

**Experimentelle Untersuchungen zum  
Verbesserungspotential  
einer Radialverdichterstufe mit interner Spirale**

Von der Fakultät für Maschinenbau  
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor-Ingenieur  
genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Tom Steglich

geboren am 04.01.1975 in Kühlungsborn

2007







# **Experimentelle Untersuchungen zum Verbesserungspotential einer Radialverdichterstufe mit interner Spirale**

Von der Fakultät für Maschinenbau  
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor-Ingenieur  
genehmigte Dissertation

von  
Dipl.-Ing. Tom Steglich  
geboren am 04.01.1975 in Kühlungsborn

2007

Stichworte für die Dokumentation:

Radialverdichter – Sammelspirale – Radialdiffusor – Beschaufelter Diffusor – Low Solidity Diffusor

Keywords:

centrifugal compressor – volute – radial diffuser – vaned diffuser – low solidity diffuser

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Jörg Seume
2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Manfred Gietzelt
3. Referent: Prof. ir. René A. Van den Braembussche

Tag der Promotion: 11. Oktober 2007

---

## **ABSTRACT**

The maximum volume of centrifugal/radial compressors is often limited by the available space and by the material- and manufacturing cost being proportional with size. This favors the use of internal volutes. Internal volutes have a constant outer radius, slightly larger than the diffuser exit radius, and the circumferential increase of the cross section is accommodated by a decrease of the inner radius. They allow the design of compact radial compressors and hence are very attractive for compressors where small housing diameters have a favorable impact on weight and cost.

The main disadvantages of those geometries are the lower static pressure rise and larger total pressure losses. The deceleration of the flow in the diffuser with increasing radius is annihilated by the subsequent re-acceleration in the volute because of the decreasing volute center-line radius.

External volutes, on the contrary, have the volute inner wall at constant (diffuser exit) radius. They show a higher pressure ratio and efficiency because of the extra diffusion that takes place in the volute.

This thesis focuses on the improvement of the internal volute performance by taking into account the interaction between the diffuser and the volute. Three alternative configurations with enhanced aerodynamic performance are presented.

A first one features a novel, non-axi-symmetric diffuser/internal volute combination. It demonstrates a slightly increased pressure ratio and lower loss over most of the operating range at all rotational speeds. The circumferential pressure distortion at off-design operation is slightly larger than in the original configuration with a concentric vaneless diffuser.

The second is an enlarged internal volute with a vaneless concentric diffuser. Compared to the original internal volute it shows higher pressure ratio and efficiency. The better performance is due to a decelerated flow downstream of the diffuser.

At least, a parallel-walled Low-Solidity Diffuser (LSD) with an internal volute allows a reduction of the unsteady load on the impeller and an improved performance, close to the one of a vaneless concentric diffuser with a large external volute.

---

---

## **Kurzfassung**

Die äußeren Abmessungen von Radialverdichtern sind oftmals durch den verfügbaren Bau- raum, die Material- und Herstellungskosten begrenzt. Hier bietet die Verwendung interner Sammelspiralen Vorteile. Der Außenradius einer internen Spirale ist kaum größer als der des Radialdiffusors. Die Vergrößerung der Querschnittsfläche über dem Umfang wird durch die Verringerung des Innenradius erreicht. Dadurch wird eine kleinere Baugröße bei gleichzeitigen Kosteneinsparungen und einem geringeren Gesamtgewicht möglich.

Der Nachteil dieser Bauform ist, daß Einbußen im erreichbaren statischen Druckverhältnis und höhere Totaldruckverluste akzeptiert werden müssen. Der Grund dafür liegt in einer beschleunigten Strömung stromab des Radialdiffusors, die durch den abnehmenden Radius der Schwerpunkte der Querschnittsflächen verursacht wird.

Bei externen Spiralen hingegen liegt die Innenwand der Spirale auf Höhe des Diffusoraus- trittsradius. Die Strömung wird zusätzlich verzögert und Druckverhältnis und Wirkungsgrad sind höher als bei der internen Bauform.

Diese Arbeit behandelt drei Varianten von internen Spiralen, die verbesserte aerodynami- sche Eigenschaften aufweisen. Die Neuerungen wurden an einem Radialverdichter unter- sucht, der sowohl mit einer externen als auch mit einer internen Spirale ausgerüstet werden kann. Diese beiden Verdichterkonfigurationen dienen als Referenz für die neuen Untersu- chungen. Die mit den neuen Varianten erzielten Verbesserungen werden im direkten Ver- gleich mit der ursprünglichen internen Spirale nachgewiesen.

Bei der ersten neuen Variante kommt ein nicht achsensymmetrischer Radialdiffusor zum Einsatz. Dadurch wird der Druckaufbau vom Diffusor in die Spirale verlagert. Das Ergebnis sind geringere Reibungsverluste und ein verbesserter Wirkungsgrad bei einem geringfügig erhöhten Druckverhältnis. Eine größere Ungleichförmigkeit in der Umfangsdruckverteilung am Laufradaustritt muß dafür in Kauf genommen werden.

Bei einer zweiten Variante wurde die interne Spirale vergrößert und der schaufellose, kon- zentrische Diffusor beibehalten. Dadurch wird eine beschleunigte Strömung stromab des Diffusors vermieden bzw. verringert. Das Druckverhältnis und der Wirkungsgrad können da- durch, auch im Vergleich zur ersten Modifikation, nochmals gesteigert werden.

Die letzte neue Variante mit interner Spirale ist eine Konfiguration, bei der die größere inter- ne Spirale in Verbindung mit einem Low-Solidity Diffusor [LSD] untersucht wurde. Druckver- hältnis und Wirkungsgrad dieser Konfiguration liegen auf dem Niveau eines Verdichters mit externer Spirale und unbeschaukeltem Diffusor. Im Vergleich zu einem Verdichter mit unbe- schaukeltem Diffusor werden die dynamischen Lasten auf Laufrad und Lagerung durch den Low-Solidity Diffusor verringert.

---



---

## **Vorwort**

Bei der vorliegenden Dissertationsschrift handelt es sich um (einen Teil der) Ergebnisse und einige zusätzliche Untersuchungen zu einer Forschungsaufgabe (BMW i / AiF Nr. 12478) [82], die von der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV) gestellt wurde. Ohne die großzügige finanzielle Unterstützung wären die Arbeiten nicht möglich gewesen.

Die große Erfahrung der Mitglieder des beratenden Arbeitskreises unter der Leitung des Obmannes Dr. Rudolf Keiper (KKK) und die Orientierung an der praktischen Anwendung trugen maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit bei. Neben der kritischen und hilfreichen Begleitung der Arbeiten blieb dabei immer die Zeit für den Austausch, auch über das eigentliche Vorhaben hinaus.

Das Grundkonzept dieser Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strömungsmaschinen der Universität Hannover. Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Seume, dem Leiter des Institutes, Dank für die wohlwollende und tatkräftige Begleitung meines beruflichen und akademischen Werdeganges.

Neben Herrn Prof. Seume möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Nyhuis für die Übernahme des Vorsitzes und Herrn Prof. Dr.-Ing. Gietzelt für die Übernahme des Koreferates in diesem Promotionsverfahren danken. Eine besondere Ehre war mir die Bereitschaft von Herrn Prof. ir. R. A. Van den Braembussche vom von Karman Institute for Fluid Dynamics (Brüssel), in diesem Verfahren als Gutachter und Prüfer tätig zu werden.

Die hier experimentell untersuchten Geometrien sind das Ergebnis einer Vielzahl rechnergestützter, anspruchsvoller Simulationsrechnungen, die in Brüssel durchgeführt wurden. Naturgemäß wird dabei der hohe Aufwand an Zeit und Arbeitskraft nur durch eine geringe Zahl erfolversprechender Varianten belohnt. Dem Team um Herrn Prof. Van den Braembussche daher mein Dank für die Auslegungsrechnungen und die gute Zusammenarbeit.

Letztlich bleibt festzustellen, liebe (ehemalige) Kollegen am Institut für Strömungsmaschinen, Mitstreiter, Bekannte, Freunde und Familie: Eure Unterstützung, Ermutigung, Geduld und vor allem Eure Nachsicht waren nötig. Es hat geholfen.

---



---

## Inhaltsverzeichnis

|  |           |
|--|-----------|
| <b>1. Einleitung.....</b>  | <b>1</b>  |
| 1.1 Problemstellung und Zielsetzung.....                                       | 3         |
| <b>2. Literaturüberblick .....</b>   | <b>5</b>  |
| 2.1 Unbeschaufelte Diffusoren.....   | 5         |
| 2.2 Low-Solidity-Diffusoren .....  | 9         |
| 2.3 Strömung und Verluste in Sammelspiralen.....                               | 15        |
| 2.4 Interaktion von Laufrad, Diffusor und Sammelspirale .....                  | 23        |
| 2.5 Numerische Untersuchungen .....  | 30        |
| <b>3. Prüfstand und Versuchsaufbauten .....</b>                                | <b>33</b> |
| 3.1 Prüfstand.....   | 33        |
| 3.2 Versuchsaufbauten .....  | 35        |
| 3.3 Abmessungen der Sammelspiralen .....                                       | 41        |
| 3.4 Statische Wanddrücke im Radialdiffusor .....                               | 42        |
| 3.5 Meßtechnische Ausstattung des Prüfstandes.....                             | 44        |
| <b>4. Ergebnisse der numerischen Simulation.....</b>                           | <b>46</b> |
| <b>5. Experimentelle Untersuchungen .....</b>                                  | <b>51</b> |
| 5.1 Reduzierung der Meßdaten .....   | 53        |
| 5.2 Nachrechnung der Strömung im Diffusor.....                                 | 54        |
| 5.3 Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen .....                        | 55        |
| 5.3.1 Interne und externe Spirale .....  | 55        |
| 5.3.2 Asymmetrischer Diffusor und interne Spirale .....                        | 57        |
| 5.3.3 Konzentrischer, schaufelloser Diffusor und größere interne Spirale ..... | 61        |
| 5.3.4 Low-Solidity Diffusor und größere interne Spirale .....                  | 64        |
| 5.3.5 Stabilitätsgrenze und Kennfeldbreite der untersuchten Varianten.....     | 68        |
| 5.3.6 Statischer Druck am Eintritt von Diffusor und Spirale.....               | 70        |
| <b>6. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen .....</b>                          | <b>75</b> |
| 6.1 Zusammenfassung .....  | 75        |
| 6.2 Schlußfolgerungen.....   | 76        |
| <b>7. Literaturverzeichnis.....</b>  | <b>79</b> |

---

---

|                 |  |            |
|-----------------|--|------------|
| <b>Anhang 1</b> | <b>Nachrechnung der Strömung im Diffusor .....</b>                         | <b>85</b>  |
| A-1.1           | Berechnung der Strömung im Diffusor nach Japikse .....                     | 86         |
| A-1.2           | Berechnung der Strömung im Diffusor nach Traupel .....                     | 87         |
| A-1.2.1         | Bestimmung der Reibungs- und Dissipationskoeffizienten .....               | 88         |
| A-1.3           | Nachrechnung des beschauelten Diffusors.....                               | 90         |
| A-1.4           | Strömung am Laufradaustritt.....   | 91         |
| A-1.5           | Berechnung der Startwerte für die reibungsbehaftete Diffusorrechnung ..... | 92         |
| <b>Anhang 2</b> | <b>Fehlerabschätzung .....</b>   | <b>96</b>  |
| A-2.1           | Abschätzung der Meßunsicherheit und Vertrauensbereiche der Messungen.....  | 96         |
| A-2.2           | Reproduzierbarkeit der Messungen .....                                     | 100        |
| <b>Anhang 3</b> | <b>Abbildungen.....</b>  | <b>105</b> |
| <b>Anhang 4</b> | <b>Tabellen .....</b>  | <b>135</b> |

---

---

## Nomenklatur

### Formelzeichen

| <u>Symbol</u>  | <u>Einheit</u>      | <u>Bezeichnung</u>                   |
|----------------|---------------------|--------------------------------------|
| A              | [m <sup>2</sup> ]   | Fläche                               |
| AR             | [-]                 | Flächenverhältnis                    |
| b              | [m]                 | Diffusorbreite                       |
| c              | [m/s <sup>1</sup> ] | Geschwindigkeit                      |
| c <sub>d</sub> | [-]                 | Dissipationskoeffizient              |
| c <sub>f</sub> | [-]                 | Reibungsbeiwert                      |
| C <sub>p</sub> | [-]                 | Druckbeiwert                         |
| d              | [m]                 | Durchmesser                          |
| D              | [-]                 | Verzögerungsverhältnis               |
| D              | [m]                 | Durchmesser                          |
| D <sub>H</sub> | [m]                 | hydraulischer Durchmesser            |
| h              | [J/kg]              | spezifische Enthalpie                |
| i              | [°]                 | Inzidenzwinkel                       |
| k              | [-]                 | Faktor                               |
| <i>ℓ</i>       | [m]                 | Sehnenlänge                          |
| m              |                     | Vertrauensbereich des Mittelwertes   |
| $\dot{m}$      | [kg/s]              | Massenstrom                          |
| M              | [-]                 | Machzahl                             |
| Mu             | [-]                 | Umfangsmachzahl                      |
| n              | [s <sup>-1</sup> ]  | Drehzahl                             |
| p              | [Pa]                | Druck                                |
| r              | [m]                 | Radius                               |
| R              | [-]                 | bezogene Kennfeldbreite              |
| Re             | [-]                 | Reynoldszahl                         |
| s              |                     | Standardabweichung                   |
| t              | [m]                 | Teilung                              |
| T              | [K]                 | Temperatur                           |
| u <sub>2</sub> | [m/s]               | Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades |
| $\dot{V}$      | [m <sup>3</sup> /s] | Volumenstrom                         |
| Z              | [-]                 | Schaufelzahl                         |

---

---

|           |                      |                         |
|-----------|----------------------|-------------------------|
| $\alpha$  | [°]                  | Strömungswinkel         |
| $\beta$   | [°]                  | Schaufelwinkel          |
| $\Delta$  | [-]                  | Differenz               |
| $\Delta$  | [ ]                  | Meßunsicherheit         |
| $\eta$    | [-]                  | Wirkungsgrad            |
| $\lambda$ | [-]                  | Radienverhältnis        |
| $\lambda$ | [-]                  | Swirl-Parameter         |
| $\mu$     | [-]                  | Minderleistungsfaktor   |
| $\nu$     | [mm <sup>2</sup> /s] | kinematische Viskosität |
| $\pi$     | [-]                  | Druckverhältnis         |
| $\pi$     | [-]                  | Kreiszahl               |
| $\rho$    | [kg/m <sup>3</sup> ] | Dichte                  |
| $\sigma$  | [-]                  | Solidity                |
| $\tau$    | [N/mm <sup>2</sup> ] | Schubspannung           |
| $\varphi$ | [-]                  | Lieferzahl              |
| $\omega$  | [-]                  | Verlustbeiwert          |

### **Tiefgestellte Indizes**

|    |   |
|----|---|
| 0  | vor Verdichter / Ansaugkammer   |
| 1  | Laufraudeintritt  |
| 2  | Laufradaustritt   |
| 3  | Meßebene nach Laufradaustritt ( $r/r_2 = 1.05$ )                      |
| 4  | Meßebene vor Eintritt in die Diffusorbeschaufelung ( $r/r_2 = 1.26$ ) |
| 5  | Ende der Diffusorbeschaufelung  |
| 6  | Meßebene am Diffusoraustritt (abhängig von der Konfiguration)         |
| 7  | Ende der Sammelspirale  |
| 8  | Verdichteraustritt  |
| DS | Druckseite  |
| H  | hydraulisch   |
| i  | Index   |
| is | isentrop  |
| J  | Zähler  |
| K  | Ansaugkammer  |

