu Nichte gemacht werden. Folglich ist eine detaillierte Erfassung der komplexen Geometrien in der numerischen Untersuchung erforderlich, um den auftretenden Wechselwirkungen der Sekundärgeometrien mit der Hauptkanalströmung Rechnung zu tragen.

Nomenklatur

A	Fläche
DS	Druckseite
DP	Auslegungspunkt
HK	Hinterkante

IGV	Vorleitrad (Inlet Guided Vane)
M	Machzahl
$M RTP$	normierter Massenstrom
R	Rotor
Re	Reynoldszahl
$RANS$	Reynolds Averaged Navier Stokes
RMS	Root Mean Square
S	Entropie, Messwert, Stator
SS	Saugseite
T	Temperatur
T_{12}	Temperaturverhältnis
VK	Vorderkante
Z	Anzahl der Messwerte
c_p	spezifische Wärmekapazität
c_f	Reibungsbeiwert
c_f^*	vorzeichengewichteter Reibungsbeiwert
$\dot{m}$	Massenstrom
n	Drehzahl
t	Zeit
u, v	Absolutgeschwindigkeiten
w	Relativgeschwindigkeit
x, y, z	kartesische Koordinaten
y^+	dimensionsloser Wandabstand
Π	Druckverhältnis
Φ	Kreuzkorrelationsfaktor
γ	Intermittenz
η	Wirkungsgrad
κ	Isentropenexponent
μ	dynamische Viskosität
μ_1	Mittelwert

μ_3	Schiefe
μ_t	turbulente Viskosität
ν	kinematische Viskosität
τ	Zeitversatz
τ_w	Wandschubspannung
ρ	Dichte
$(\bar{\cdot})$	gemittelte Größe

Indizes

∞	statische Größe
BE	Blockeintritt
RMS	RMS-Wert
$isen$	isentrop
kav	Kavität
n	normal
r	radial
tot	Totalgröße

Einleitung

Lange Zeit wurde bei der Auslegung mehrstufiger Turbomaschinen davon ausgegangen, dass aufgrund des hohen Turbulenzgrades in der freien Anströmung der Umschlag von laminarem zu turbulentem Zustand der Grenzschicht sehr früh stattfindet und daher nur geringen Einfluss auf die Strömung ausübt. Folglich vernachlässigte man häufig den transitionalen Vorgang und nahm eine überall vollständig turbulente Grenzschicht an. Der große Aufwand, der bei der manuellen Modellierung sekundärer Geometrien entsteht und die wachsenden kapazitiven Ansprüche bei vergrößerten Rechnernetzen führten weiterhin dazu, dass Regionen jenseits der primären Strömungsregion bei der Generierung numerischer Rechenmodelle häufig keine Berücksichtigung fanden. Für die vertiefte Analyse der Strömungsvorgänge in Turbomaschinen ist es erforderlich, auch solche Phänomene zu betrachten. Während die CFD Software fortwährend weiterentwickelt wird, erlauben es die wachsenden Rechnerressourcen immer komplexere Modelle zu betrachten. Entscheidend für den Stellenwert der numerischen Strömungsberechnung in der Entwicklung ist die Kongruenz mit vergleichenden Messungen. Nach erfolgreicher Validierung können die Vorteile der CFD im vollen Umfang genutzt werden, um an messtechnisch unzugänglichen Positionen Strömungsgrößen zu berechnen.

Bei der Umströmung von Körpern bildet sich aufgrund der Viskosität und der Wandhaftbedingung eine Grenzschicht aus, in der die Geschwindigkeit an der Körperoberfläche gleich null ist und am Rand der Grenzschicht der Geschwindigkeit der Außenströmung entspricht. Der Charakter der Grenzschicht ist von vielen Faktoren abhängig und ändert sich mit der Lauflänge. Zu Beginn ist die Grenzschicht relativ dünn und der Wandschubspan-

nungsvektor

$$(1) \quad \tau_w = \mu \frac{du}{dy}$$

nahezu linear. Die Strömung innerhalb der Grenzschicht verläuft laminar. Mit größer werdender Lauflänge dickt die Grenzschicht auf. Kleinste harmonische Störungen, sogenannte Tollmien-Schlichting Instabilitäten, werden angeregt und die Strömung in der Grenzschicht wird instabil bis eine vollständig turbulente Grenzschicht erreicht wird, [1]. Das Geschwindigkeitsprofil nimmt dabei eine bauchigere Form an. Der Übergang von laminarer zur turbulenter Grenzschicht wird laminar-turbulente Transition genannt und durch den Intermittenzfaktor γ beschrieben. Die Intermittenz ist ein Wahrscheinlichkeitsmaß dafür, ob an einem bestimmten Ort eine laminare oder turbulente Grenzschicht vorliegt. Für eine vollständig laminare Grenzschicht ist $\gamma = 0$ und für eine vollständig turbulente Grenzschicht $\gamma = 1$. Der Transitionsprozess wird nach [2] hauptsächlich durch die Anströmturbulenz und reynoldzahlabhängige Größen bestimmt. Einen weiteren wichtigen Einflussfaktor stellt die Druckverteilung dar. Messtechnisch erfasst werden kann die Transition nur indirekt über Wandschubspannungsmessungen und die anschließende Auswertung der Messdaten. Der aus den Messsignalen bestimmte RMS-Wert

$$(2) \quad RMS(t) = \sqrt{\frac{1}{Z-1} \sum_{i=1}^Z [S_i(t) - \bar{S}_i(t)]^2}$$

ist für turbulente Grenzschichten größer als für laminare Grenzschichten. Zur Bestimmung der Transitionlage kann die Schiefe-funktion

$$(3) \quad \mu_3(t) = \frac{1}{Z} \frac{\sum_{i=1}^Z [S_i(t) - \bar{S}_i(t)]^3}{S_{RMS}^3(t)}$$

verwendet werden. Die Schiefe μ_3 nimmt für den laminaren Bereich den Wert null an. Im laminar-transitionalen Bereich wächst sie auf ein Maximum an, um im Transitionspunkt einen Nulldurchgang zu erfahren. Im turbulent-transitionalen Bereich sinkt sie weiter auf das Minimum und strebt für die vollständig turbulente Grenzschicht gegen null. Ausgedrückt durch den Intermittenzfaktor können diese Zustände durch die Werte $\gamma = 0$, $\gamma = 0.25$, $\gamma = 0.5$, $\gamma = 0.75$ und $\gamma = 1$ beschrieben werden. Mit dem Ziel der Transitionslagenbestimmung wurden am DLR an einem 4.5-stufigen Hochgeschwindigkeits-Versuchsverdichter, siehe Abbildung 1, Messungen durchgeführt [4]. In diesem Beitrag werden diese Messwerte mit

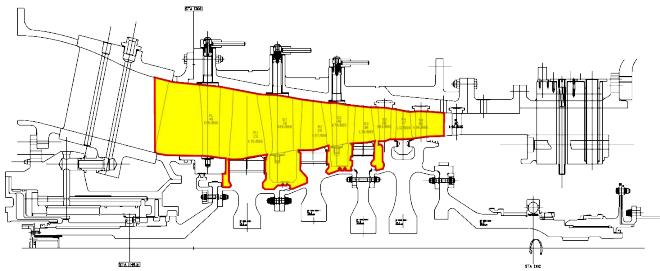


Abbildung 1. 4.5-stufiger axialer Hochgeschwindigkeits-Versuchsverdichter RIG250 ¹

CFD Rechnungen verglichen und auf den Einfluss sekundärer Geometrien auf die Verdichterdurchströmung eingegangen.

Experimentelle Untersuchungen

Die experimentellen Untersuchungen wurden am DLR Versuchsverdichter in Köln durchgeführt. Diese Versuche sind detailliert in der Veröffentlichung von [4] beschrieben. Neben den Kennlinien und des Gesamtwirkungsgrades liegen die Druckverteilung auf Stator 1 für drei verschiedene Kanalhöhen und die Totalgrößen für Temperatur und Druck am Staupunkt des Vorleitrades (IGV) vor. Zur Erfassung der Wandschubspannung und der Transitionslage waren Folien mit Oberflächenheißfilmen und Wandhitzdrähten appliziert. Die Messsysteme befanden sich saugseitig bei 50% der Kanalhöhe auf den Statorn 1 und 2. Der Verwendete Heißfilmsensor ist eine Entwicklung des Instituts für Luft- und Raumfahrt der Technischen Universität Berlin und besteht aus zwei einzelnen Arrays mit einer oberen Grenzfrequenz von 38kHz und je 48 Kanälen, welche simultan messen können. Die genaue Technik und Funktionsweise der Messtechnik wird detailliert in [5] beschrieben. Ein externer Trigger synchronisierte die Aufzeichnung der Messwerte phasenabhängig, so dass diese phasengemittelt ausgewertet werden konnten. Zur Normierung der zeitabhängigen Größen dient der Mittelwert

$$(4) \quad \mu_1(t) = \frac{1}{Z} \sum_{i=1}^Z S_i(t).$$

Numerische Untersuchungen

Hauptkern dieser Arbeit ist die numerische Untersuchung und der Vergleich der Ergebnisse mit den Messungen. Die Rechnungen wurden mit dem kommerziellen CFD Software Paket von Numeca INTERNATIONAL durchgeführt. In das Programm *FINETM Turbo* (Version 8.2) integriert ist der 3D finite Volumen Navier-Stokes Strömungslöser EURANUS, welcher

die reynoldsgemittelten 3D Navier-Stokes (RANS) Gleichungen auf strukturierten nicht-orthogonalen Gittern löst. Dabei wird die Zentralknoten-Methode und die explizite Runge-Kutta Diskretisierung 5. Ordnung verwendet. Als Grenzschichtmodell kam das in der Industrie häufig verwendete Ein-Gleichung-Turbulenzmodell von Spallart-Allmaras [6] zum Einsatz, wobei zum einen mit und zum anderen ohne die Erweiterung für die Transitionsmodellierung von Abu-Ghannam und Shaw [7] gerechnet wurde.

Numerisches Rechengitter

Die strukturierten Multi-Block Gitter des RIG250 Rechenmodells wurden mit Numeca IGGTM bzw. Numeca AutoGridTM erstellt. Dabei fanden zwei verschiedene Rechenetze verwendet. Das erste Modell betrachtet lediglich den primären Strömungsbereich. Das zweite Modell beinhaltet zusätzlich die Kavitäten unterhalb der Nabenkontur, siehe Abbildung 1. Das komplexe Modell besteht aus 142 Blöcken mit insgesamt 8,6 Millionen Gitterzellen. Davon beanspruchen die Kavitäten etwa eine Millionen Zellen und 60 Blöcke für sich. Um die Vergleichbarkeit der Rechenergebnisse unter Verwendung der verschiedenen Rechenetze sicher stellen zu können, wurde zunächst das komplexe Netz generiert. Durch Eliminierung der Blöcke, welche die Kavität darstellen, entstand das vereinfachte Modell, womit sichergestellt wird, dass im Hauptströmungskanal das Rechenetz beider Modelle identisch ist.

Die Verbindungen zwischen den Kavitäten und dem Netz des Strömungskanal sind so gestaltet, dass eine vollständig übereinstimmende Gittertopologie auf beiden Seiten der Verbindung vorliegt, siehe Abbildung 2. Dies vermeidet numerische Interpolationsfehler bei der Übergabe der Strömungsgrößen am Blockrand, welche bei nicht übereinstimmender Gitterverteilung an der Verbindungsfläche der Blockgrenzen auftreten würden. Die Kavitäten unterhalb der variablen Statorn sind stromauf und stromab des Stators mit dem primären Strömungsgebiet verbunden, folgen aber nicht zwangsläufig dem Tangentialwinkelverlauf der periodischen Ränder der darüber liegenden Schaufelpassage. Vielmehr stimmen die Netze der Kavitäten nur am Ein- und Austrittsrand exakt mit jenen der Schaufelpassage überein und verlaufen zur Verbesserung der Orthogonalität des Netzes danach in axialer Richtung. Hierzu wird die Kavität zwischen Ein- und Austritt in zwei Teile aufgegliedert und die umfangsnetzten Schnittflächen mit periodischen Randbedingungen verknüpft.

Der Verdichter besitzt drei variable Frontstatorreihen, die abhängig vom Verdichterbetriebszustand um ihre jeweilige Achse verstellt werden können und damit ein besseres Teillastverhalten ermöglichen. Die geometrische Verstellung der Schaufeln erfordert an Nabe und Gehäuse Teilspalte, welche im Rahmen dieser Untersuchung mitmodelliert wurden, um

¹Mit freundlicher Genehmigung von Rolls-Royce Deutschland

präzisere Aussagen zum Vergleich mit den Messungen treffen zu können. Die einseitig gelagerten Rotoren und die hinteren beiden Statorstufen weisen Schauffelspalte auf, welche jeweils mit 17 Gitterpunkten in radialer Richtung vernetzt sind, genau so wie die Übergangsradien an den Schauffelfüßen. Im Hauptströmungskanal wurde die Wandgitterzellengröße so gewählt, dass y^+ -Werte kleiner drei resultierten, was eine für die viskose Unterschicht und damit für das verwendete Transitionsmodell ausreichende Gitterauflösung darstellt. Innerhalb der Kavitäten ist das Netz lediglich für die Dichtungsregion so fein aufgelöst um den Speicherbedarf der Rechnungen niedrig zu halten. Für