---

---

|          |                      |
|----------|----------------------|
| Kam      | Ansaugkammer         |
| m        | meridionale Richtung |
| max      | maximal              |
| min      | minimal              |
| N        | Normgröße            |
| red      | reduziert            |
| SS       | Saugseite            |
| stat     | statisch             |
| t        | tangentiale Richtung |
| tot      | totale Größe         |
| U        | Umfangsrichtung      |
| W        | Wand                 |
| $\infty$ | schaufelparallel     |

### Konstanten

| <u>Symbol</u>  | <u>Einheit</u>            | <u>Bezeichnung</u>                             |
|----------------|---------------------------|--|
| $T_N = 288.15$ | [K]                       | Normtemperatur                                 |
| $p_N = 101325$ | [Pa]                      | Normdruck                                      |
| $R = 287.0$    | [J (kg K) <sup>-1</sup> ] | spezifische Gaskonstante für Luft              |
| $c_p = 1004.5$ | [J (kg K) <sup>-1</sup> ] | spez. Wärmekapazität für Luft bei konst. Druck |
| $\kappa = 1.4$ | [-]                       | Isentropenexponent für Luft                    |

### Verdichterdrehzahlen

| <u>Reduzierte Drehzahl</u>               | <u>Umfangsmachzahl</u> | <u>Kommentar</u>   |
|--|------------------------|--|
| $n_{red} = 10\,000$ [min <sup>-1</sup> ] | $Mu = 0.62$            |  |
| $n_{red} = 12\,000$ [min <sup>-1</sup> ] | $Mu = 0.74$            |  |
| $n_{red} = 14\,000$ [min <sup>-1</sup> ] | $Mu = 0.86$            | Auslegungsdrehzahl für den Verdichter mit unbeschaufelten Diffusoren |
| $n_{red} = 16\,500$ [min <sup>-1</sup> ] | $Mu = 1.02$            |  |
| $n_{red} = 18\,000$ [min <sup>-1</sup> ] | $Mu = 1.11$            | Auslegungsdrehzahl für den Verdichter mit Low-Solidity Diffusor      |

---





### 1. Einleitung

Seit dem ersten kommerziellen Einsatz Anfang des letzten Jahrhunderts, haben sich Verdichter radialer Bauart in einer kaum zu überschauenden Vielzahl von Anwendungen etabliert. Im Laufe der Entwicklung haben sich die erreichbaren Verdichtungsverhältnisse von 1:2.5 auf 1:12 in modernen Hubschraubertriebwerken erhöht und die Baugröße reicht von wenigen Millimetern in Microgasturbinen bis hin zu ca. 2 m Laufraddurchmesser in Getriebe-kompressoren.

Radialverdichter bieten eine Reihe von Vorteilen, die diese spezielle Bauform des Turboverdichters für Entwickler und Nutzer attraktiv macht. Sie sind im Vergleich zu Axialverdichtern relativ einfach aufgebaut und damit kostengünstig herzustellen und zu betreiben. Sie sind robust im Betrieb und verkraften z.B. instabile Betriebszustände besser als Axialverdichter. Sie erreichen bei kompakter Bauform hohe Druckverhältnisse und können damit auch dort effektiv eingesetzt werden, wo die Platzverhältnisse nur kleine Dimensionen erlauben, wie z.B. im Motorraum eines Kraftfahrzeuges. Nicht zuletzt bieten vor allem Radialverdichter niedrigerer Druckverhältnisse, in Verbindung mit Leitapparaten, ein breites Kennfeld, ohne daß die Strömung instabil wird.

Historisch gesehen war der Radialverdichter für die Entwickler der ersten Turboverdichter die einfacher zu beherrschende Maschine. Der Grund hierfür lag im einfachen Aufbau und der stabilisierenden Wirkung, die das Zentrifugalfeld auf die Strömung ausübt. Dies führte dazu, daß mit dem Einsatz der ersten Axialverdichter in Flugtriebwerken der relative Forschungsaufwand für radiale Verdichter gering blieb. Gleichzeitig entzogen sich die nicht minder komplizierten Strömungsverhältnisse im Radialverdichter oftmals einer einfachen Modellierung.

Völlig neue Möglichkeiten für Entwickler und Forscher bieten seit den 80er Jahren des letzten Jahrhunderts kommerziell verfügbare Programme zur 3D-Strömungssimulation (CFD-**C**omputational **F**luid **D**ynamics), die mit ebenfalls verbesserter Rechentechnik inzwischen in der Lage sind, auch instationäre Phänomene detailliert aufzulösen. Neben verbessertem Verständnis durch die Visualisierung der Vorgänge und durch die lokale und globale Analyse, bietet die CFD auch die Möglichkeit, rein virtuell Verdichtergeometrien zu testen und zu bewerten. Dadurch lassen sich einerseits teure Fehlentwicklungen vermeiden und andererseits gezielt Modifikationen entwickeln, die das Verständnis wiederum vertiefen. Eine experimentelle Überprüfung der auf diesem Wege erlangten, theoretischen Erkenntnisse ist aber auch weiterhin unumgänglich.

---

Ungeachtet dieser neuen Entwicklungen bei Auslegung und Erforschung von Turbomaschinen im Allgemeinen, sind die Anforderungen, die ein Radialverdichter von Seiten des Nutzers erfüllen muß, unverändert. Hier spielen vor allem Kosten jeglicher Art eine Rolle. So ist z.B. eine kompakte Bauweise nicht zwangsläufig die Folge eines limitierten Bauraumes. Vor allem bei größeren Verdichtern nehmen die Herstellungs-, Transport- und nicht zuletzt die Materialkosten überproportional mit der Baugröße zu. Da der Nutzer neben niedrigen Gesteuerungskosten natürlich auch an niedrigen Betriebskosten interessiert ist, sind die Hersteller gezwungen, nach Wegen zu suchen, den Energieverbrauch der Maschine niedrig zu halten. Bei vorgegebenen Drücken und Volumenströmen führt dabei, unabhängig von der Bauweise, an einem hohen Wirkungsgrad natürlich kein Weg vorbei.

Die äußeren Abmessungen des Verdichters werden meist durch seinen Sammelraum vorgegeben. Dieser dient dazu, das verdichtete Medium aufzufangen und der druckseitigen Rohrleitung zuzuführen. Neben einfachen konzentrischen Sammelräumen gleichen Querschnittes, haben sich spiralförmige Sammelräume, deren Querschnitt mit dem Umfangswinkel zunimmt, bewährt. Die Flächenerweiterung resultiert dabei in erster Näherung aus dem Volumen, das der Spirale im jeweiligen Abschnitt zufließt. Eine weitere Verzögerung der Strömung erfolgt demnach erst in der Spirale folgenden Stützdiffusor, dem sich dann die eigentliche Druckleitung anschließt.

Um eine kompakte Bauform zu erreichen, wird der Querschnitt der Sammelspirale so angeordnet, daß der Schwerpunkt der Querschnittsfläche unterhalb des Austritts des Radialdiffusors liegt (siehe Abbildung 3-4, Seite 36). Im Extremfall dient das Ansaugrohr des Verdichters gleichzeitig als innere Begrenzung der Spirale. Diese Bauform wird, aufgrund der Lage der Flächenschwerpunkte, als interne Spirale bezeichnet. Das andere Extrem ist die externe Spirale, bei der die Innenwand der Spirale auf Höhe des Diffusoraustrittsradius liegt.

Aerodynamisch stellt die externe Spirale die bessere Alternative dar. Zum einen ist ihr Gesamtvolumen bei äquivalentem Flächenverlauf größer, zum anderen nimmt aufgrund des Drallerhaltes ( $c_u \cdot r = \text{const.}$ ) die Durchtrittsgeschwindigkeit in der Spirale ab. Die Verzögerung der Geschwindigkeit in der Spirale führt neben dem Aufbau statischen Druckes zu geringeren Wandreibungsverlusten.

Bei der internen Spirale dagegen kommt es wegen des Drallerhaltes zu einer Beschleunigung der Durchtrittsgeschwindigkeit, obwohl diese Geschwindigkeitskomponente vorher im Radialdiffusor verzögert wurde. Gleichzeitig sammelt sich niederenergetisches Fluid, als Folge des Sekundärwirbels in der Spirale, im Zentrum des Querschnittes. Dadurch wird der effektive Querschnitt der Spirale zusätzlich versperrt und die Durchtrittsgeschwindigkeit weiter erhöht. Die Folge sind abnehmender statischer Druck und erhöhte Reibungsverluste. Zusätz-

lich besteht aufgrund ihrer starken Krümmung, die Gefahr der Strömungsablösung an der Spiraleninnenwand.

### 1.1 Problemstellung und Zielsetzung

Ein hoher Wirkungsgrad muß auch bei kompakter Bauweise des Verdichters gewährleistet sein, um einen minimalen Energieverbrauch des Radialverdichters sicherzustellen und dadurch die Betriebskosten niedrig zu halten. Dabei entsteht ein Zielkonflikt zwischen möglichen Einsparungen und den Kostennachteilen, die sich aus einer kompakten Bauweise ergeben. Dieser Konflikt läßt sich bei Beibehaltung kompakter Dimensionen, also eines Verdichters mit interner Sammelspirale, nur auflösen oder abmildern, wenn den aerodynamischen Nachteilen der internen Bauweise effektiv begegnet werden kann.

Um dieses Ziel zu erreichen, wurde auf Basis vorhandener Geometrien (einer internen und einer externen Spirale) eine theoretische Optimierung durchgeführt (Seume et al. [82]). Die dafür nötigen CFD-Simulationen nutzten ein vereinfachtes Rechenmodell, das nur aus Radialdiffusor, Sammelspirale und Stutzenddiffusor bestand. Das Ergebnis waren zwei neue Varianten des Systems Diffusor – interne Spirale (für die schematische Darstellung, siehe Abbildung 3-7 auf Seite 39). Der experimentelle Nachweis dieser von der Numerik aufgezeigten Verbesserungen ist das Thema dieser Arbeit.

Die erste neue Variante mit unveränderter Geometrie der ursprünglichen internen Spirale erhielt einen asymmetrischen Radialdiffusor. Wie die Simulationen zeigten, konnte auf diese Weise der statische Druckaufbau in die Spirale verlagert und die Reibungsverluste im Radialdiffusor und in der Spirale verringert werden.

Die zweite neue Variante war der Entwurf eines sogenannten Low-Solidity Diffusors [LSD] anstelle des unbeschaufelten Diffusors und einer darauf angepaßten, vergrößerten internen Spirale. Bei einem Low-Solidity Diffusor handelt es sich um einen beschaufelten Diffusor ohne engsten Querschnitt. Dadurch wird der Betriebsbereich des Verdichters nicht eingeschränkt, da sich zwischen den Schaufeln keine Stoßfronten ausbilden können. Ziel dieser Maßnahme war es, die Strömung im Diffusor stärker zu verzögern und damit schon am Eintritt in die Spirale für niedrige Geschwindigkeiten und hohen statischen Druck zu sorgen.

Der modulare Aufbau des Versuchsverdichters, mit untereinander austauschbaren Spiralen und Diffusoren, ermöglichte zusätzlich die Vermessung einer weiteren Diffusor – Spiralen Kombination aus dem originalen unbeschaufelten, konzentrischen Diffusor und der vergröß-

---

ßerten internen Spirale. Hier war von Interesse, ob ein zusätzlicher Druckrückgewinn in der Spirale auch bei einer Kombination von konzentrischem Diffusor und geänderter interner Spirale Verbesserungspotential bietet.

Im Vorfeld der Messungen wurde der Verdichter, neben den üblichen Meßstellen zur Erfassung der Kennfeldgrößen, im Radialdiffusor mit statischen Wanddruckbohrungen versehen. Damit konnten, unter Verwendung gemittelter Werte, repräsentative Mittelwerte nicht direkt meßbarer Größen wie z.B. von Geschwindigkeiten und Totaldrücken am Laufrad- und Diffusoraustritt berechnet werden. So wurde über die Auswertung direkt gemessener Größen hinaus eine bessere Interpretation der Ergebnisse ermöglicht.

## 2. Literaturüberblick

Im nachfolgenden Kapitel soll ein Überblick über den Stand der Technik, über Entwicklungsschwerpunkte und auch über einige eher unkonventionelle Entwicklungen gegeben werden. Der Fokus ist dabei nicht nur darauf gerichtet Anknüpfungspunkte aufzuzeigen, die im Rahmen der hier durchgeführten Arbeiten von Nutzen sein könnten.

Es wird dabei vor allem auf das verfügbare Schrifttum der letzten Jahre eingegangen, da in einigen der hier erwähnten Arbeiten bereits ein sehr guter Überblick über den damaligen Stand gegeben wurde.

Um besser den Überblick wahren zu können, wurde eine Unterteilung in Abschnitte der folgenden Themengebiete vorgenommen:

- 2.1 Unbeschaufelte Diffusoren
- 2.2 Low-Solidity Diffusoren
- 2.3 Strömung und Verluste in Sammelspiralen
- 2.4 Interaktion von Laufrad, Diffusor und Sammelspirale
- 2.5 Numerische Untersuchungen

Zusätzlich wurde, des besseren Verständnisses wegen, auf eine strenge chronologische Reihenfolge verzichtet.

### 2.1 **Unbeschaufelte Diffusoren**

Unbeschaufelte Diffusoren kommen vor allem bei Verdichtern mit niedrigen Druckverhältnissen und breitem Kennfeld zur Anwendung. Die große Massenstromvariabilität erklärt sich dadurch, daß ein Sperren des Diffusors erst auftritt, wenn die Meridiangeschwindigkeit im Ringraum Überschall erreicht.

Unter Voraussetzung einer ausgeglichenen Strömung am Diffusoreintritt, ist die Umwandlung der hohen kinetischen Energie am Diffusoreintritt in Druckenergie Folge des Massen- und des Drallerhaltes. Aufgrund der Kontinuität wird die Meridiangeschwindigkeit verzögert, da die Ringfläche des Diffusors üblicherweise vom Eintritt zum Austritt des Diffusors zunimmt. Die Umfangsgeschwindigkeit im Diffusor unterliegt dem Drallerhalt ( $c_u \cdot r = \text{const.}$ ) und nimmt mit zunehmendem Radius ab. Soll ein unbeschaufelter Diffusor den Druckaufbau

---

eines beschaukelten Diffusors erzielen, muß das Radienverhältnis des Diffusors zwangsläufig vergrößert werden.

Die fehlende abschirmende Wirkung einer Diffusorbeschaukelung oder von Diffusorkanälen führt dazu, daß Laufrad und Sammelraum relativ ungestört miteinander interagieren können. Diese Interaktion bewirkt, abhängig vom Kennfeldpunkt, unerwünschte Auswirkungen auf die Energieumsetzung im Laufrad, den Druckaufbau stromab des Laufrades und die Strömung in allen beteiligten Komponenten. So können sich z.B. Ungleichförmigkeiten der Laufradabströmung bis in den Sammelraum hinein fortsetzen. Inhomogenität und Instationarität der Strömung bestimmen auch die Energieumwandlung und die Strömungsstabilität im Diffusor und sind deshalb Schwerpunkt zahlreicher Untersuchungen.