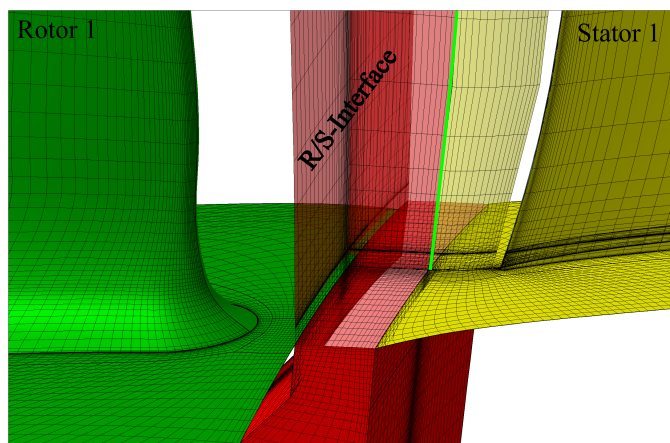


Abbildung 2. Verbindung zwischen Kavität und primärem Strömungskanal am Übergang zwischen Rotor 1 und Stator 1

die Vernetzung der Kavitäten wurde deren Geometrie vereinfacht, da zum einen der generelle Einfluss der Kavitäten auf das Strömungsverhalten des Verdichters untersucht und nicht detailliert auf die interne Kavitätsströmung eingegangen werden soll. Zum anderen bringt diese Vorgehensweise Vorteile hinsichtlich des Konvergenzverhaltens der numerischen Rechnungen mit sich. In Abbildung 3 ist die Geometrie des untersuchten Modells inklusive der vier modellierten Kavitäten dargestellt. Die erste Kavität $K0$ ist vereinfacht als Hohlraum modelliert. Unter der Annahme, dass es zwischen der Kavität und stromab liegenden Bereichen unterhalb der Nabe zum Druckaustausch und damit zu einem Massenstrom in die Kavität kommt, ist die stromaufliegende Fläche senkrecht zur Maschinenachse als zusätzlicher Einlass definiert und wird für alle Rechnungen ein konstanter Massenstrom von 0,1% des Massenstroms im Auslegungspunkt injiziert. Aufgrund der Einblasung wird diese Kavität als Injektor bezeichnet. Für die beiden Kavitäten $K1$ und $K2$ unter den variablen Statorn 1 und 2 sind die Dichtungen mit einer Dichtungspalthöhe von 0,3mm mit hoher Detailgenauigkeit

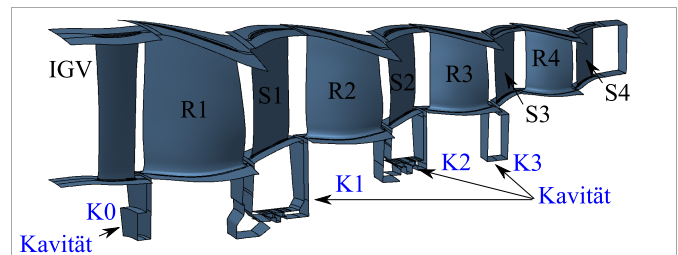


Abbildung 3. Numerisches Modell des RIG250 unter Berücksichtigung der Kavitäten

modelliert, siehe Abbildung 4. Die Anzahl der Gitterpunkte im Dichtungsspalt wird aufgrund der Gittertopologie durch die identische Anzahl der Gitterpunkte an der Verbindung zwischen Kavität und Hauptströmung in Achsenrichtung diktiert. Diese Anzahl muss groß genug sein um die Kavitätsströmung ausreichend genau zu erfassen. Aus dieser Betrachtung resultieren im Dichtungsspalt 17 Gitterpunkte in radialer Richtung. Bei der

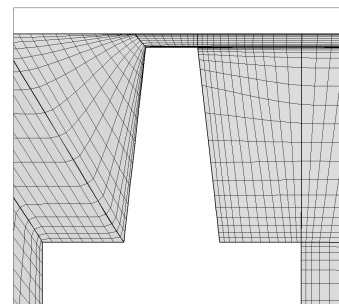


Abbildung 4. Beispiel einer Vernetzung der Dichtungsregion innerhalb einer Kavität

letzten Kavität $K3$ handelt es sich lediglich um einen reinen Hohlraum, welcher konstruktiv bedingt durch die mehrteilige Bauweise der Nabe entsteht. Nichtsdestotrotz wird die Kavität für die numerischen Untersuchungen berücksichtigt.

Numerische Rechnungen

Für die Rechnungen wurden jeweils 16 Prozessoren (Intel® Xeon™ mit je 2,8Ghz) und bis zu 8,9 GB Arbeitsspeicher verwendet. Die Dauer einer Multigrid Rechnung mit etwa 1000 Iterationen auf dem feinsten Gitter beträgt ungefähr 7 1/2 Stunden. Die Randbedingungen am Verdichtereintritt sind durch die im Experiment gemessenen radialen Verläufe der Totalgrößen für Temperatur und Druck bestimmt. Die Einstromrichtung entspricht der Maschinenachse. Am Verdichteraustritt werden die

Randbedingungen durch den statischen Druck und der Annahme des einfachen radialen Druckgleichgewichts

$$(5) \quad \frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{v_{\Theta}^2}{r}$$

aufgeprägt. Um die Übergabe der Strömungsgrößen zwischen rotierendem und stehendem Bezugssystem zu ermöglichen, wird der Mixing-Plane-Ansatz, siehe [10], verwendet. Dabei werden an den Rotor/Stator-Interfaces die Strömungsgrößen als umfangsgemittelte Radialprofile übergeben. Aufgrund des geringen Abstandes der Schaufeln zu den Rotor/Stator-Interfaces kann es beim Standard-Mixing-Plane-Ansatz mitunter zu numerisch bedingten unphysikalischen Reflektionen der Strömungsgrößen an den Blockgrenzen kommen, weshalb hier der 1D-Non-Reflecting Mixing Plane-Ansatz [8] zum Einsatz kommt.

Ergebnisse der numerischen Untersuchungen

Für den ersten Vergleich zwischen den experimentellen und den numerischen Ergebnissen soll das Verdichter kennfeld in Abbildung 5 herangezogen werden. Neben den Messwerten sind die Ergebnisse der Rechnung für das Modell mit vollständig turbulenter Grenzschicht ohne Kavitäten (Turb. o. K.), vollständig turbulenter Grenzschicht mit Kavitäten (Turb. m. K.) und das Modell mit transistionaler Grenzschicht mit Kavitäten (Trans. m. K.) dargestellt. Das Totaldruckverhältnis Π_{tot} zwischen Verdichterein- und -austritt und der isentrope Verdichterwirkungsgrad

$$(6) \quad \eta_{isen} = \frac{\Pi_{tot}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{T_{12,tot} - 1}$$

sind hier über den reduzierten Massenstrom

$$(7) \quad MRT P = \frac{\dot{m} \sqrt{T_{tot}}}{P_{tot}}$$

aufgetragen. In Tabelle 1 sind die prozentualen Abweichungen einiger Werte für den Auslegungspunkt der einzelnen Rechnungen angegeben. Für alle Rechenmodelle liegen die relativen Abweichungen vom Messwert für den berechneten Massenstrom unter 1%. Der Einfluss der Kavitäten bewirkt erwartungsgemäß ein Absinken des Massenstromes, was mit dem Störeinfluss der Kavitäten und einer damit verbundenen Reduzierung der zur Verfügung stehenden Strömungsquerschnittsfläche verbunden ist. Durch die Berücksichtigung der Transition ergibt sich wiederum ein höherer Massenstrom der auf die geringere Grenzschichtdicke δ_1 durch die teilweise laminare Umströmung zurückzuführen ist. Die Abweichungen des Totaldruckverhältnisses

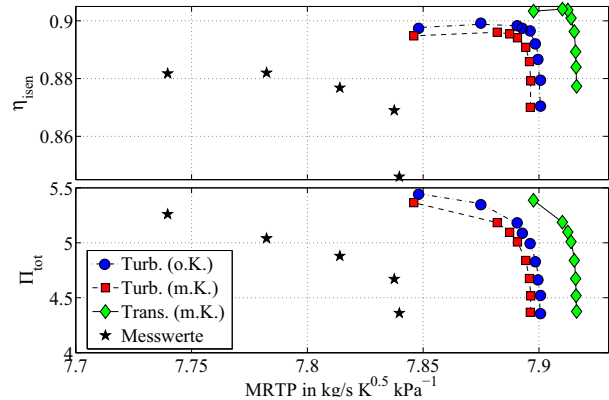


Abbildung 5. Verdichterkennfeld mit Kennlinie für $n=100\%$

Tabelle 1. Relative Abweichung der Rechenwerte von den Messwerten im Auslegungspunkt in %

Δ	o.Kav/turb.	m.Kav/turb.	m.Kav/Trans.
$MRT P$	0,794	0,744	0,999
Π_{tot}	0,045	0,109	0,075
η_{isen}	2,043	1,944	2,337

sind mit Werten unter 0,11% durchaus zufriedenstellend. Signifikante Abweichungen weisen hingegen die isentropen Wirkungsgrade auf. Hier zeigt sich, dass das Kavitätsmodell die Messwerte besser annähert als das Modell ohne Kavitäten. Durch die Transitionsmodellierung minimieren sich die Verluste bei der teilweise laminaren Umströmung der Schaufeln, so dass der Wirkungsgrad steigt. Auf der anderen Seite kommt es im Transitionsmodell zu laminaren Ablöseblasen, welche die Effizienz negativ beeinflussen. Genauerer Aufschluss über die Unterschiede der verschiedenen Rechenmodelle liefert die Blockcharakteristik in Abbildung 6. Dort sind die Auswerteebenen an den Experimenten orientiert, bei denen die Messwerte an den Statorvorderkanten ermittelt werden. Demzufolge bezeichnen die Blöcke jeweils den Bereich einer Statorvorderkante bis zur Vorderkante des nächsten Stators. Block 1 beschreibt also das IGV und R1, Block 2 beinhaltet S1 und R2 usw. Generell ist zu sagen, dass die Kennlinien mit steigendem Gesamtdruckverhältnis fortwährend divergieren. Wiederum zeigt sich, dass sich die Blockkennfelder von Block zu Block immer mehr ähneln, dass heißt das die Abweichungen der hinteren Blöcke geringer sind. Während das Modell mit Transitionmodellierung gegenüber den Modellen ohne Transitionmodellierung im ersten Block noch die größten Abweichungen aufweist, liegen die Kennlinien im vierten Block fast zusammen. Die Erklärung hierfür liegt in

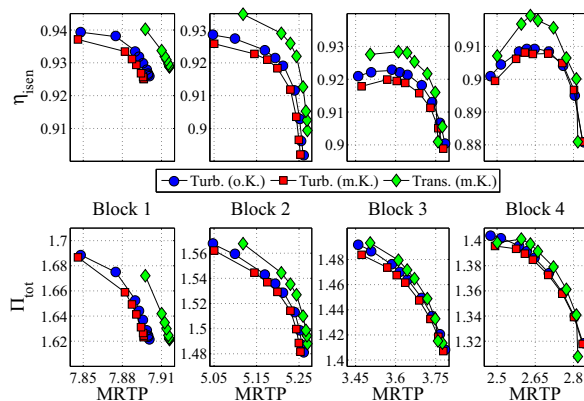


Abbildung 6. Blockkennfeld (*unten*) und isentroper Blockwirkungsgrad (*oben*)

der von Block zu Block wachsenden Freistromturbulenz, welche den Transitionspunkt stromauf verschiebt und somit die laminare Lauflänge reduziert. Zwischen den Modellen mit vollständig turbulenter Grenzschicht, zum einen mit und zum anderen ohne Berücksichtigung der Kavitäten, sind die deutlichsten Unterschiede in den ersten drei Blöcken zu sehen. Dort befinden sich die Kavitäten *K1* und *K2* unter den variablen Statorn, durch welche ein Druckverlust aufgeprägt wird. Den negativen Einfluss der Kavitäten erkennt man auch am Blockwirkungsgrad im oberen Teil der Abbildung 6. Auffällig ist, dass die Abweichungen zwischen dem Modell mit Kavitäten und dem Modell ohne Kavitäten jeweils ohne Transitionsmodellierung auch für Block 4 deutlich sichtbar sind. Obwohl die Kavität *K3* der Strömung keine Möglichkeiten zum Druckaustausch mit anderen Stufen bietet, führen die Wechselwirkung mit dem Hohlraum unter der Nabekontur zu empfindlichen Störungen der Anströmbedingungen des nachfolgenden Stators. Desweiteren wurden Wirbel nachgewiesen, welche zusammen mit der Fehlanströmung des Stators für den schlechteren Blockwirkungsgrad im Modell mit Kavitäten verantwortlich gemacht werden.