So wurde von Maksoud et al. [58] die instationäre Strömung im schaufellosen Diffusor eines Radialverdichters ( $\mu \approx 0.3$ ) mit Hitzdrahtsonden vermessen. Dadurch konnten sowohl die Geschwindigkeiten als auch die turbulenten Reynoldsspannungen ermittelt werden. „Blade-Wake“ (ein Gebiet niedrigerer Meridiangeschwindigkeit nahe der Schaufelsaugseite des Laufrades) und „Passage-Wake“ (in der meridionalen Ebene, gehäuseseitig, ein Gebiet niedriger Geschwindigkeit) waren deutlich zu unterscheiden. Bei Messungen auf verschiedenen Radienverhältnissen zwischen Laufrad- und Diffusoraustritt zeigte sich, daß sich die „Blade-Wake“ sehr schnell ausmischte, während die „Passage-Wake“ noch bis zum Diffusoraustritt erkennbar blieb.

Pinarbasi et al. [1], [3] vermaßen ebenfalls den unbeschaukelten Diffusor eines langsam laufenden Verdichters ( $\mu < 0.3$ ) mit Hitzdrahtsonden. Neben Messungen im Auslegungspunkt wurden Messungen bei 16% unter und bei 11% über dem Nominaldurchsatz durchgeführt.

Wiederum konnte deutlich zwischen „Blade-Wake“ und „Passage-Wake“ unterschieden werden. Kurz hinter dem Laufrad ( $r/r_2 = 1.02$ ) war eine starke Wake-Region der Laufradschaufeln zu sehen, die sich aufgrund der Sekundärströmungen sehr schnell ausmischte.

Auch hier erwies sich die „Passage-Wake“ nach Aussage der Autoren als langlebiger. Obwohl große turbulente kinetische Energien in der „Passage-Wake“ Strömung beobachtet wurden, mischte sie sich nur langsam aus. Die Autoren vermuten, daß diese turbulente kinetische Energie ihre Ursache eher in niederfrequenten Schwankungsbewegungen der Wake-Region hatte, als in hohen Reynoldsspannungen.

Übertragen auf beschaukelte Diffusoren bedeutet dies nach Ansicht der Autoren, daß der optimale Abstand zwischen Laufrad und Diffusorbeschaukelung vom Durchfluß abhängt, da die Ausmischung (über den Umfang) bei hohen Durchflüssen mehr Raum in Anspruch nimmt.

Kämmer [60] untersuchte die Einflüsse auf die Ablösegrenze des Diffusors im „Großen Radialverdichter“ des Institutes für Strömungsmaschinen der Universität Hannover. Dabei wurden unter anderem auch Drosselringe direkt nach dem Laufrad und bei einem Radienverhältnis von  $r/r_2 = 1.5$  eingesetzt. Die Messungen wurden mit Hitzdraht- und instationären, pneumatischen Sonden durchgeführt. Es wurden drei unterschiedliche Auslöser für das Einsetzen der Ablösung unterschieden.

Bei niedrigen Drehzahlen ( $Mu < 0.85$ ) kam es zu Strömungsablösungen in der Laufradeintrittsebene. Dabei trat eine drallbehaftete Rückströmung am Laufradeintritt auf. Die im Inducer auftretenden Ablösungen hatten einen stochastischen Charakter und setzten sich mit zunehmender Drosselung bis in den Diffusor hinein fort.

Bei Drehzahlen über  $Mu > 0.85$  wurden dynamische Einflüsse bestimmend. Diese Vorgänge hatten einen periodischen Charakter, wobei eine hochfrequente Ablösung mit 44,6% und eine niederfrequente mit ca. 15 % der Umfangsgeschwindigkeit beobachtet wurde.

Die Ausbreitung und die auftretenden Wellenlängen dieser Erscheinungen waren unterschiedlich. Durch die Diffusorringe konnte ihre Lage im Kennfeld verschoben und unterdrückt werden.

Die hochfrequente Ablösung hatte ihre Ursache in der periodisch zusammenbrechenden Energieübertragung im Laufrad. Dabei zeigte der statische Druck umlaufende Störungen mit einer Überlagerung zeitlicher Änderungen im Durchsatz. Bei der niederfrequenten Ablösung wurde vermutet, daß die Ursache im Diffusor zu suchen war.

Von Saaresti et al. [6] wurden numerische und experimentelle Untersuchungen an einem schaufellosen Diffusor durchgeführt. Der schaufellose Diffusor wurde mit verschiedenen Pinch-Varianten (Einengung des Diffusorkanals, gemessen an der Laufradaustrittsbreite) rechnerisch und experimentell untersucht. Dafür konnten die Wände des parallelwandigen Diffusors gehäuse-, naben- und beidseitig verstellt werden, um die Diffusorbreite zu verringern. Es stellte sich heraus, daß die beidseitige Einschnürung bei hohem und niedrigem Massenstrom bessere Ergebnisse in Druckaufbau und Wirkungsgrad ergab als die Originalvariante. Andere Variationen lieferten wenig bessere oder etwas schlechtere Ergebnisse.

Von Kang et al. [5] wurden Untersuchungen zur Echtzeitbeeinflussung des Stall im schaufellosen Diffusor vorgestellt. Der untersuchte Verdichter hatte eine maximale Umfangsmachzahl von  $Mu \approx 1$ . Dabei wurden am Ein- und Austritt des Diffusors Drucksensoren angebracht, deren Signale digital verarbeitet wurden. Nach Aussage der Autoren erfolgte die Auswertung so schnell, daß ein Eingriff in die Regelung des Verdichters mit ausreichender Zeitreserve möglich war.

---

Aungier [2] entwickelte Verlustmodelle für einen Verdichter mit Rückführkanal. Bei der Modellierung wurden der unbeschaufelte Diffusor, der Umlenkkrümmter und der beschaufelte Rückführkanal einzeln betrachtet. Die Verlustkoeffizienten wurden empirisch entwickelt und an vorhandenen Daten kalibriert. Eingebunden in ein zur Nachrechnung verwendetes Auslegungsprogramm, konnten dadurch gute Ergebnisse erzielt werden.

Japikse et al. [7] unterzogen die herkömmliche, auf der Vereinfachung der Navier-Stokes-Gleichungen basierenden Diffusormodellierung (Stanitz [62], Japikse [63]) einer kritischen Betrachtung. Dies hatte hauptsächlich zwei Gründe:

Zum einen erlaubt es die heutige Rechentechnik, auch komplexe Gleichungssysteme in kurzer Zeit zu lösen. Damit wird es möglich, Vereinfachungen in Rechenmodellen, die auch vor einigen Jahren noch notwendig waren, fallen zu lassen. Zum anderen wurde berücksichtigt, daß die Strömung am Laufradaustritt nicht ausgemischt ist, d.h. mit einer 1D-Modellierung nicht zu erfassen ist (Dean et al. [61]).

Nach Aussage der Autoren ist es mit den bisherigen Ansätzen grundsätzlich möglich, die Strömung am Austritt des Diffusors korrekt zu berechnen. Begründet wird dies damit, daß der Mischungsprozeß am Diffusoreintritt gegenüber den Wandreibungsverlusten eher geringe Verluste generiert. Für die dem Diffusor nachgeschalteten Komponenten ergeben sich damit immer noch die richtigen Eintrittsgrößen. Bei einer Rückrechnung auf das Laufrad allerdings ergeben sich falsche Werte für den Strömungswinkel, den statischen und den Totaldruck, da die 1D-Betrachtung die Jet-Wake-Strömung nicht wiedergeben kann. Die Ausmischung dieser Strömung am Eintritt des Diffusors führt zu einer (hauptsächlich) reversiblen Umwandlung von kinetischer in Druckenergie.

Um diesen Nachteil zu beseitigen, wurde das Diffusormodell auf das Zwei-Zonen-Modell des Laufrades (Japikse [63]) unter Berücksichtigung der Arbeiten von Dean et al. [61] angepaßt. Die Autoren stellten fest, daß der Einfluß auf den lokal gemittelten Reibungsbeiwert vor allem am Anfang enorm ist und mit dem Radienverhältnis tendenziell abnimmt. Diese Modellierung kann vor allem für Diffusoren mit geringem Radienverhältnis sehr wertvoll sein.



## 2.2 Low-Solidity-Diffusoren

Low-Solidity-Diffusoren [LSD] gehen auf ein Patent von Senoo [64] aus dem Jahre 1978 zurück. Die ursprüngliche Intention dieser Bauart war es, die positiven Auswirkungen eines beschaufelten Diffusors auf den Druckrückgewinn und den Wirkungsgrad, mit der Kennfeldbreite des unbeschaufelten Diffusors zu verbinden. Um dieses Ziel zu erreichen, wird die Strömung im Diffusor durch eine Beschaufelung geringer Überdeckung (Low-Solidity) geführt. Durch die geringe Überdeckung (Solidity) von  $\sigma < 1$  entsteht im Schaufelkanal kein engster Querschnitt, wodurch ein Sperren des Kanals bei Überschall vermieden wird.

Nach Amineni [12] läßt sich die Solidity mit

$$\sigma^2 = \frac{\left(\frac{r_5}{r_4}\right)^2 + 1 - 2 \cdot \left(\frac{r_5}{r_4}\right) \cdot \cos(\beta_5 - \beta_4)}{2 - 2 \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{Z}\right)} \quad \text{Gl. 2-1}$$

oder – mathematisch einfacher ausgedrückt – nach Senoo [8] mit

$$\sigma = \frac{\ell}{t} = \frac{\ell \cdot Z}{2 \cdot \pi \cdot r_4} \quad \text{Gl. 2-2}$$

definieren (zur Geometriedefinition: Abbildung 3-8 auf Seite 40).

Da es sich um eine vergleichsweise junge Entwicklung handelt, finden sich in der verfügbaren Literatur hauptsächlich Untersuchungen, die grundsätzliche Fragen behandeln. Dazu gehören neben den Auswirkungen auf das Verdichterkennfeld, Untersuchungen zur Optimierung von Solidity und Schaufelzahl. Aber auch Untersuchungen zur Auslegungsmethodik und zur Stabilität der Strömung wurden vorgestellt.

Senoo et al. [8] rüsteten ein Zentrifugalgebläse ( $\text{Mu} \approx 0.5$ ) mit einem Tandem LS-Diffusor aus. Die Beschaufelung begann bei einem Radienverhältnis von  $r/r_2 = 1.08$  und die Solidity betrug  $\sigma = 0.69$  bzw.  $\sigma = 0.35$  für die erste Reihe.

Bei der Auslegung der Diffusorbeschaufelung wurde der Gittereinflußkoeffizient nach Weinig [65] in Kombination mit einer Funktion für den Auftriebsbeiwert des eingesetzten USA35-B Profils (als Einzelflügel) verwendet. Das so berechnete ebene Gitter wurde dann konform auf ein ebenes Kreisgitter abgebildet. Die Funktion dieser sog. König'schen Abbildung findet sich z.B. in Albring [67]. Der schaufellose Teil wurde nach gängiger Literatur (Eckert/Schnell [66]) berechnet, um Verluste und Druckaufbau voraussagen zu können.

---

Die experimentellen Ergebnisse ergaben eine Zunahme des Druckrückgewinns ohne Eingenugung des Kennfeldes, wobei mit Tandem-Beschaufelung höhere Drücke erreicht wurden. In Richtung der Pumpgrenze waren Instabilitäten zu beobachten. Da diese aber auf dem gleichen Massenstrom wie bei dem Verdichter ohne Diffusorscheufeln lagen, folgerten die Autoren, daß die Ursache Laufradstall war.

Harada et al. [9] statteten einen Verdichter ( $\text{Mu} \approx 0.72$ ) mit gedecktem Laufrad und Rückführkanal mit zwei Varianten von LS-Diffusoren aus. Wie bei Senoo [8] kamen ein Tandemgitter und ein einfaches Gitter mit USA35-B Profilierung zur Anwendung. Die Solidity der ersten Reihe des Tandemgitters betrug  $\sigma = 0.3$ , die der zweiten Reihe  $\sigma = 0.5$ .

Wirkungsgrade (bis +10%) und Druckaufbau waren deutlich höher als für die schaufellose Variante. Nur in Richtung der Schluckgrenze zeigten sich schlechtere Ergebnisse. In diesem Kennfeldbereich war die Tandem-Variante dem einfachen Gitter überlegen. Nach Ansicht der Autoren hatte dies seine Ursache in der Beeinflussung der Grenzschicht auf der Druckseite der zweiten Schaufelreihe.

Zusätzliche CFD Simulationen zeigten nabenseitige Strömungsablösungen an den Profilen.

Arnone et al. [17] untersuchten numerisch eine transsonische Diffusoreinströmung. Es zeigen sich im Schnitt durch den Diffusor sehr unterschiedliche Strömungszustände, je nachdem ob der Schnitt nabenseitig, gehäuseseitig oder in der Mitte gelegt wurde. In Wandnähe waren zum Teil Rückströmungen zu beobachten, während die Strömung in der Mitte ablösefrei bleibt. Eine instationäre Rechnung nahe dem Stall zeigte eine fluktuierende Ablöseblase auf der Saugseite der LS-Schaukeln. Nach Aussage der Autoren konnte dieser Betriebspunkt nicht bis zur vollständigen Konvergenz gerechnet werden. Der Grund wurde darin gesehen, daß die Blase mit einer Frequenz fluktuerte, die niedriger war, als die Blade-Passing-Frequency. Diese Ablösung wurde auch als Auslöser für den Stall gesehen.

Hohlweg et al. [10] führten Versuche mit konventioneller Diffusorbeschaufelung und LS-Beschaufelung durch. Die LS-Beschaufelung bestand aus unprofilieren, dünnen, geraden Blechen, die an der Vorderkante abgeschrägt wurden. Die Versuche wurden an einem Prozeßverdichter niedriger Umfangsmachzahl und einem Versuchsverdichter hoher Umfangsmachzahl durchgeführt. Die Solidity für den LS-Diffusor lag bei  $\sigma \approx 0.7$ . Bemerkenswert ist, daß die LS-Beschaufelung auf die gleiche Umlenkung ausgelegt wurde, wie der konventionell ausgeführte Diffusor.

Der Prozeßverdichter erreichte mit LS-Beschaufelung im Auslegungspunkt den Wirkungsgrad des konventionell beschaufelten Diffusors. Allerdings war bei Auslegungsdrehzahl ( $\text{Mu} \approx 0.7$ ) die Stabilitätsgrenze signifikant kleiner. Da dies auch durch Änderung des Inzidenzwinkels nicht zu beeinflussen war, nahmen die Autoren an, daß die Schaufelzahl zu

gering war. Abhilfe versprachen sich die Autoren durch die Profilierung der Schaufeln und die Ermittlung der optimalen Schaufelzahl.

Für den Versuchsverdichter ( $\mu > 1$ ) ergab sich ein anderes Bild. Bei dieser Konfiguration hatte der konventionelle Diffusor im Auslegungspunkt immer einen besseren Wirkungsgrad als der LS-Diffusor. Dieser wiederum war, verglichen mit einer schaufellosen Konfiguration, bei fast identischem Betriebsbereich besser.

Auch der Einfluß verschiedener Inzidenzwinkel der Diffusorbeschaufelung machte sich deutlich bemerkbar. So wirkte sich eine positive Inzidenz negativ, eine negative Inzidenz positiv auf das Kennfeld aus. Als optimal erwies sich ein Inzidenzwinkel von  $i = -4.1^\circ$ . An dieser Stelle vermuteten die Autoren, daß eine noch größere negative Inzidenz vielleicht einen positiven Effekt auf die Stabilitätsgrenze haben könnte, wenn Einbußen im Wirkungsgrad hingenommen werden. Diese Vermutung wurde zum Teil von Cellai [21] und Ferrara [22] bestätigt.