Einfluss der Kavitäten auf die Strömung

Die Kavitäten beeinflussen die Hauptströmung auf zwei unterschiedliche Arten. Zum einen existiert, abgesehen von der Kavität der dritten Stufe, ein Massenstrom durch die Kavität in die primäre Strömungsregion. Zum anderen werden in den oberen Kavitätsregionen Wirbel generiert, welche in starker Wechselwirkung mit der Hauptströmung stehen. In Abbildung 7 ist das Verhältnis vom Kavitätsmassenstrom zum Verdichter-massenstrom in Abhängigkeit des Verdichter Totaldruckverhältnisses dargestellt. Für die Kavitäten unter den variablen Statorn ist die treibende Kraft die statische Druckdifferenz, welche innerhalb

der entsprechenden Schaufelpassage aufgebaut wird. Die statische Druckdifferenz steigt mit wachsendem Totaldruckverhältnis, weswegen auch ein Anstieg des Kavitätsmassenstromes mit zunehmender Androsselung des Verdichters beobachtet werden kann. Der Injektor wird hingegen durch die gesetzte Randbedingung mit einem konstanten Massenstrom beaufschlagt. Dennoch ergeben sich in Abhängigkeit des Verdichterbetriebspunktes leicht unterschiedliche Massenströme am Injektor und an der Kavität vor Stator 3. Während der Rechnung zeigt der Verlauf der Residuen für Kavität *K3* und die angrenzenden Blöcke harmonische Schwingungen. In Abhängigkeit der Anzahl an Iterationsschritten ergeben sich unterschiedliche Werte für den Kavitätsmassenstrom. Dies macht die Existenz instationärer Effekte wahrscheinlich, welche von der stationären Rechnung nicht erfasst werden. Es kommt in der Kavität *K3* zu einem periodischem Druckauf- und -abbau. Ohne sich auf die Kenntnisse aus einer instationären Rechnung stützen zu können ist es jedoch unmöglich, tiefgreifende Aussagen über das exakte Strömungsbild zu treffen.

Infolge der Wechselwirkungen mit der Kavität kommt es an

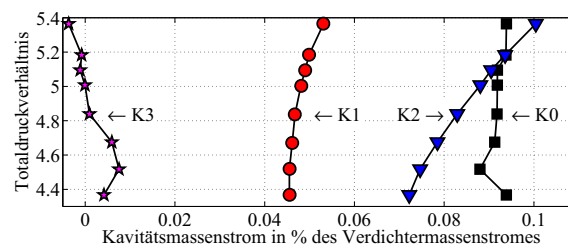


Abbildung 7. Massenstrom durch die Kavitäten im Verhältnis zum Verdichtermassenstrom

Stator 2 zu einem veränderten Anströmwinkel und zu Ablösungen nahe der Nabe. Folglich ergibt sich die in Abbildung 6 erkennbare Diskrepanz der Wirkungsgrade für die dritte Stufe zwischen den Modellen mit und ohne Kavitäten unter Vernachlässigung des Transitionsvorganges. In den oberen Regionen der Kavitäten werden Wirbel generiert. Ihre Eigenschaften werden von verschiedenen Faktoren bestimmt. Die Druckverteilung oberhalb der Kavität infolge der Potenzialwirkung sowie der Nachläufe der Schaufeln prägen hauptsächlich das Strömungsbild. Die relative Bewegung der Kavitätswände zueinander (ausgenommen der Kavität *K3*) verursacht Scherschichten in tangentialer Ebene. Hinzu kommt der Massenstrom durch die Kavität. Abbildung 8 zeigt beispielhaft den stark dreidimensionalen Charakter des Wirbels im oberen Bereich der Injektorkavität. Die Machzahlverteilung bzw. die Druckverteilung diktieren die Bereiche in denen Masse aus der Kavität austritt und in die Kavität hineinfließt.

Um das Verhältnis des Massenstroms durch die Kavität

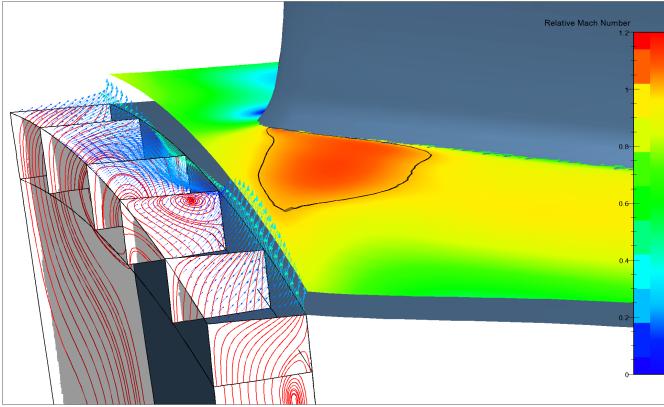


Abbildung 8. Wirbel in der oberen Region des Injektor-Kavitäts-spalt vor Rotor 1 (SS) und die Machzahlverteilung bei 1% der Kanalhöhe mit der Mach=1 Linie

und dem Massenstrom der Wirbel quantifizieren zu können, wird neben dem eigentlichen Massenstrom durch die Kavitäts-Hauptkanalverbindung

$$(8) \quad \dot{m}_{Kav} = \int \rho \cdot w_n \cdot dA$$

auch der Absolutmassenstrom

$$(9) \quad \dot{m}_{Kav}^* = \int \rho \cdot |w_n| \cdot dA$$

bestimmt. Dabei wird der Betrag der Normalkomponente der Relativgeschwindigkeit auf der entsprechenden Fläche w_n verwendet, um die Richtung, in welche die betrachtete Fläche durchströmt wird, zu vernachlässigen. Der Absolutmassenstrom beschreibt somit die Masse, die innerhalb einer bestimmten Zeit die Grenzfläche zwischen Kavität und Hauptkanal durchfließt. Mit Hilfe dieser beiden Größen lässt sich der Wirbelmassenstrom

$$(10) \quad \dot{m}_{wirbel} = \frac{\dot{m}_{Kav}^* - \dot{m}_{Kav}}{2}$$

berechnen. Als Wirbelmassenstrom wird jener Massenstrom bezeichnet, welcher die Grenzfläche (mehrfach) durchströmt und nicht zum Kavitätsmassenstrom dazugezählt wird. In Abbildung 9 ist das Verhältnis von Wirbelmassenstrom zu Kavitätsmassenstrom für die einzelnen Kavitäten dargestellt. Für den Injektor K0 steigt das Verhältnis mit wachsendem Gegendruck

leicht an und liegt zwischen 0,8 und 0,97, was bedeutet, dass der Wirbelmassenstrom in etwa dem Kavitätsmassenstrom entspricht. Für die Kavitäten unter den variablen Statorn ergibt sich für die stromaufliegende Seite ein vollkommen unterschiedliches Bild als für die stromabliegende Seite. Vor den Statorn ist eine deutliche Abhängigkeit vom Gesamtdruckverhältnis erkennbar. Während das Verhältnis für Stator 1 zwischen 15% und 42% liegt, wächst der Wirbelmassenstrom für Stator 2 von etwa 60% auf nahezu 120% des Kavitätsmassenstroms an. Hingegen ist der Wirbelmassenstrom hinter den Statorn fast doppelt so groß wie der Kavitätsmassenstrom und die Abhängigkeit vom Totaldruckverhältnis geringer. Durch die Wechselwirkung