Die Untersuchungen von Hohlweg et al. [10], wurden von Amimeni et al. [12] fortgesetzt. Bei diesen Untersuchungen wurden zwei Konfigurationen von LS-Diffusoren mit einem schaufellosen und einem konventionell beschaufelten Diffusor verglichen. Wobei sich die LS-Diffusoren nur in der Schaufelzahl, nicht aber in der Solidity ( $\sigma = 0.7$ ) unterschieden. Die Umfangsmachzahlen lagen bei Werten von  $\mu > 1$ .

Erwartungsgemäß lagen die LS-Diffusoren zwischen den beiden anderen Diffusorvarianten, sowohl im Druckaufbau als (meist) auch beim Wirkungsgrad.

Bei hohen Drehzahlen kamen die LS-Varianten der Schluckgrenze des Verdichters mit unbeschaufeltem Diffusor näher als bei niedrigeren Drehzahlen. Im Vergleich der LS-Diffusoren zeigte die Variante mit höherer Schaufelzahl leichte Vorteile an der Pumpgrenze. Die Autoren begründen dies mit der Belastung der Schaufeln und vermuten, daß sich weitere Verbesserungen beim Einsatz profilierter Schaufeln einstellen würden.

Bemerkenswert ist ein Diagramm, in dem der Betriebsbereich aller Varianten, definiert mit:

$$R = \frac{\dot{m}_{\max} - \dot{m}_{\min}}{\dot{m}_{\max}} \qquad \text{Gl. 2-3}$$

über der Umfangsmachzahl aufgetragen wurde. Bei dieser Auftragung liefen die beschaufelten Diffusoren (Low-Solidity und konventionell) asymptotisch einer Grenze entgegen, während sich für den unbeschaufelten Diffusor eine Gerade ergab.

Das bedeutet für unbeschaufelte Diffusoren, daß die Kennfeldbreite hoher oder niedriger Drehzahlen einfach mit Hilfe eines linearen Zusammenhanges extrapoliert werden kann.

Auch Engeda [13], [16] stellte einen Vergleich verschiedener LS-Diffusoren mit einem konventionell beschaufelten und unbeschaufelten Diffusoren an. Die LS-Diffusoren unterschiede-

---

den sich in Schaufelzahl und Solidity. Die Diffusorschaukeln sind, wie bei Hohlweg et al. [10] und Amimeni et al. [12], unprofiliert. Die Untersuchungen ergaben zusammengefaßt:

- Mit sinkender Solidity nahm die Kennfeldbreite zu.
- Bei niedrigeren Drehzahlen, hatten LS-Diffusoren mit geringerer Umlenkung ein besseres Überlastverhalten. Blieb die Solidity gleich, bedeutete dies eine Erhöhung der Schaufelzahl.
- Eine höhere Schaufelzahl, bei gleichbleibender Solidity, verbesserte das Verhalten nahe der Pumpgrenze.

Mit profilierten Diffusorschaukeln (NACA65) stattete Reddy et al. [23] ein Gebläse (am Laufradeintritt  $Ma_{\text{relativ}} = 0.35$ ) aus. Die Autoren stellten fest, daß sich die Beschaukelung im Vergleich zu Engeda [13], [16] gegenüber Fehlanströmungen relativ unempfindlich verhielt.

Von Haak et al. [11] wurde ein horizontal geteilter Industriekompressor mit Rückführkanal mit verschiedenen LS-Varianten ausgestattet. Verwendet wurde ein konform abgebildetes NACA65 Profil.

Auch hier verschob sich der Druckaufbau zu Drücken, die mit schaufellosem Diffusor erst bei höheren Drehzahlen erreicht werden könnten. Der Wirkungsgrad verbesserte sich im Schnitt um 5%.

Negativ machte sich eine Verringerung des Betriebsbereiches bemerkbar. Da die Zulassungsbestimmungen der API [American Petroleum Institute] den Arbeitsbereich des Verdichters mit unbeschaufeltem Diffusor, aufgrund des Druckabfalls zur Pumpgrenze hin ebenfalls einschränken würden, war diese Verschiebung nach Meinung der Autoren aber hinnehmbar. Außerdem wurde beobachtet, daß Kennfeldbreite und Wirkungsgrad sehr empfindlich auf kleine Änderungen des Schaufelwinkels reagierten.

Bemerkenswert ist die Beobachtung von Instabilitäten in der Nähe der Pumpgrenze, die allerdings kein Pumpen auslösten. Negative Auswirkungen dieser Erscheinung auf das Laufrad wurden nicht festgestellt. Dieses Phänomen war nach Aussage der Autoren bisher nur aus Axialverdichteranwendungen bekannt.

Mukkavilli et al. [18] veröffentlichten Untersuchungsergebnisse eines Verdichters mit  $Mu = 0.35$ , der mit verschiedenen LS-Diffusoren ausgerüstet wurde. Neben dem Anstellwinkel wurde auch die Anzahl der Schaukeln variiert. Auf diese Weise variierten Solidity und Anstellwinkel. Die Diffusorschaukeln waren NACA-profiliert, mit modifizierter Hinterkante.

Als optimale Solidity wurde  $\sigma = 0.81$  angegeben. Diese Solidity lieferte bei allen gewählten Anstellwinkeln mit die besten Ergebnisse. Abhängig vom Anstellwinkel waren die LS-Varianten dem schaufellosen Diffusor in Überlast bei Druckaufbau und Wirkungsgrad teilweise unterlegen. Links im Kennfeld dagegen waren alle Varianten deutlich besser.

Nach Aussage der Autoren machte sich bemerkbar, daß Sammelspirale und Diffusor nicht aufeinander abgestimmt waren. Druckaufbau und Wirkungsgrad blieben hinter den Erwartungen zurück, was auch den starken Abfall der Kennlinien bei hohen Durchflüssen erklärt.

Von Tamaki [14] wurden verschiedene Varianten von LS-Diffusoren mit beschaufelten und einem unbeschaufelten Diffusor verglichen. Bei dem untersuchten Verdichter handelte es sich um den Verdichter eines Schiffsturboladers. Die Umfangsmachzahlen erreichten Werte von bis zu  $Mu = 1.5$ . Das Diffusorradienverhältnis hatte den Wert  $r_6/r_2 = 1.75$  (mit  $r_4/r_2 = 1.15$  und  $r_5/r_2 = 1.56$ ).

Der zweite unbeschaufelte Teil war bei einigen Varianten divergent ausgeführt, um das gleiche Diffusionsverhältnis wie beim „richtigen“ beschaufelten Diffusor zu erreichen. Die Divergenz scheint der Performance in keiner Weise geschadet zu haben, der Wirkungsgrad nahm eher noch zu.

Der Autor schloß aus seinen Untersuchungen, daß es mit LS-Diffusoren bei hohen Umfangsmachzahlen möglich ist, Druckverhältnisse von über  $\pi > 4$  zu erreichen. Die Pumpgrenze verschob sich zu geringeren Volumenströmen, wenn die Stopfgrenze auf einen Massenstrom gelegt wurde, bei dem auch ein konventionell beschaufelter Diffusor sperrte.

Eine Abschätzung für den maximalen Volumenstrom, den der LS-Diffusor verkraften kann, wich von den Meßwerten um maximal 3% ab. Bei dieser Methode wurde die Profilhöhe der Diffusorbeschaufelung geometrisch verlängert und so mit der Schaufelhinterkante ein virtueller „engster Querschnitt“ im schaufellosen Teil des Radialdiffusors berechnet. Ob diese Methode auch sinnvolle Ergebnisse liefert, wenn dieser virtuelle Querschnitt im Sammelraum liegt, ist nicht bekannt.

Oh [19], [20] untersuchte Verdichter sowohl mit Keilschaufel- als auch mit Low-Solidity-Diffusoren. Der Verdichter mit LS-Diffusor ( $Mu \approx 1$ , USA35-B Profil) wurde experimentell vermessen und zusätzlich numerisch und mit einer Kennlinienberechnungsmethode nachgerechnet. Die Solidity wurde mit  $\sigma = 1.02$  angegeben. Damit fiel der Diffusor strenggenommen nicht unter die Definition eines Low-Solidity-Diffusors.

Aufgrund ihrer Untersuchungen folgerten die Autoren, daß (außer an der Schluckgrenze) der Einfluß des Durchflusses auf den Austrittswinkel der Diffusorströmung vernachlässigt werden konnte. Als maximales Verzögerungsverhältnis im beschaufelten Teil des Diffusors wurde der Wert  $D = 1.8$  angegeben. Es lag damit unter dem üblicherweise angenommenen Wert von  $D = 2.0$ , entsprach dafür aber dem von Senoo [8] genannten Wert.

Die in der Kennlinienrechnungsmethode verwendeten Gleichungen für die Profilverluste wurden mit angegeben. Die enthaltenen Parameter wurden den experimentellen Daten angepaßt.

---

Sorokes et al. [15] beschäftigten sich mit den Kräften, die bei Installation eines LS-Diffusors auf das Laufrad wirken. Die durchgeführten Versuche ergaben, daß die Beschau felung in Umfangsrichtung eine Vergleichmäßigung der Strömungsverhältnisse am Laufradaustritt bewirkte. Dies war eine Verbesserung im Vergleich zu unbeschau felten Diffusoren, bei denen die Umfangsposition des Druckminimums im Diffusor vom Betriebspunkt abhängt (Sorokes [37]). Die Belastung des Laufrades wurde um über 60% reduziert und die verbleibende Kraft stellte somit für das Laufrad kein Problem dar.

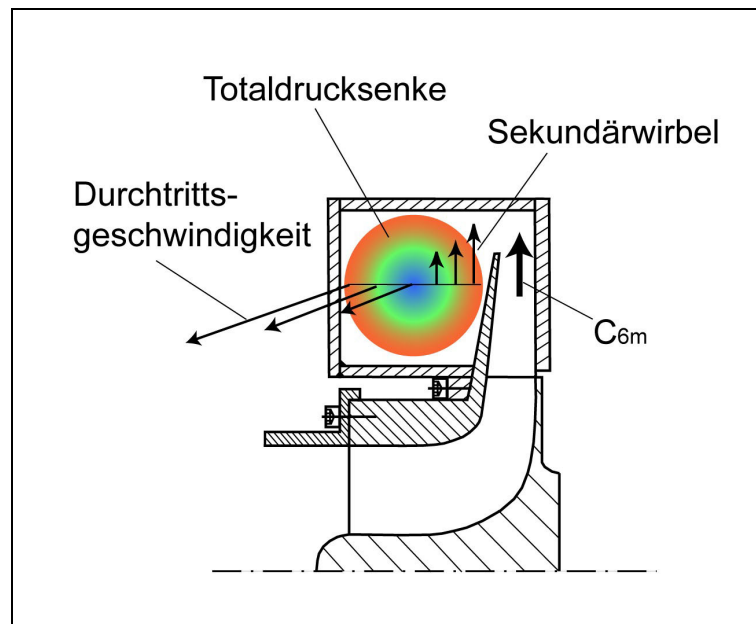
Cellai et al. [21] und Ferrara et al. [22] verfolgten das unkonventionelle Ziel, mit Hilfe von LS-Diffusoren die Stallgrenze zu beeinflussen. Um dies zu erreichen, lenkten die Diffusorschau feln die Strömung nicht um. Dazu folgte die Profildicke der Stromlinie der ungestörten Strömung in etwa dem Verlauf einer logarithmischen Spirale. Dadurch sollte die Beschau felung das Laufrad quasi gegen Anregungen aus dem Diffusor abschirmen.

Die Pumpgrenze konnte so, ebenso wie die Stallgrenze, zu kleineren Durchflüssen verschoben werden. Die damit einhergehende Verminderung des maximalen Durchflusses war im Vergleich dazu eher gering. Die Beschau felung der als Optimum bewerteten Konfiguration begann nahe dem Laufrad bei einem Radienverhältnis von  $r_4/r_2 = 1.04$  und endete bei  $r_5/r_2 = 1.27$ .

### 2.3 Strömung und Verluste in Sammelspiralen

Gemäß der herkömmlichen Auslegungsphilosophie dient die Spirale nur zum Sammeln des verdichteten Fluides und trägt nicht zum Aufbau statischen Druckes bei. Dementsprechend ergibt sich die Zunahme der Querschnittsfläche über dem Umfang automatisch aus der Massenerhaltung. Die radiale Anordnung und die Form der Querschnitte können bei dieser vereinfachten Betrachtung beliebig gewählt werden, wirken sich aber entscheidend auf die Strömung und das Verlustverhalten aus. Bei der Auslegung kann dem durch entsprechende Modellierungen Rechnung getragen werden, die z.B. auch den Drall berücksichtigen.

Die sich in der Spirale ausbildende Strömung läßt sich gut am Beispiel des hier untersuchten Verdichters erklären. Die Querschnitte des Verdichters sind in Richtung des Einlaufes gewickelt (Abbildung 2-1). Wie angedeutet entsteht dadurch nur ein Sekundärwirbel, der den gesamten Querschnitt ausfüllt (siehe auch Rautenberg [81]). Der Wirbel entsteht als Folge der aus dem Diffusor austretenden radialen Geschwindigkeitskomponente und wird auf diese Weise mit Energie versorgt. Im Kern des Wirbels kann sich Fluid niedriger kinetischer Energie ansammeln. Die damit verbundene Totaldrucksenke im Zentrum des Querschnittes versperrt dann einen Teil des effektiven Querschnittes und führt zu einer beschleunigten Durchströmung in den Randbereichen des Wirbels nahe der Wand.



**Abbildung 2-1** Strömung im Spiralenquerschnitt

Die tangentialen, für den Massentransport verantwortliche Durchströmung der Spirale, ist eine Drallströmung und wird aus diesem Grund von der radialen Anordnung der Querschnitte beeinflusst. Die aus der Überlagerung der beiden Teilströmungen resultierende Strömung hat

---

einen hochgradig dreidimensionalen Charakter. Weder die resultierende Strömung, noch die entstehenden Verluste können von der gewählten Form der Spiralenquerschnitte und ihrer Anordnung getrennt betrachtet werden.

Die optimale Geometrie der Sammelspirale und die Modellierung der Spiralverluste sind auch deshalb ein Thema, dem in den vergangenen Jahrzehnten eine Vielzahl von Veröffentlichungen gewidmet wurde.

Brown et al. [68] untersuchten den Einfluß des Spiralenquerschnittes auf das Betriebsverhalten. Ausgang der Untersuchungen war die Feststellung, daß bei der von den Autoren gewählten Auslegungsmethode die Form des Querschnittes theoretisch frei wählbar war. Daher wurden fünf verschiedene Geometrien von Doppelspiralen mit näherungsweise tropfenförmigen Querschnitten entworfen. Verglichen wurde zusätzlich mit zwei Sammelräumen mit und ohne davor geschaltetem, beschaufeltem Diffusor.

Die Ergebnisse zeigten vernachlässigbare Unterschiede zwischen den Spiralen. Am Umfang stellte sich eine vom Betriebspunkt abhängige Druckverteilung ein. Im Vergleich zu den Varianten mit Sammelraum ergaben sich, mit Ausnahme des originalen Sammelraumes, nur geringe Unterschiede.

Von Japikse [24] wurden die Ergebnisse mehrerer Projekte zusammengefaßt, die es zum Ziel hatten, Turbolader weiterzuentwickeln bzw. zu untersuchen. Die Ergebnisse wurden unter Verwendung vorhandener Nachrechnungsmethoden aufbereitet. Für Verluste und Druckaufbau in der Sammelspirale werden im Folgenden die verwendeten Gleichungen angegeben.

Die Beiwerte für Totaldruckverlust und statischen Druckaufbau werden folgendermaßen definiert:

$$\omega = \frac{(p_{6\_tot} - p_{7\_tot})}{0.5 \cdot \rho \cdot c_6^2} \quad \text{Gl. 2-4}$$

und

$$C_p = \frac{(p_7 - p_6)}{0.5 \cdot \rho \cdot c_6^2} \quad \text{Gl. 2-5}$$

Für die Summe der beiden Beiwerte gilt bei inkompressibler Strömung:

$$C_p + \omega = \frac{(c_6^2 - c_7^2)}{c_6^2} = 1 - \left(\frac{c_7}{c_6}\right)^2 = 1 - \frac{1}{AR^2 \cdot (1 + \lambda^2)} \quad \text{Gl. 2-6}$$

mit dem Flächenverhältnis  $AR = \frac{A_7}{A_6}$  und dem „Swirl-Parameter“  $\lambda = \frac{c_{6t}}{c_{6m}}$ .



Der Totaldruckverlust setzt sich zusammen aus Stoßverlusten beim Übergang vom Radialdiffusor in die Sammelspirale und den „meridional dump losses“. Die „meridional dump losses“ geben an, wieviel kinetische Energie im Spiralwirbel dissipiert wird. Da die Ursache des Spiralwirbels aber die radiale (bzw. meridionale) Geschwindigkeit im Radialdiffusor ist, wird davon ausgegangen, daß die damit verbundene kinetische Energie für den statischen Druckaufbau verlorenggeht. Es gilt:

$$\omega_{\text{merid\_dump}} = \frac{c_{6m}^2}{c_6^2} = \frac{1}{1 + \lambda^2} \quad \text{GI. 2-7}$$

Für den Stoßverlust wird angenommen:

$$\omega_{\text{stoß\_6}\rightarrow\text{7}} = \frac{c_{6t}^2}{c_6^2} \cdot \left(1 - \frac{A_6}{A_7}\right)^2 = \frac{\left(\lambda - \frac{1}{AR}\right)^2}{1 + \lambda^2} \quad \text{GI. 2-8}$$

Damit ergibt sich der Gesamtverlust zu:

$$\omega = \omega_{\text{merid\_dump}} + \omega_{\text{stoß\_6}\rightarrow\text{7}} \quad \text{GI. 2-9}$$

Die Geschwindigkeiten lassen sich über die Beziehungen:

$$c_6 = \left(\frac{\dot{V}}{A_6}\right) \cdot \sqrt{\left[1 + \left(\frac{c_{6t}}{c_{6m}}\right)^2\right]} = \left(\frac{\dot{V}}{A_6}\right) \cdot \sqrt{1 + \lambda^2} \quad \text{und} \quad c_7 = \left(\frac{\dot{V}}{A_7}\right) \quad \text{berechnen.}$$

Abhängig vom Verhältnis  $\lambda \cdot AR$  werden für die Berechnung des Druckrückgewinns folgende Fallunterscheidungen getroffen:

$$\lambda \cdot AR < 1 ; C_p = \frac{\left(\lambda^2 - \frac{1}{AR^2}\right)}{(1 + \lambda^2)} \quad \text{GI. 2-10}$$

oder

$$\lambda \cdot AR > 1 ; C_p = \frac{2 \cdot \left(\lambda - \frac{1}{AR}\right)}{AR \cdot (1 + \lambda^2)} \quad \text{GI. 2-11}$$

Sowohl  $C_p$  als auch  $\omega$  wurden über dem „Swirl-Parameter“  $\lambda$  aufgetragen. Dabei zeigte sich, daß der Druckrückgewinn mit dieser Methode gut berechnet werden konnte, die Vorhersage des Totaldruckverlustes aber versagte.

Von Weber et al. [25] wurde eine modifizierte Berechnung des Spiralverlustes vorgestellt. Bei dieser Methode wird auf der Hälfte des Sammelraums (halber Umfang) eine Kontrollrechnung durchgeführt, womit dem Einfluß einer beschleunigten oder verzögerten Strömung in der Spirale besser Rechnung getragen werden sollte. In den Schlußfolgerungen konstatierten die Autoren, daß von dieser Methode keine wesentliche Verbesserung bei der Berechnung des Spiralverlustes zu erwarten ist.

Eine wertvolle Weiterentwicklung der Berechnung nach Japikse [24] stellt dagegen der Verlustansatz für den Austrittsdiffusor:

$$\Delta h_{\text{Exit}} = K_{\text{Exit}} \cdot \frac{(c_6 - c_7)^2}{2} = 0.15 \cdot \frac{(c_6 - c_7)^2}{2} \quad \text{Gl. 2-12}$$

dar. Die Modellierung ist dem Standardmodell für eine expandierende Rohrströmung entlehnt, wobei der Faktor  $K_{\text{Exit}} = 0.15$  dem Verlustkoeffizienten eines Axialdiffusors mit  $10^\circ$  Öffnungswinkel entspricht.

Von Ayder et al. [26], [27], [34] wurde die Strömung in einem Verdichter ( $Mu = 1.2$ ,  $r_6/r_2=2.24$ ) mit interner Spirale vermessen.

Bei niedrigen Massenströmen konnte eine ablösende Strömung an der Innenwand der Sammelspirale beobachtet werden. Die Umströmung der Zunge dagegen erwies sich als betriebspunktabhängig. Bei niedrigen Massenströmen floß dabei niedrigerenergetisches Fluid von der Innenseite der Spirale an der Zunge vorbei wieder mit in die Spirale zurück.

Die Vermessung der Strömung am Austritt des Diffusors ergab nach Aussage der Autoren, daß die Enthalpieerhöhung durch das Laufrad über dem Umfang gleichbleibend war. Ungleichförmig, bei Veränderungen aber immer gleichsinnig, verhielten sich demnach der Totdruck und der statische Druck. Dies wurde als Zeichen für eine ungleichförmige Belastung des Laufrades gewertet, d.h. der Laufradwirkungsgrad variierte mit der Ungleichförmigkeit.

Aus der Analyse der Messungen wurden einige Aussagen über Strömung und Verlustverhalten abgeleitet.

So gilt für den Sekundärwirbel in der Spirale:

$$\rho \frac{c_{\text{swirl}}^2}{r_c} = \frac{d p}{d r_c} \quad \text{Gl. 2-13}$$

mit:  $r_c$  – Radius vom Wirbelzentrum.

Für Drallsatz und Druckgradienten von der Außen- zur Innenwand der Spirale wird geschrieben:

$$r \cdot c_t = \text{constant} \quad \text{Gl. 2-14}$$

und

$$\rho \frac{c_t^2}{r_{cc}} = \frac{dp}{dr} \quad \text{Gl. 2-15}$$

mit:  $r_{cc}$  – Krümmungsradius der Spirale.

Der dynamische Druck

$$p_{\text{tot}} - p = \frac{\rho}{2} (c_t^2 + c_{\text{swirl}}^2) \quad \text{Gl. 2-16}$$

kann danach weder über dem Umfang, noch innerhalb eines Querschnittes der Sammelspirale konstant sein. Die statische Druckverteilung in der Spirale ist vielmehr abhängig vom Verhältnis der Zentrifugalkräfte des Sekundärwirbels zu den aus dem Drallsatz herrührenden Zentrifugalkräften.

Wie auch bei Weber et al. [25] und Japikse [24] wird die kinetische Energie der Meridiangeschwindigkeit des Radialdiffusors den Verlusten zugeschlagen:

$$\Delta p_{\text{merid\_dump}} = \frac{\rho}{2} c_{6m}^2 \quad \text{Gl. 2-17}$$

Für die aus der Tangentialgeschwindigkeit in der Spirale resultierenden Verluste wird wiederum eine Fallunterscheidung durchgeführt. Hierbei gilt:

$$\Delta p_t = \omega_t \frac{\rho}{2} (c_{6t}^2 - c_{7t}^2) \quad \text{Gl. 2-18}$$

für  $\frac{R_6}{R_{7t}} c_{6t} > c_{7t}$  (verzögerte Strömung) mit  $\omega_t = 0.5$

und

$$\Delta P_t^o = \omega_t \frac{\rho}{2} (c_{6t} - c_{7t})^2 \quad \text{Gl. 2-19}$$

für  $\frac{R_6}{R_{7t}} c_{6t} < c_{7t}$  (beschleunigte Strömung) mit  $\omega_t = 0.2$ .

Die Wandreibungsverluste in der Spirale werden mit einem äquivalenten Rohrreibungsansatz erfaßt.

---

---


$$\Delta P_{cf} = \omega_f \frac{L}{D_{hydr.}} \frac{\rho}{2} \left( \frac{c_{6t} + c_{7t}}{2} \right)^2 \quad \text{Gl. 2-20}$$

Die im Austrittsdiffusor anfallenden Verluste können mit Hilfe eines Stoßverlustansatzes berechnet werden.

$$\Delta P_{Cone}^o = \omega_{Cone} \frac{\rho}{2} (c_{7t}^2 - c_8^2) \quad \text{Gl. 2-21}$$

Die Verlustmodelle wurden von den Autoren anhand der Meßwerte einer kritischen Betrachtung unterzogen. So zeigte sich, daß die „meridional dump losses“ bei ungleichförmiger Einströmung in die Spirale (der Meridiankomponente am Diffusoraustritt) höher waren als bei gleichförmiger Einströmung. Diese Verlustkomponente wurde daher jenseits des Auslegungspunktes unterschätzt, da eine Mittelung auch die, für die hohen Verluste verantwortlichen Übergeschwindigkeiten „wegmittelte“.

Andererseits wurden die Verluste im Austrittsdiffusor unterschätzt. Dies hatte seinen Grund im Sekundärwirbel, welcher am Ende der Sammelspirale noch nicht vollständig dissipiert war.

Trotzdem ergaben die Messungen, daß der Verlustkoeffizient des Austrittsdiffusors niedriger war, als bis dahin angenommen. Dafür wurden zwei Gründe angeführt. Zum einen war die kinetische Energie am Eintritt in den Austrittsdiffusor um den Betrag des nicht dissipierten Spiralwirbels größer, zum zweiten wirkte sich gerade der verbliebene Drall positiv auf die Grenzschicht im Austrittsdiffusor aus.

In seiner Dissertation gab Ayder [28] einen sehr ausführlichen Literaturüberblick bis zum damals (1993) neuesten Stand.

In der Arbeit wurden Messungen in einer Pumpe und in einem Radialverdichter mit 1D- und 3D-Rechnungen verglichen. Der Verdichter wurde für die Messungen mit verschiedenen Spiralengeometrien ausgerüstet (elliptisch und rechteckig).

Auch wenn ein 1D-Modell das Verhalten des Gesamtsystems richtig wiedergab, konnten die Anteile der Einzelverluste nicht richtig zugewiesen werden. Darüber hinaus variierten die Verlustkoeffizienten abhängig von den untersuchten Konfigurationen. Folglich sollten 1D-Modelle zur Berechnung der Verlustkomponenten in der Sammelspirale sehr vorsichtig gehandhabt werden.

Das verwendete 3D-Euler-Verfahren mit Verlustansatz benötigte nur die Vorgabe richtiger Randbedingungen am Eintritt und Austritt des Rechengebietes. Die mit diesem Verfahren berechneten Verluste waren tendenziell richtig, aber insgesamt etwas zu niedrig.

Die Experimente zeigten, wie schon in Ayder et al. [26], [27] angenommen, daß die Zentrifugalkräfte des Sekundärwirbels im Gleichgewicht mit dem statischen Druck stehen. Der Se-

kundärwirbel war erzwungen und generierte, aufgrund des Geschwindigkeitsgradienten zum Wirbelzentrum hin, hohe Verluste. Zusätzlich beeinflusste auch die mit dem Drallerhalt in Beziehung stehende Durchflußgeschwindigkeit die Druckverteilung im Spiralenquerschnitt.

Von Ayder et al. [30] wurde eine neue 1D-Methode zur Berechnung der Verluste und der Druckverteilung am Umfang der Sammelspirale vorgestellt. Dazu wird die Sammelspirale über dem Umfang in Segmente aufgeteilt. Für jedes der Segmente werden die Strömungsgrößen solange iterativ modifiziert, bis die Erhaltungsgleichungen erfüllt sind. Durch einen Verlustansatz für schaufellose Diffusoren kann auch die Verteilung des statischen Druckes am Laufradaustritt berechnet werden.

Testrechnungen zeigten, daß sich bei hohen Massenströmen die Verluste in der Sammelspirale verdoppeln. Dies wird von den Autoren als Bestätigung gewertet, daß die Energie des Sekundärwirbels für den Druckrückgewinn verloren ist. Auch wenn Ablösung in der Spirale naturgemäß nicht erfaßt werden kann, wird der Methode eine gute Eignung zum Entwurf von Sammelspiralen bescheinigt.

Vergleiche zwischen Messungen und 3D-Euler-Rechnungen wurden von Hagelstein et al. [31] vorgestellt. Durchgeführt wurden die Untersuchungen am „Großen Radialverdichter“ des Institutes für Turbomaschinen und Fluidodynamik. Der Verdichter war mit einer externen Sammelspirale ausgerüstet.

Die Messungen wurden mit Fünfloch-Zylindersonden in insgesamt sieben, über den Umfang verteilten, Querschnitten der Spirale für drei Massenströme (high, medium, low) durchgeführt. In der Simulation konnten Reibungseffekte durch die Berücksichtigung von Wandreibung und durch künstliche Dissipation berechnet werden. Der Vergleich ergab eine gute Übereinstimmung von Messung und Rechnung, wobei in der Rechnung die Reibung unterschätzt wurde (siehe auch: Ayder [28]).

Von Reunanen et al. [32] wurden zwei Spiralgeometrien numerisch und experimentell untersucht. Dabei handelte es sich um eine halbkreisförmige und eine vollständig runde Querschnittsform. Die Auslegung erfolgte auf konstanten statischen Druck über dem Umfang. Der Flächenverlauf beider Varianten war identisch, wobei aus konstruktiven Gründen das Diffusorradialverhältnis für die runde Variante um 6.8% vergrößert werden mußte.

Obwohl bei der halbrunden Variante durch eine Ecke (am Ansatz des Halbkreises) ein zweiter kleiner Sekundärwirbel entstand, wies diese Variante die geringeren Verluste auf. Den Grund dafür sehen die Autoren in einer nicht optimalen Zungengestaltung. Die Autoren äußerten die Überzeugung, daß die Querschnittsform gegenüber der Zungengestaltung und dem Flächenverlauf eine untergeordnete Rolle spielte, da die tangentielle Geschwindigkeit am Diffusoraustritt größer als die radiale Geschwindigkeitskomponente war.

---

Die CFD-Rechnungen erfolgten quasi-stationär und zeitaufgelöst. Damit war ein Quervergleich verschiedener Berechnungsmethoden möglich. Während bei den globalen Kennfeldgrößen kein Unterschied festgestellt werden konnte, wurde bei der zeitaufgelösten Rechnung eine Abhängigkeit des Druckes im Schaufelkanal vom Umfangswinkel beobachtet.

In seiner Dissertation wurde von Reunanen [69] neben den zwei Varianten in Reunanen et al. [32] zusätzlich eine modifizierte Variante der Sammelspirale mit rundem Querschnitt untersucht. Die Modifikation beschränkte sich auf eine Abrundung der Spiralenzunge. Dadurch konnte der Wirkungsgrad des Verdichters bei hohen und niedrigen Durchflüssen um zwei Prozentpunkte gesteigert werden.