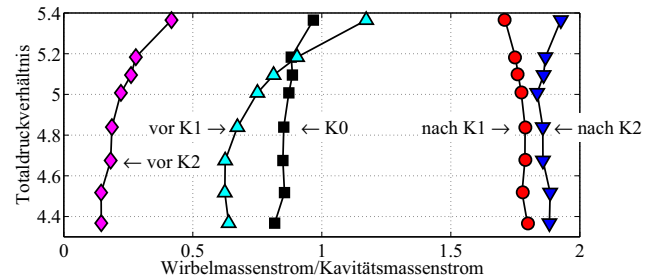


Abbildung 9. Wirbelmassenstrom im Verhältnis zum Kavitätsmassenstrom

mit den Kavitäten kommt es an den Schaufeln zu veränderten An- und Abströmbedingungen. In Abbildung 10 ist die radiale Verteilung des Strömungswinkels vor und hinter Stator 1 für die Modelle mit voll turbulenter Grenzschicht dargestellt. Von der Schaufel aus gesehen sind die Werte an der Stelle entnommen, die ungefähr 20% der Strecke von der Schaufelvorder- bzw. -hinterkante bis zum Kavitätsspalt ausmacht. Im naheliegenden Bereich sind an der Vorderkante deutliche Abweichungen zwischen den Modellen bis etwa 12% der Kanalhöhe festzustellen, an der Hinterkante sogar bis 15%. Das Kavitätsmodell erfährt einen betragsmäßig höheren Anströmwinkel. Daraus resultiert eine stärkere Umlenkung, was bei geringeren Gegendrücken als beim Modell ohne Kavitäten zu Ablösungen führt. Neben den Verlusten innerhalb der Kavitäten durch die hohen Reibungskräfte und die große Anzahl von Wirbeln steigen somit auch die Verluste im Hauptkanal. Zur Quantifizierung der Verluste wird die blockbezogene Entropie am S1/R2-Interface

$$(11) \quad S_{Block} = \frac{c_p}{\kappa} \left[(1 - \kappa) \cdot \log \left(\frac{p_{\infty}}{p_{\infty, BE}} \right) + \kappa \cdot \log \left(\frac{T_{\infty}}{T_{\infty, BE}} \right) \right]$$

verwendet, wobei $\bar{p}_{\infty, BE}$ und $\bar{T}_{\infty, BE}$ die massengemittelten statischen Größen am Blockeintritt sind. Dieser Entropiewert ist für

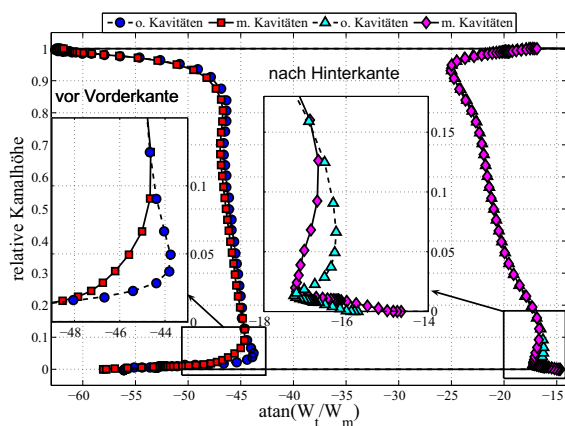


Abbildung 10. Umfangsgemittelter An- und Abströmwinkel 20% vor Stator 1 Vorderkante und 20% hinter Stator 1 Hinterkante

die Darstellung in Abbildung 11 mit dem Maximalwert aus allen Verläufen normiert. Es zeigt sich, dass bis 15% der Kanalhöhe Abweichungen von 3 - 12% der normierten Entropie auftreten. Direkt an der Nabe sind die Werte für das Kavitätsmodell sogar noch höher und überschreiten jene des einfachen Modells um fast 18%.

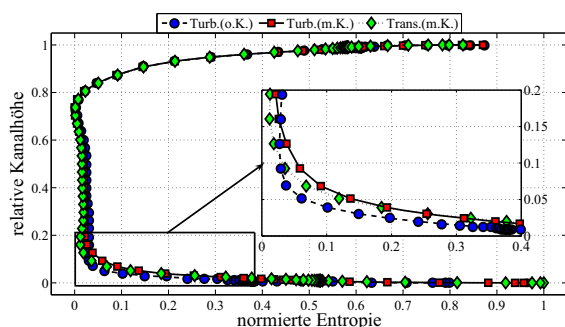


Abbildung 11. Normierter, umfangsgemittelter Block-Entropiewert hinter Stator 1

Einfluss der Transition auf die Strömung

Der Vergleich zwischen den Modellen mit Kavitäten und einerseits Berücksichtigung andererseits Vernachlässigung der Transition zeigt, dass in allen Stufen die Wirkungsgrade für das Transitionmodell höher sind. Auch die Druckverhältnisse sind, abgesehen von der ersten Stufe, bei Berücksichtigung der Transition größer. Abbildung 12 zeigt die Intermittenz auf den Schaufeloberflächen für den Auslegungspunkt. Das Vorleitrad wird

fast vollständig laminar umströmt. Die Rotoren weisen saugseitig sehr große laminare Lauflängen auf. Durch die erhöhte Freistromturbulenz nehmen diese von Stufe zu Stufe weiter ab. Auffällig ist, dass die Druckseite von Stator 1 im Bereich von etwa 9-30% der Kanalhöhe vollständig laminar umströmt wird. In Abbildung 13 werden die Transitionslagen für die Saugsei-

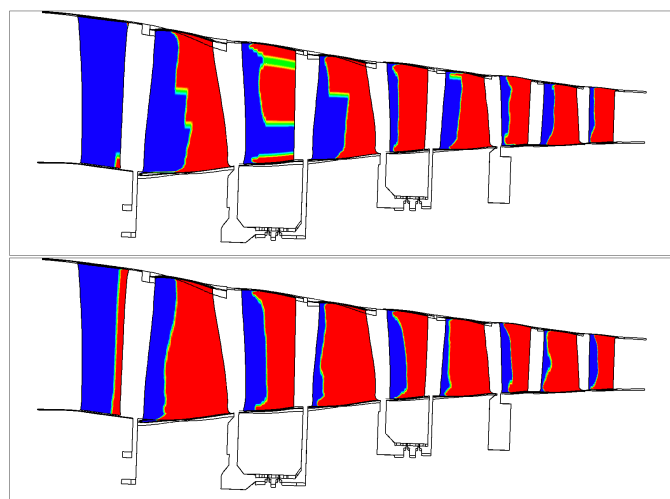


Abbildung 12. Intermittenz für den Auslegungspunkt; *oben*: Rotoren und IGV saugseitig, Statoren druckseitig; *unten*: Rotoren und IGV druckseitig, Statoren saugseitig

te von Stator 1 der Messwerte mit den numerischen Ergebnissen verglichen. Die numerischen Werte liegen vergleichsweise weiter stromab. Dies ist mitunter auf den Einfluss der Anströmturbulenz zurückzuführen, welche im Rechenmodell nur indirekt durch Angabe der turbulenten Viskosität μ_t berücksichtigt werden kann. Die experimentell bestimmte Transitionslage

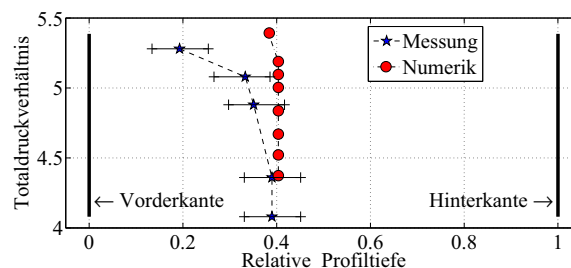


Abbildung 13. Saugseitige Transitionslage von Stator 1 in der Kanalmitte mit Transitionsbereich für die numerischen Ergebnisse und Messwerten mit Fehlerbalken für die experimentell gewonnenen Daten

weist weiterhin eine stärkere Abhängigkeit des Druckverhältnisses auf und wandert mit steigendem Gegendruck stromauf. Dieses Phänomen setzt im numerischen Modell erst bei höheren Gegendrücken ein. Dadurch wächst die Diskrepanz zwischen den Werten an, eine Tendenz die auch schon von vorangegangenen Untersuchungen ohne Berücksichtigung der Kavitäten festgestellt worden ist [4]. Für den Auslegungspunkt beginnt der Transitionsvorgang auf der Saugseite von Stator 1 bei 40% der Profiltiefe. Die laminare Grenzschicht verursacht weitaus weniger Reibungsverluste als die vollturbulente Grenzschicht. Abbildung 14 zeigt den Vergleich zwischen den vorzeichenbehafteten Reibungsbeiwerten

$$(12) \quad c_f^* = c_f \cdot \frac{|\tau_{w,z}|}{\tau_{w,z}}$$

für die unterschiedlichen Grenzschichtmodelle. Mit Hilfe der Vorzeichenwichtung durch die Wandschubspannung in Achsenrichtung lässt sich auch die Richtung bestimmen, in welche die Reibungskraft wirkt, wobei durch c_f^* -Werte kleiner null Rückstromgebiete gekennzeichnet werden.

Erwartungsgemäß sind die transitionalen Reibungsbeiwerte

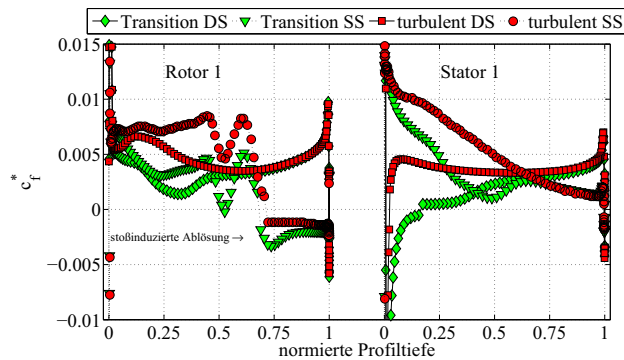


Abbildung 14. Vorzeichengewichtete Reibungsbeiwertverteilung auf Rotor 1 und Stator 1 bei 50% der Kanalhöhe

kleiner, aber auch die Strömungsenergie in der Grenzschicht geringer, wodurch es schneller zu Ablöseerscheinungen kommt. Für Rotor 1 sinkt bei etwa 46% Profiltiefe der c_f -Wert deutlich. Im Transitionsmodell kommt es zur kurzzeitigen Ablösung, und auf das turbulente Wiederanlegen der Strömung folgt eine weitere Ablösung bei etwa 61%, welche durch den Passagenstoß verursacht wird, Abbildung 15. Druckseitig kommt es an der Profilnase von Stator 1 in beiden Modellen zur Ablösung. Für das Modell mit voll turbulenter Grenzschicht beträgt diese Region nur 1% der Profiltiefe. Die energieärmere laminare Grenzschicht

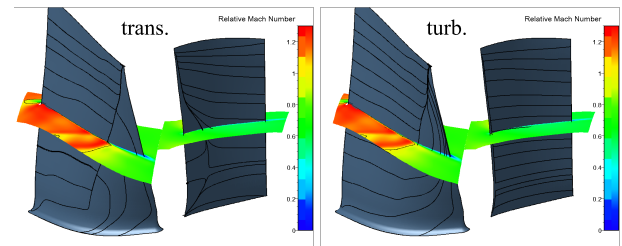


Abbildung 15. Relative Machzahlverteilung bei 50% der Kanalhöhe und Stromlinien der Wandschubspannungen auf der SS von Rotor 1 und der DS von Stator 1 für das Modell mit Berücksichtigung der Transition (*links*) und das Modell mit voll turbulenter Grenzschicht (*rechts*)

im Transitionsmodell benötigt hingegen mehr als 17% der Profiltiefe um sich an die Kontur anzulegen. Deutlich sichtbar sind für den Stator auch die geringeren c_f -Werte. Nach dem laminar-turbulenten Umschlag ähneln sich die Verläufe für beide Modelle fortlaufend. Die Machzahlverteilung bei 50% der Kanalhöhe und die Wandstromlinien auf den beschriebenen Schaufeln in Abbildung 15 verdeutlichen diese Effekte. Die Mach=1 Isolinie zeigt die Stoßposition und damit die Ursache für die Strömungsablösung. Insgesamt kann festgestellt werden, dass für das Modell mit vollturbulenter Grenzschicht ein geringes Maß an Strömungsablösungen auftreten und damit ablösebedingte Verluste reduziert werden. Die vollturbulente Grenzschicht ist dicker als die transitionale, weshalb breitere Nachläufe generiert werden. Beispielhaft ist in Abbildung 16 die Machzahlverteilung in Umfangsrichtung für drei verschiedene Kanalhöhen hinter Stator 1 am S1/R2-Interface angegeben. Es zeigt sich, dass besonders dort, wo die Schaufel druckseitig vollständig laminar umströmt wird (12% Kanalhöhe), der Unterschied zwischen den beiden Modellen deutlich wird. Während im Modell unter Berücksichtigung des Transitionsvorganges die veränderten Ablösegebiete die Verluste vergrößern, wird durch die geringere Reibung in den laminaren Grenzschichten und durch die dünneren Nachläufe insgesamt der Wirkungsgrad verbessert. Daher resultiert für die erste Stufe im Modell mit Berücksichtigung der Transition ein schlechterer und für die hinteren Stufen ein besserer Stufenwirkungsgrad.