### 2.4 Interaktion von Laufrad, Diffusor und Sammelspirale

Abhängig vom Betriebspunkt des Verdichters beeinflussen sich die Einzelkomponenten mehr oder minder stark gegenseitig. Diese Interaktion kann sowohl positive als auch negative Folgen haben. Die in diesem Abschnitt aufgeführten Arbeiten berücksichtigen die Veränderungen der Strömung, der Druckverteilungen, des Arbeitsumsatzes etc., die alle ihre Ursache in der Wahl der jeweiligen Einzelkomponenten bzw. ihrer Kombination haben.

Mishina et al. [59] testeten an einem vierstufigen Radialverdichter unterschiedliche Laufräder, Diffusoren und Spiralen bzw. einen Sammelraum. Untersucht wurden interne und externe, rechteckige und runde Spiralenquerschnitte. Die Auslegung erfolgte für eine der externen Spiralen auf Drallerhalt, während die anderen mit dem Ziel geringer Wandreibung und Mischungsverluste entworfen wurden. Die Querschnittsfläche der erstgenannten Auslegung wies den Verlauf mit den kleinsten Querschnittsflächen auf. Die untersuchten internen Spiralen waren (untereinander) im Flächenverlauf gleich, wichen aber bei den Schwerpunktradien der Querschnittsflächen voneinander ab.

Zwischen den Einzelkomponenten wurden Druckmeßstellen angebracht. Bei den Messungen wurde beobachtet, daß sich die von der Sammelspirale ausgehende Umfangsdruckstörung, im Falle eines unbeschaukelten Diffusors, stromauf bis zum Laufrad fortsetzte. Für den beschaukelten Diffusor schien der optimale Wirkungsgrad stark vom Verzögerungsverhältnis abzuhängen ( $c_4 / c_5 \approx 0.45 - 0.5$ ), weniger von der Anzahl der Diffusorschaukeln.

Die geringsten Spiralverluste zeigten eine runde, externe Konfiguration, dicht gefolgt von einer externen Konfiguration mit quadratischer Querschnittsfläche. Die auf den Drallerhalt ausgelegte Sammelspirale lag etwa auf dem Niveau der schlechteren externen Spiralen mit rechteckigem Querschnitt. Am schlechtesten schnitten die internen Spiralen und der Sammelraum ab, wobei die Verluste der internen Konfigurationen mit sinkendem Schwerpunktsradius zunahmen.

Whitfield et al. [84] untersuchten alternative Auslegungsansätze am Beispiel eines Turboladerverdichters. Zu diesem Zwecke wurden neben dem Originalsystem Diffusor – Spirale mit konzentrischem schaufellosem Diffusor ( $r/r_2 = 1.625$ ) und externer Spirale zwei weitere Varianten untersucht. Anders als beim Original konnte bei den neuen Varianten im Zungenbereich kein Fluid rezirkulieren.

Bei der ersten Alternativvariante sollte der Druckaufbau erst im Stutzendiffusor und unter keinen Umständen in der Spirale stattfinden. Sie war ebenfalls mit einem konzentrischen Diffusor ( $r/r_2 = 1.4$ ) ausgerüstet. Die Flächenschwerpunkte der Spiralenquerschnitte lagen noch unterhalb des Diffusoraustritts der Originalvariante. Die Querschnittsflächen waren et-

---

was kleiner als die des Originals. Auf diese Weise wurde ein Druckaufbau im Diffusor und in der Spirale weitestgehend vermieden. Diese Variante zeigte im Vergleich zum Original einen signifikant geringeren Druckaufbau und bei gleicher Pumpgrenze, einen deutlich geringeren Durchsatz an der Schluckgrenze. Auch wenn das Wirkungsgradoptimum unverändert blieb, war ein stärkerer Abfall in Richtung der Kennfeldgrenzen zu verzeichnen. Diese Variante hatte, verglichen mit den anderen Varianten, die stärksten Umfangsdruckstörungen im Radialdiffusor.

Bei der zweiten Alternativvariante sollte der Druckaufbau mit in die Spirale verlagert werden und mit dem Umfangswinkel bis zum Stützdiffusor stetig zunehmen. Aus diesem Grund wurde der Radialdiffusor asymmetrisch gestaltet, wobei der Austrittsradius von der Zunge bis zum Stutzen linear anstieg (siehe Abbildung 3-6, Seite 38). Die Schwerpunktradien der Spiralenquerschnitte nahmen fast parallel dazu mit dem Umfangswinkel ebenfalls zu. Die Querschnittsflächen waren, dem verfolgten Ziel entsprechend, etwas größer als beim Original. Bei dieser Variante zeigten sich in der Kennfeldbreite nur an der Pumpgrenze leichte Einbußen und die geringsten Umfangsdruckstörungen aller untersuchten Varianten.

Von Sideris et al. [33] wurde die instationäre Simulation eines Radialverdichterlaufrades durchgeführt. Verwendet wurde dazu ein auf den Euler Gleichungen basierendes Finite Volumen Verfahren. Um die Rückwirkung der Sammelspirale zu simulieren, wurde auf dem Austrittsrand ein ähnlicher statischer Druckverlauf vorgegeben.

Auf diese Störung reagierte das Laufrad während einer Umdrehung mit einer ungleichförmigen Austrittsgeschwindigkeit. Dabei änderte sich entweder die Relativgeschwindigkeit (und damit der Slip-Faktor) oder der Abströmwinkel. Die Instationarität der Strömung hing von der Frequenz ab, mit der die Störung aufgeprägt wurde. Als Ergebnis stellte sich eine erzwungene Schwingung ein, bei der sich die Störung mit der hin- und herlaufenden Oszillation im Schaufelkanal überlagerte.

Fatsis [35] (1995) gibt in seiner Dissertation über instationäre Strömungen und Kräfte in radialen Laufrädern einen sehr ausführlichen Literaturüberblick. Da sich die Kräfte auf das Laufzeug bei Pumpen im Allgemeinen kritischer auswirken, bezog sich ein Großteil der erwähnten Literatur auf Pumpenanwendungen. Numerisch dominierten inkompressible, reibungsfreie Berechnungen der Laufradströmung.

Aus der Zusammenfassung des Literaturüberblickes an dieser Stelle einige Feststellungen:

- Instationäre 2D-Berechnungen ergeben, daß die Relativströmung am Laufradaustritt über dem Umfang nicht konstant ist, was bei 1D-Berechnungen aber zwangsläufig der Fall ist.
- Potentialtheoretische 2D-Modelle liefern nur qualitativ vergleichbare Ergebnisse und sind für transsonische Berechnungen nicht anwendbar.



- Werden instationäre 2D-Modelle angewandt, bleiben 3D-Effekte, ebenso wie die Wechselwirkung zwischen den Stromflächen, unberücksichtigt.
- Stationäre und quasistationäre Modelle können die instationäre Antwort des Laufrades auf die Umfangsdruckstörung nicht vorhersagen.
- 3D-Euler-Codes sind nur dann für die Berechnung der Laufradströmung geeignet, wenn Strömungsablösung und Reibungseffekte keine entscheidende Rolle spielen.
- Das ungleichförmige Strömungsfeld über den Umfang erstreckt sich bis vor die Laufradeintrittskante und beeinflusst dort die Verteilung des Anströmwinkels.
- Die radialen Kräfte auf das Rad werden nie null, weshalb bei einer korrekten Rechnung immer das gesamte System, vom Laufrad bis ans Ende der Spirale, berechnet werden müßte.
- Wenn sich die reduzierte Frequenz des Laufrades in der Nähe von eins befindet, kann es zu einer Resonanz im Schaufelkanal kommen. Dann wird die Amplitude des Relativströmungswinkels maximal.

In der Arbeit wurden die instationäre Strömung und die Kräfte mit einem 3D-Euler-Verfahren berechnet. Die Simulationen wurden für sub- und transsonische Strömungen bei verschiedenen Strouhalzahlen durchgeführt. Wie sich zeigte, beeinflusst die Druckstörung stromab des Laufrades den Inzidenzwinkel der Anströmung. Der Grad der Instationarität war von der Anregung durch die Umfangsdruckstörung abhängig. Abhängig vom trans- oder subsonischen Charakter der Strömung änderten sich auch die Strouhalzahlen, bei denen Resonanz im Laufrad auftrat (subsonisch:  $Str \approx 0.5$ ; transsonisch:  $Str \approx 0.5$  und  $Str \approx 1.0$ ).

Dabei stimmten bei niedrigen Strouhalzahlen numerische und experimentelle Ergebnisse gut überein. Traten starke Gradienten des statischen Druckes am Laufradaustritt auf, kam es zu Variationen der Strömungsgrößen stromab des Laufrades, die bei kleineren Gradienten noch vernachlässigbar waren.

Bei hohen Strouhalzahlen lieferten quasistationäre Simulationen falsche Ergebnisse. Dann waren neben den relativen und absoluten Strömungswinkel auch die Meridian- und Umfangsgeschwindigkeit veränderlich (variierender Slip-Factor).

Bei der Auswertung der auf Welle und Schaufeln wirkenden Kräfte ergab sich eine eindeutige Abhängigkeit von der Laufradgeometrie. Bei radial endenden Rädern traten kleinere Kräfte auf als bei rückwärtsgekrümmten Rädern. Eine Integration des statischen Druckes am Laufradaustritt lieferte nur für rückwärtsgekrümmte Räder vernünftige Ergebnisse. Wegen des radialen Gleichgewichtes und der damit verbundenen entgegengesetzt wirkenden Kräfte, ergab die einfache Integration der Druckkräfte dagegen für radial endende Räder falsche Werte.

---

Von Hagelstein et al. [36] wurden verschiedene Verdichterkonfigurationen mit Sammelspirale und Sammelraum (teilweise mit Drosselring im Diffusor), aber auch beschaufelte und unbeschaufelte Diffusoren experimentell untersucht. Hier konnten die für Sammelraum und Spirale typischen Umfangsdruckstörungen beobachtet werden.

Sorokes et al. [37] führten CFD-Simulationen und experimentelle Untersuchungen an einem Verdichter mit schaufellosem Diffusor durch. Auch hier stellten die Autoren fest, daß die Spirale eine Druckungleichförmigkeit über dem Umfang erzeugte. Die Druckspitze an der Zunge verschob sich demnach abhängig vom Betriebspunkt. An der Pumpgrenze befand sich der „Peak“ weit vor der Zunge, im Auslegungspunkt etwas davor und an der Schluckgrenze hinter der Zunge am Anfang der Spirale.

Den numerischen Ergebnissen zufolge wurde jeder Laufradkanal von den Druckstörungen beeinflusst. Die Autoren hielten deshalb Fluktationen im Laufradkanal während einer Umdrehung und sich über dem Umfang veränderliche Abströmungen für wahrscheinlich.

Zur Minderung der dynamischen Last schlugen die Autoren u. a. LS-Diffusoren, Modifikationen der Zungengeometrie, veränderliche Querschnittsflächen am Anfang der Sammelspirale, veränderliche Diffusorgeometrien und „Pseudo“-Zungen vor.

Filipenco et al. [38] führten Modellversuche an einem beschaufelten Radialdiffusor durch. Die Versuchsanlage besaß kein Laufrad, sondern einen Vordrallerzeuger, Grenzschichtabsaugung etc., um eine möglichst große Anzahl von Eintrittsbedingungen zu untersuchen.

Die Ergebnisse zeigten, daß der Diffusorstall nur vom gemittelten Eintrittswinkel in den Diffusor abhängig war. Demnach fiel der Diffusor in den Stall, wenn ein bestimmter Wert des gemittelten Strömungswinkels unterschritten wurde. Der Grenzwert war dabei (fast) unabhängig von der Ungleichförmigkeit der Anströmung und der Ma-Zahl.

Shum [39] führte eine numerische Simulation der Interaktion zwischen Laufrad und beschaufeltem Diffusor durch. Ziel war es, den Einfluß der Größe des Radialspaltes zwischen Laufrad und Diffusor herauszufinden.

Es zeigte sich, daß diese Wechselwirkung eine ausgeprägte Auswirkung auf die Spaltströmung des Laufrades und damit auf Verluste, Versperrung und Minderleistung hatte. Weiterhin hatte die Instationarität der Laufradabströmung Auswirkungen auf den Druckrückgewinn und die Verluste und korreliert mit der meridionalen Ungleichförmigkeit der Strömung am Diffusoreintritt.

Der Autor folgerte, daß es einen optimalen Wert für die Größe des Zwischenraums Laufrad-Diffusor gab. Wenn dieser zu klein wurde, nahmen die Verluste, trotz abnehmender Versperrung und abnehmendem Schlupf, wieder zu. Mit einem 1D-Modell konnten die auftretenden

Effekte gut berechnet werden. Die Werte der im Rechenmodell vorkommenden, unbekannt-ten Faktoren wurden aus der zeitlich gemittelten Rechnung gewonnen.

Gu et al. [40] berechnete einen Verdichter (Impeller, Diffusor, Spirale) mit 3D-CFD. Das Lauf-rad wurde „frozen rotor“ gerechnet. Nach Aussage der Autoren ist dies aufgrund der niedri-gen Strouhalzahl zulässig. Abgesehen von der starken Störung an der Zunge (wg. der dorti-gen Inzidenz) wurden die Umfangsdruckschwankungen als gemäßigt beschrieben.

Der schlechtere Wirkungsgrad im „Off Design“-Betrieb wurde mit einem schlechteren Lauf-radwirkungsgrad erklärt. Begründet wurde dies damit, daß sich die Umfangsdruckstörung, mit einem vom Spiraleintritt zum –austritt zunehmenden statischen Druck, negativ auf den Laufradwirkungsgrad auswirkte.

Biba [41] beschäftigte sich im Zuge der Überholung eines Verdichters aus den 60er Jahren mit der Frage, ob es sinnvoll ist, den Sammelraum gegen eine Sammelspirale auszutau-schen. Aus Zeitmangel wurde diese Variante nur mit einer CFD-Simulation durchgespielt. Die Auslegung der Spiralengeometrie wurde mit einem entsprechenden Programm durchge-führt und war den räumlichen Restriktionen des Verdichters angepaßt. Daher waren die ma-ximalen Außenabmessungen für beide Varianten gleich.

Im Auslegungspunkt ergaben die Simulationen, daß Druckaufbau und Verluste für beide Va-rianten gleich waren. In Überlast (115% des Nominalmassenstromes) dagegen war für die Sammelspirale ein Wirkungsgradabfall von 2.5 Punkten zu verzeichnen. In einem weiteren Schritt wurde der Verdichter mit einem Low-Solidity-Diffusor ausgerüstet ( $r_4 / r_2 = 1.15$ ,  $r_5 / r_2 = 1.35$ ,  $r_6 / r_2 = 1.7$ ). Hier wurde beobachtet, daß sich eine, über den Umfang ungleich-förmige Verteilung des Strömungswinkels am Austritt des Diffusors einstellte, während die Anströmung des Diffusors noch unabhängig vom Umfangswinkel war. Der Sammelraum wurde, infolge der Untersuchungen, nicht gegen eine Sammelspirale ausgetauscht.

Ziegler et al. [42], [43] untersuchten die Wechselwirkung zwischen Laufrad und Keilschaufel-diffusor und deren Folgen. Dazu wurde der radiale Abstand zwischen Laufrad und Diffusor und der Diffusorwinkel variiert. Neben den üblichen Kennfeld- und Druckmessungen wurde das Strömungsfeld mit L2F (Laser-2-Fokus Velocimetrie) vermessen.

In den meisten Fällen führte eine Verringerung des Zwischenraumes zu einer homogenen Abströmung aus dem Diffusor, wobei der Wirkungsgrad mit einem verbesserten Druckrück-gewinn anstieg. Der Grund hierfür war eine Beaufschlagung der Diffusordruckseite mit Fluid aus dem Wake-Bereich der Laufradströmung. Das Resultat war eine geringere Druckdiffe-renz zwischen Saug- und Druckseite der Diffusorbeschaufelung und eine Entlastung der

---

Saugseite. Auf diese Weise kam eine bessere Durchmischung der Strömung bis zum Diffusoraustritt zustande und der Druckrückgewinn nahm zu.

Der Einfluß der Modifikationen auf die Laufradströmung wurde als gering eingeschätzt, wobei sich im Vergleich zum schaufellosen Diffusor eine Verringerung der Wake-Zone des Laufrades bei geringerem Radialspalt einstellte. Die Folge war eine höhere Arbeitsaufnahme des Laufrades, während sich der Laufradwirkungsgrad und die Minderleistungsgeschwindigkeit kaum änderten. Die homogenere Diffusorabströmung hatte geringere Ma-Zahlen zur Folge, was geringere Verluste im Sammelraum nach sich zog.

Nach Ansicht der Autoren muß während der Verdichterauslegung mit Hilfe instationärer Simulationen eine Spaltweite gefunden werden, die eine optimale Diffusion gewährleistet.

Cui [4] stellte ebenfalls fest, daß ein beschauelter Diffusor die Instationaritäten im Verdichter mindert, wodurch sich geringere Reibungs- und Mischungsverluste ergaben und der Wirkungsgrad stieg.

Ferrara et al. [45] testeten ein selbstjustierendes System, bei dem die Diffusorschaukeln abhängig vom Betriebspunkt ausgerichtet wurden. Dazu wurden zwei Varianten ausprobiert, um den Anströmwinkel der Beschaukelung experimentell zu bestimmen. Von diesen beiden Methoden erwies sich nur die, in die Schaufelvorderkante implementierte Zweilochsonde, als funktionstüchtig.

Erwartungsgemäß ergab sich bei auf den Betriebspunkt angepaßter Ausrichtung der Schaufeln der jeweils beste Wirkungsgrad. Die Verbesserungen bewegten sich in einem Bereich von 2 bis 5 Wirkungsgradpunkten. Ebenfalls positiv beeinflusst wurde die Stabilitätsgrenze.

Von Xu et al. [47] wurde die Zungengeometrie einer externen Sammelspirale mit dem Ziel modifiziert, die Stromaufwirkung der Sammelspirale auf das Laufrad zu verringern. Die Zunge wurde dazu in die Spirale hineinverschoben. Der Eintritt in die Spirale wurde zusätzlich abgerundet, um Inzidenz-Einflüsse zu verringern und Verbesserungen an der Pumpgrenze zu erreichen. Die Modifikationen erlaubten im Auslegungspunkt eine Rezirkulation von 25% des durchgesetzten Volumenstromes.

Da der Verdichter mit einem LS-Diffusor ausgestattet war, war eine Rückwirkung der Sammelspirale auf das Laufrad, wie z.B. bei einem schaufellosen Diffusor, nicht zu erwarten. Dies wurde durch die Contour-Plots des statischen Druckes im Diffusor bestätigt. Zu erkennen war auch eine deutliche Verringerung der Umfangsdruckstörung im Teil- und Überlastbereich.

Dong [29] führte Versuche an einer Wasserpumpe durch, die eine Geräuschminderung zum Ziel hatten. Dabei sollte der Geräuschpegel sinken, ohne das Kennfeld negativ zu beeinflus-

sen. Wie bei Pumpen durchaus üblich, besaß die untersuchte Pumpe keinen Radialdiffusor, sondern die Spirale begann gleich nach dem Laufrad. Um den Abstand zwischen Laufradaustritt und Spirale zu vergrößern, wurde die Zunge zurückgeschnitten (d.h. die Spirale begann bei einem größeren Umfangswinkel). Der Abstand wurde dabei von 7% Laufraddurchmesser auf über 20% erhöht. Bis zu diesem Wert sank der Geräuschpegel ohne negative Folgen für das Kennfeld. Darüber hinaus brach die Kennlinie ein.

Erklärt wurde die Geräuschminderung durch die bessere Ausmischung der aus dem Laufrad austretenden Jet-Wake-Strömung und durch die Absenkung der Druckdifferenz auf beiden Seiten der Zunge. Dadurch wurde die Zunge nicht mehr so stark zum Schwingen angeregt. Weiterhin wurden kurz vor dem Laufradaustritt kurze Splitterschaufeln zwischen die Hauptschaufeln des Laufrades gesetzt (beginnend bei  $r/r_2 = 0.85$ ). Damit konnte der Peak der Jet-Wake-Strömung verringert werden. Die schwingungsanregenden Frequenzen nahmen durch diese Maßnahme erwartungsgemäß zu. Ein Einfluß auf das Kennfeld konnte nicht beobachtet werden.

---

## 2.5 Numerische Untersuchungen

Der letzte Abschnitt des Literaturüberblickes soll eine Übersicht über Veröffentlichungen geben, die sich mit hauptsächlich oder ausschließlich numerischen Arbeiten beschäftigen.

Von Casey et al. [48] wurde 1996 der Vergleich zwischen einer stationären und einer instationären CFD-Simulation einer Pumpe durchgeführt. Für den Vergleich wurde der Punkt besten Wirkungsgrades gewählt.

Die Bilanzierung an den Systemgrenzen ergab keine feststellbaren Unterschiede zwischen der stationären und der instationären Rechnung. Ebenso stimmten die instationären Rechnungen qualitativ gut mit Messungen überein. Bei der instationären Rechnung war gut zu beobachten, wie sich Störungen mit der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit durch den Diffusor bewegten.

Baun et al. [49], [50] führten kompressible und inkompressible CFD Rechnungen mit einer „Frozen Rotor“ Modellierung durch. Um den Einfluß auf die Strömungsgrößen und Kräfte abschätzen zu können, wurde das Laufrad der Zunge gegenüber verschieden positioniert. Danach wurden die aus allen Rechnungen gemittelten Ergebnisse mit Messungen verglichen.

Die Ergebnisse des Vergleiches wurden als gut bewertet. Die Autoren stellten fest, daß die relative Laufradposition zur Zunge eine wichtige Rolle spielte, wobei die gegenseitige Beeinflussung von Laufrad und Zunge im Druckfeld stattfand und die viskosen Effekte nicht beeinflusst wurden.

Die auf das Laufrad wirkenden Krafrichtungen hingen nach Aussage der Autoren hauptsächlich von der Durchfließzahl ab, wobei sich bei gleichen Durchfließzahlen gleiche Krafrichtungen einstellten.

Auch Saaresti et al. [51] verglichen zeitlich aufgelöste und quasistatische CFD Simulationen eines Radialverdichters im Auslegungspunkt. Die Randbedingungen wurden am Einlaß mit Totalenthalpie, Massenstrom und Strömungswinkel, am Austritt mit dem statischen Druck vorgegeben. Als Turbulenzmodell wurde das  $k - \varepsilon$  Modell gewählt. Die Validation der Rechnungen erfolgte durch Messungen.

Beide Arten der Simulation überschätzten den isentropen Wirkungsgrad und das Druckverhältnis. Ein Grund dafür war, daß die Rechnung in der Sammelspirale und dem Stutzendiffusor zu niedrige Totaldruckverluste und einen zu hohen Druckrückgewinn lieferte.

In der quasistatischen Rechnung bildeten sich in der Totaldruckverteilung am Diffusoraustritt deutlich die Schaufelkanäle ab. Weniger deutlich hoben sich die Unterschiede im statischen Druck ab, der im Verlauf stetiger, „geglätteter“ erschien. Mit zunehmendem Abstand vom

Lauftrad, im Diffusor und in der Spirale waren die Nachlaufdüsen immer schwächer auszumachen.

Die instationäre Rechnung konnte eine Oszillation des Massenstromes im Lauftradkanal während einer Umdrehung nachweisen. Die Oszillation wurde durch die starke Umfangsdruckstörung an der Zunge ausgelöst und lief zweimal durch den Lauftradkanal, wobei die Anzahl der Durchläufe von der Strouhalzahl abhängig war. Im vorliegenden Fall hätte es während einer Umdrehung eine nicht ganzzahlige Anzahl von Durchläufen der Störung geben müssen. Trotzdem gab es nur zwei Durchläufe. Hier vermuten die Autoren, daß die starke, bei jeder Umdrehung wiederkehrende Anregung dafür verantwortlich war. Weiterhin stellten die Autoren fest, daß von dieser hin- und herlaufenden Störung im Lauftradkanal, vor dem Lauftrad nichts zu bemerken war, da sie an der Lauftradeintrittskante reflektiert wurde.

Arnone et al. [52] wurde die Neukonstruktion eines transsonischen Verdichterlauftrades mit Hilfe der CFD beschrieben. Um die Aufgabe zu lösen, wurden vorhandene Daten von zwei existierenden Verdichtern und zusätzliche CFD-Simulationen benutzt. Das gewählte Vorgehen wurde relativ stark formalisiert. Dazu wurde die Geometrie der untersuchten Varianten standardisiert und durch die CFD-Simulation der Varianten versucht, Rückschlüsse auf Haupteinflussfaktoren zu finden.

Für die Rechnungen wurde das Modell in einem Verhältnis von 1:3 verkleinert. In einem zweiten Schritt von Arnone et al. [53] wurden auch Fertigungsrestriktionen berücksichtigt. Hier wurden bei den CFD-Simulationen (mit dem CFD-Code TRAF) auch Netze unterschiedlicher Feinheit verglichen. Dabei wichen die Ergebnisse nur in der Nähe der Pumpgrenze stärker voneinander ab. Dies wurde ausgenutzt, um eine Vielzahl geometrisch unterschiedlicher Varianten in kurzer Zeit zu überprüfen. Dadurch mußten nur die erfolgversprechenden Geometrien mit dem zeitaufwendigeren feinen Netz berechnet werden.

Zangeneh et al. [54] entwarfen mit einem inversen Verfahren einen Radialdiffusor mit 3D-Beschaufelung. Die neue Variante wurde ebenso wie ein konventioneller Entwurf mit CFD untersucht. Die nachfolgend durchgeführten Versuche ergaben im Gegensatz zur Numerik keine Verbesserung durch die 3D-Beschaufelung. Der Grund dafür war nach Aussage der Autoren, daß aus dem neuen Diffusor mehr Drall austrat als erwartet.

Ebenfalls ein inverses Verfahren nutzte Schleer et al. [55] in diesem Fall allerdings, um ein Lauftrad zu entwerfen. Auch diese Auslegung wurde mit einer konventionellen Auslegung verglichen.

Der inverse Entwurf lieferte ein geringeres Druckverhältnis bei gestiegenen Reserven an der Pumpgrenze. Das Strömungsfeld war homogener. Deshalb verringerten sich die Verluste nicht nur im Lauftrad, sondern auch im nachfolgenden Diffusor. Auf die positiven Auswirkungen

---

gen einer homogeneren Laufradabströmung weisen u. a. auch Ziegler [42] und [42] und Cui [4] hin.

Von Asuaje et al. [44] wurde eine Pumpe mit CFD untersucht. Ziel waren die Auswirkungen der relativen Position des Laufrades zur Spirallenzunge.

Es wurde ein Druckabfall auf der Saugseite des Schaufelblattes bei der Passage beobachtet. Die Amplitude des statischen Druckes erreichte dabei Werte von bis zu 27% des im Mittel vom Laufrad aufgebauten Druckes, wobei im Auslegungspunkt die geringsten Schwankungen auftraten. Dieses Phänomen machten die Autoren für die Entstehung von Kavitation bei Überlast verantwortlich.

Meakhail et al. [46] berechneten einen Radialventilator mit instationärer 3D-CFD. Das untersuchte Modell besaß mit einem rein radialen Laufrad und einem mit geraden Blechen ausgerüsteten Diffusor eine relativ einfache Geometrie.

Die berechnete und gemessene Kennlinie zeigten eine gute Übereinstimmung. Im nach dem Laufrad befindlichen unbeschaukelten Teil des Diffusors entstand eine höchst uneinheitliche Strömung. Zusätzlich löste die Strömung im Diffusor gehäuseseitig ab.

Aus den Rechenergebnissen wurde geschlossen, daß anscheinend jedem radialen Laufrad eine ganz eigene Ausbildung der Jet-Wake-Strömung zugestanden werden muß. Die bei dieser Konfiguration beobachtete saugseitige Ausbildung der Wake-Gebiete hatte (nach Aussage der Autoren) demnach eine andere Struktur, als in den Veröffentlichungen anderer Autoren dargestellt. Die Autoren urteilten daher, daß die gängige Jet-Wake-Modellierung eine starke Vereinfachung des wirklichen Geschehens darstellt.

Favrat et al. [56] stellten eine theoretische Studie zum Entwurf eines Verdichterlaufrades vor. Es handelte sich um ein mit  $n=250\,000\text{ min}^{-1}$  und  $\pi > 4$  sehr hoch belastetes Laufrad für eine Wärmepumpe. Beim Entwurf wurden auch Fertigungsrestriktionen berücksichtigt.

Die Studie beinhaltete den Vorentwurf, CFD-Simulationen und Festigkeitsrechnungen (FEM). Um die Sekundärströmung zu reduzieren, wurde die Relativmachzahl an der Nabe erhöht und gehäuseseitig gleichzeitig abgesenkt.

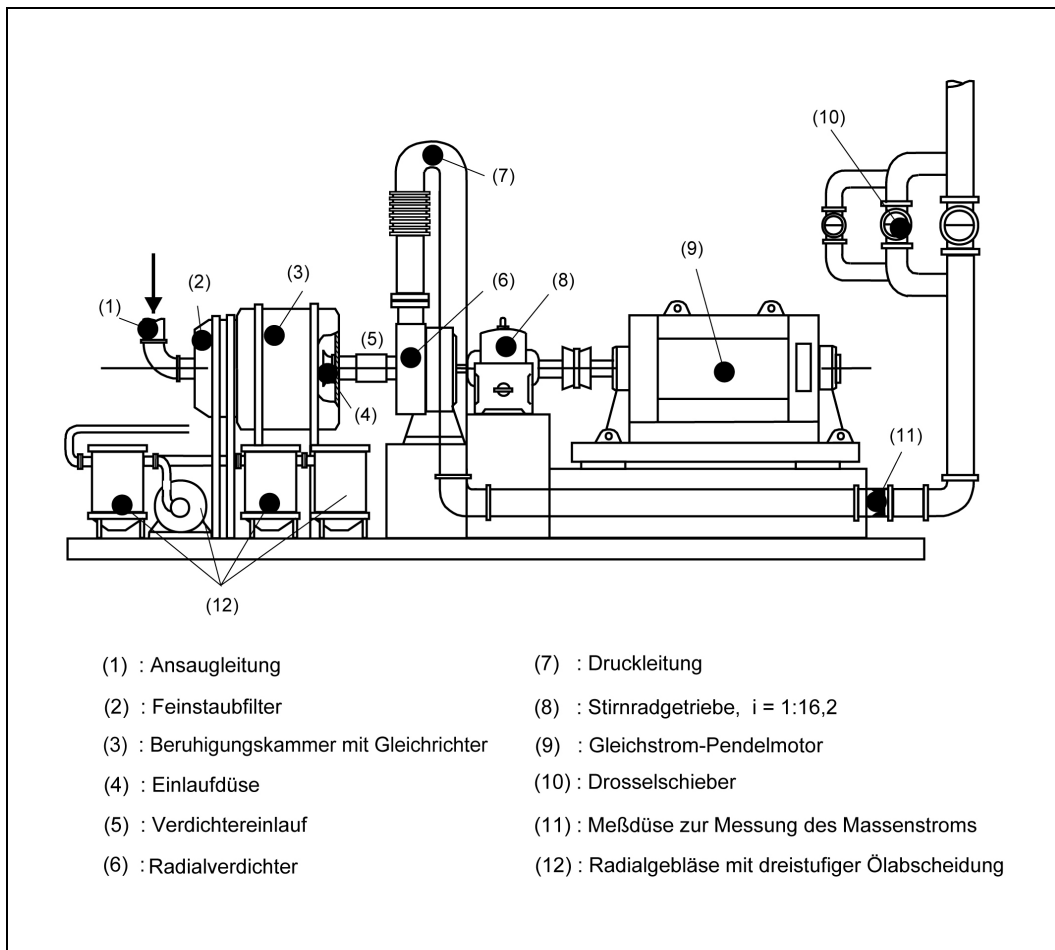
Ebenfalls eine theoretische Optimierung wurde von Lee et al. [57] durchgeführt. Hier wurde ein schaufelloser Diffusor mit einer direkten Optimierungsmethode modifiziert. Die Diffusorgeometrie wurde mit Splines abgebildet. Um die Methode zu testen, wurde die Optimierung mit unterschiedlichen Voreinstellungen mehrmals durchlaufen. Die geänderten Voreinstellungen führten nach Aussage der Autoren zu ähnlichen Ergebnissen. Die Optimierung ergab eine Wirkungsgradsteigerung des Verdichters zwischen 1 bis 3 Punkten. Offensichtliches Zeichen der Verbesserung war die Verkleinerung einer Ablöseblase am Diffusoreintritt.