Für die statische Druckverteilung auf Stator 1 liegen Messwerte für drei verschiedene Kanalhöhen vor. Diese werden in Abbildung 17 mit den numerischen Ergebnissen verglichen. Dabei wird deutlich, dass die Kavitäten auf die Druckverteilung bei einer Kanalhöhe von 12% keinen Einfluss mehr ausüben. Unterschiede sind nur zwischen den Modellen mit und ohne Transitionberücksichtigung festzustellen. Diese sind für Stator 1 nicht besonders ausgeprägt, was sich bereits im Stufenkennfeld, siehe Abbildung 6, andeutet. Dennoch lässt sich erkennen, dass die statischen Drücke für das Modell mit transistionaler Grenzschicht kleiner sind als für die Modelle mit vollständig turbulenter und

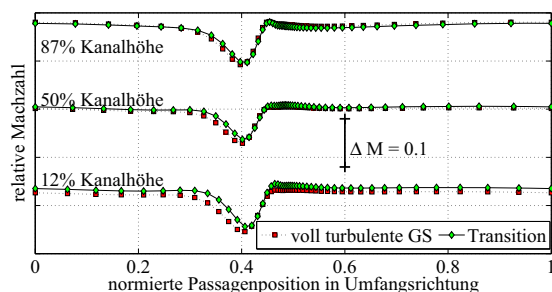


Abbildung 16. Machzahlverlauf in Umfangsrichtung hinter Stator 1 an verschiedenen Kanalhöhen

damit die Messwerte am besten approximieren.
Für die hinteren Stufen und höhere Druckverhältnisse weichen

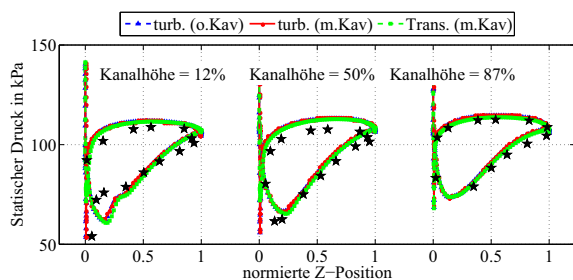


Abbildung 17. Vergleich der experimentell und der numerisch ermittelten statischen Druckverteilung für Stator 1 auf drei verschiedene Kanalhöhe

die Druckverteilungen der unterschiedlichen Grenzschichtmodelle weiter von einander ab. In Abbildung 18 ist beispielhaft die Druckverteilung für Rotor 2 und Stator 2 in der Kanalmitte für das Auslegungsdruckverhältnis dargestellt. Während sich für den Rotor nach etwa 25% der Profiloberfläche auf der Druckseite die statischen Drücke der Modelle mit vollständig turbulenter und transistionaler Grenzschicht kaum unterscheiden, sind für den Stator im Modell mit berücksichtigter Transition die statischen Drücke auf der gesamten Druckseite geringer.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieses Beitrages wurden numerische Untersuchungen an einem 4.5-stufigen Hochgeschwindigkeits-Axialverdichter durchgeführt. Dafür fanden verschiedene geometrische (mit und ohne Modellierung der Kavitäten) und Grenzschichtmodelle (vollständig turbulente und transistionale Grenzschicht) Verwendung. Die numerischen Ergebnisse wur-

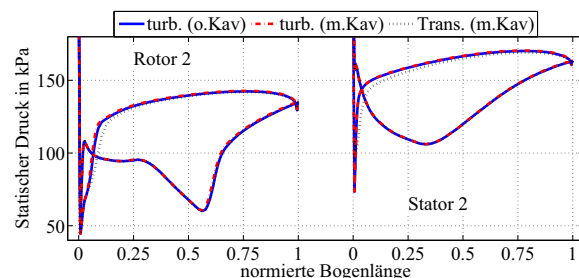


Abbildung 18. Statische Druckverteilung für Rotor 2 und Stator 2 bei 50% der Kanalhöhe im Auslegungspunkt

den mit experimentellen Messwerten verglichen. Es konnte gezeigt werden, dass mit der vereinfachten Geometrie einige, die Hauptströmung stark beeinflussende Sekundäreffekte vollkommen vernachlässigt werden. Durch Wechselwirkungen zwischen der Haupt- und Sekundärströmung entstehen lokal unterschiedliche Strömungssituationen, welche den Gesamtwirkungsgrad maßgeblich verschlechtern. Die experimentell gewonnenen Daten werden folglich durch das komplexe Modell deutlich besser angenähert. Für eine detaillierte Analyse der gesamten Verdichterdurchströmung wie sie der anspruchsvolle Auslegungsprozess verlangt, sollte daher auf die Einbeziehung des Transitionverhaltens und die Erfassung der kompletten Geometrie zukünftig nicht verzichtet werden.

Danksagung

Dieser Beitrag entstand in enger Zusammenarbeit mit Rolls-Royce Deutschland bei einer extern für die TU-Berlin gefertigten Studienarbeit. Rolls-Royce Deutschland sei für die fachliche und finanzielle Unterstützung herzlich gedankt.

Literatur

- [1] Schlichting, G. und Gersten, K. (1997). Grenzschicht Theorie. Berlin. Springer Verlag.
- [2] Gier, J. und Hübner, N. (2005). Design and Analyses of a High Stage Loading Five-Stage LP Turbine RIG Employing Improved Transition Modelling. Reno-Tahoe, Nevada, USA. ASME Turbo Expo 2005.
- [3] Michelassi, V., Rodi, W. und Gieß, P. A. (1998). Experimental and Numerical Investigation of Boundary-Layer and Wake Development in a Transonic Turbine Cascade. Aerospace Science and Technology, No. 3, 191-204.
- [4] Johann, E. und Swoboda, M. (2007). Laminar to Turbulent Transitional Behaviour of the Boundary Layer Obtained from High Speed Rig Test Results and 3D-Navier-Stokes Calculation with Transition Model. Proceedings of ISABE Conference, ISABE-2007-1303/1304. Beijing, China

- [5] Burkhardt, O., Nitsche, W., Goller, M., Swoboda, M., Gümmer, V. und Rohkamm, H. (Sept. 2003). Rotor Stator Interaction in a Highly-Loaded Single-Stage Low-Speed Axial Compressor: Unsteady Measurements in the Rotor Relative Frame. 10th ISUAAAT Conf. Durham, N. Carolina, USA.
- [6] Spallart, P. R. und Allmaras, S. R. (1982). A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamical Flows. AIAA-92-0439.
- [7] Abu-Ghannam, B. und Shaw, R. (1980). Natural Transition of Boundary Layers. The Effects of Turbulence, Pressure Gradient and Flow History. Journal of Mechanical Engineering Science, Vol 22, pp. 213-228.
- [8] Giles, M. (1988). Non-Reflecting Boundary Conditions for the Euler Equations. Technical Report TR-88-1, MIT Computational Fluid Dynamics Laboratory .
- [9] Kupijai, P. (2008). Numerical Investigation of the Multi-Stage Research Compressor rig 250 by Means of the Non-Linear Harmonic Approach. Berlin, Deutschland
- [10] NUMECA INTERNATIONAL User Manual *FINETM\Turbo* v7 (including Euranus) (2006). Brüssel, Belgien