### 3. Prüfstand und Versuchsaufbauten

#### 3.1 Prüfstand

Die experimentellen Untersuchungen wurden am „Großen Radialverdichterprüfstand“ des TFD durchgeführt. Eine ausführliche Beschreibung des Prüfstandes findet sich in Bammert et al. [80]. Der Umbau des Prüfstandes und seine Ausrüstung mit einer globalen Sammelspirale, einschließlich der verschiedenen Spirallängen, sind in Rautenberg [81] und Seume [82] dokumentiert. In dieser Ausbaustufe kann der Verdichter auch mit einem Vorleitgitter (siehe Hagelstein [74]) ausgerüstet werden.

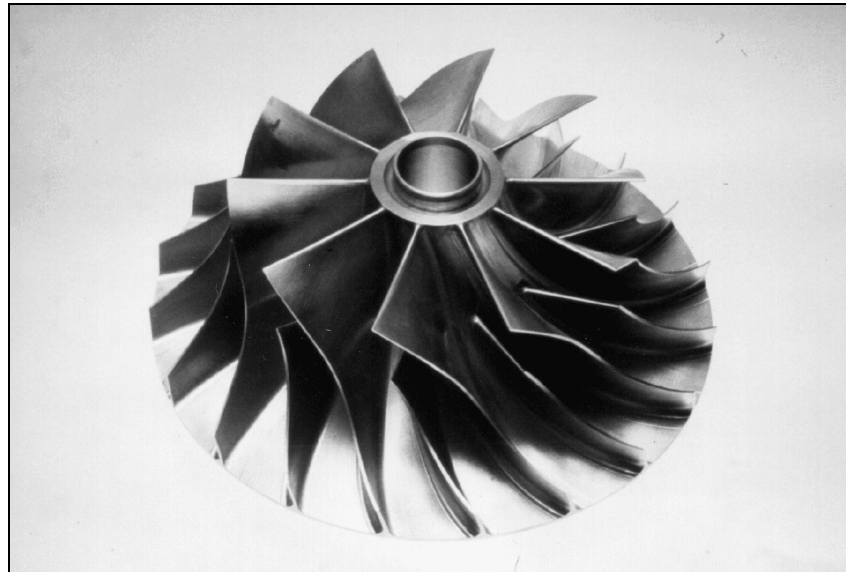


**Abbildung 3-1 Schemazeichnung des "Großen Radialverdichters"**

Abbildung 3-1 zeigt eine schematische Darstellung des Prüfstandes. Die Luft wird dem Verdichter (6) aus der Umgebung über einen Beruhigungsbehälter (3) und eine axiale Zuleitung (5) zugeführt. In der Beruhigungskammer werden die Eintrittsgrößen  $T_K$  und  $P_K$  gemessen.

---

Das Laufrad (Abbildung 3-2) hat 20 rückwärts gekrümmte Schaufeln ( $\beta_2 = 60^\circ$ ), von denen 10 am Eintritt zurückgeschnitten sind. Es hat einen Außendurchmesser von  $d_2 = 400$  mm].



**Abbildung 3-2** Laufrad des „Großen Radialverdichters“

An das Laufrad schließt sich ein Diffusor mit einem maximalen Radienverhältnis von  $r_6 / r_2 = 1.5$  an. Durch den modularen Aufbau ist es möglich, beschaufelte, unbeschaufelte und asymmetrische Diffusoren zu montieren.

Die verdichtete Luft wird über den Umfang einer Sammelspirale zugeführt. Mithilfe verschiedener Einsätze kann die Geometrie der Spirale in Flächenverlauf und Schwerpunktradien variiert werden.

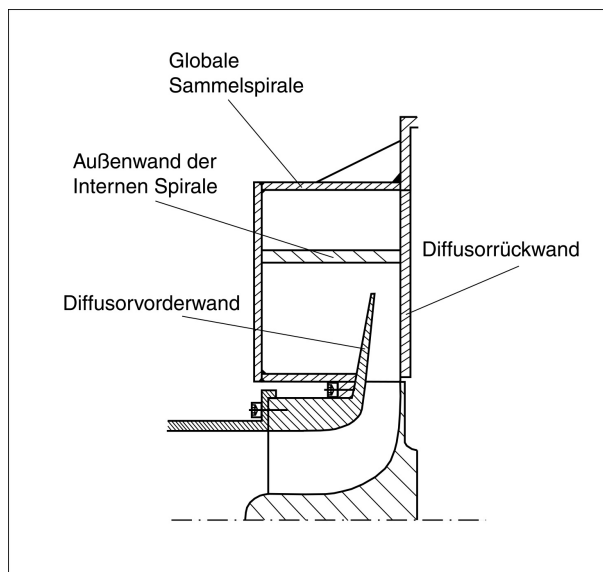
In der sich anschließenden Druckleitung (Abbildung 3-1), (7) befindet sich eine Normdüse (11) nach DIN 1952, um den Massenstrom  $\dot{m}$  zu bestimmen. Zwei am Ende der Druckleitung angeordnete Drosselschieber (10) ermöglichen die genaue Einstellung des Massenstromes.

Der Versuchsverdichter wird über ein Stirnradgetriebe (8) von einem Gleichstrom-Pendelmotor (9) angetrieben. Der Motor kann in einem Drehzahlbereich von  $40 \text{ min}^{-1}$  bis  $1800 \text{ min}^{-1}$  stufenlos geregelt werden. Dies entspricht einer Verdichterdrehzahl von  $650 - 29000 \text{ min}^{-1}$ .

#### 3.2 Versuchsaufbauten

Die Auslegung der hier untersuchten Diffusor- und Spirallengeometrien erfolgte am „von Karman Institute For Fluid Dynamics“ in Brüssel, Belgien. Hintergrund waren zwei öffentlich geförderte Forschungsvorhaben der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV). In den Abschlußberichten zu diesen Forschungsvorhaben (Rautenberg [81] und Seume [82]) sind sowohl die Auslegung, als auch die Geometrien detailliert beschrieben.

Die Motivation des erstgenannten Forschungsvorhabens war die Untersuchung der Auswirkungen, die die Wahl des Flächenschwerpunktes der Querschnittsfläche auf das Betriebsverhalten des Verdichters zeigt. Untersucht wurden je eine interne, eine zentrale und eine externe Sammelspirale. Im Anschlußprojekt stand die Optimierung des Systems Diffusor – interne Spirale im Vordergrund, deren Ergebnis eine Konfiguration mit asymmetrischem Diffusor und eine mit Low-Solidity-Diffusor war. Die genannten Konfigurationen sind (mit Ausnahme der zentralen Spirale) in Abbildung 3-7 (auf Seite 39) schematisch dargestellt.



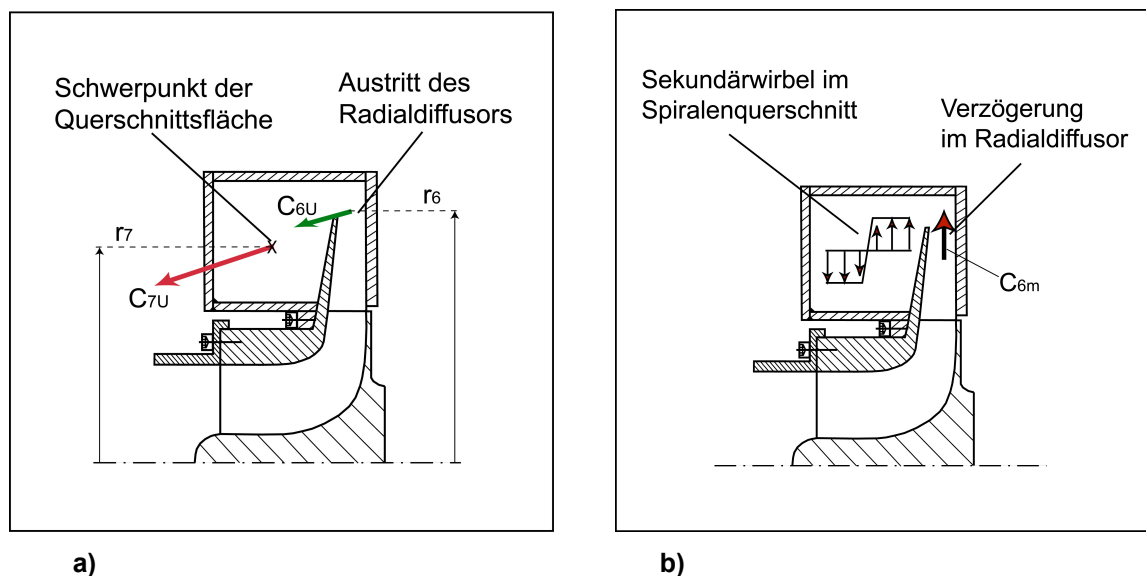
**Abbildung 3-3** Schematische Darstellung der globalen Sammelspirale

Aus Kostengründen wurde eine sog. „Globale Sammelspirale“ (Abbildung 3-3) mit einem rechteckigen Querschnitt gefertigt. Der Querschnitt dieser Konstruktion kann durch einfache Blecheinsätze so modifiziert werden, daß von einer internen bis zur externen Sammelspirale alle Varianten realisiert werden können. Im Anhang 1 (ab Seite 105) sind die über dem Umfangswinkel aufgetragenen Verläufe der Außenradien (Abbildung A 3-1), der Schwerpunktradien der Querschnittsflächen (Abbildung A 3-2) und der Querschnittsflächen (Abbildung A 3-3) der bisher realisierten Sammelspiralen abgebildet. Theoretisch sind auch, z.B. durch

weglassen der Außenwand der zentralen Spirale, Mischformen der Ursprungsgeometrien denkbar. Dabei ist aber die stetige Flächenzunahme bis zum Austritt des Verdichters nicht bei jeder möglichen Kombination gewährleistet.

Bei der Konfiguration mit interner Spirale und asymmetrischem Diffusor (Abbildung 3-7b) war es das Ziel, den Druckaufbau vom Radialdiffusor in die Sammelspirale zu verlagern. Grund dafür war zum einen die Vorgabe, die äußeren Abmessungen der internen Spirale unverändert zu lassen und zum anderen die Feststellung, daß eine weitere Druckerhöhung im Radialdiffusor keine Verbesserung des Systems konzentrischer Diffusor – interne Spirale bringt. Dies ist der internen Anordnung der Spiralenquerschnitte mit ihren relativ kleinen Querschnittsflächen geschuldet.

Da die Schwerpunktradien der Querschnitte der internen Spirale unterhalb des Diffusoraustrittsradius liegen, kommt es bei eindimensionaler Betrachtung, aufgrund des Drallerhaltes ( $c_u \times r = \text{const.}$ ) zu einer Beschleunigung der Durchtrittsgeschwindigkeit in der Sammelspirale (siehe Abbildung 3-4a). Gleichzeitig ist die Durchströmung des Spiralenquerschnittes ( $c_{7U}$  in Abbildung 3-4a) an den Massenerhalt gebunden und kann daher auch durch die Eintrittsgeschwindigkeit ( $c_{6U}$  in Abbildung 3-4a) und die Größe der Spiralenquerschnittsflächen beeinflusst werden.

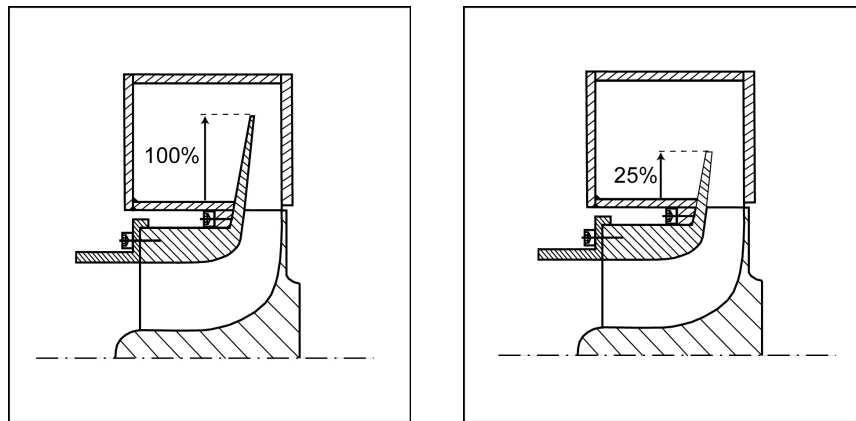


**Abbildung 3-4** a) Durchströmung des Spiralenquerschnittes infolge des Drallerhaltes  
b) Entstehung des Sekundärwirbels im Spiralenquerschnitt

Mit dem Wissen, daß mit der Kombination konzentrischer Diffusor und originale interne Spirale der Druckrückgewinn des Radialdiffusors in der Sammelspirale teilweise wieder negiert wird, erscheint eine weitere Drucksteigerung im Diffusor nutzlos. Vielmehr erscheint es sinn-

voll die Drucksteigerung des Radialdiffusors so zu begrenzen, daß in der internen Spirale keine negative Drucksteigerung generiert wird. Dies ist nur durch ein Verkürzen der Diffusorwand (siehe Abbildung 3-5) zu erreichen. Dadurch sinkt zwar der Umsetzungsgrad des Radialdiffusors, die Funktion des Diffusors wird aber von der Sammelspirale übernommen und dadurch der geringere Druckrückgewinn im Diffusor kompensiert.

Konstruktionsbedingt vergrößern sich beim Zurückschneiden des Radialdiffusors die Querschnittsflächen der Spirale. Das wiederum kommt einer Druckerhöhung (gegenüber der ursprünglichen internen Spirale) entgegen, da (aufgrund der Kontinuität) die Durchtrittsgeschwindigkeit abnimmt. Ein Nebeneffekt ist die Verringerung der benetzten Oberfläche, wodurch zusätzlich die Wandreibung verringert wird. Ziel der Optimierung war es letztlich, den Diffusor nur soweit wie nötig zu kürzen, damit weder die Kennlinie einbricht, noch die Belastung von Laufrad und Lagerung (hervorgerufen durch die Umfangsdruckstörung am Laufradaustritt) ein zulässiges Maß überschreitet.

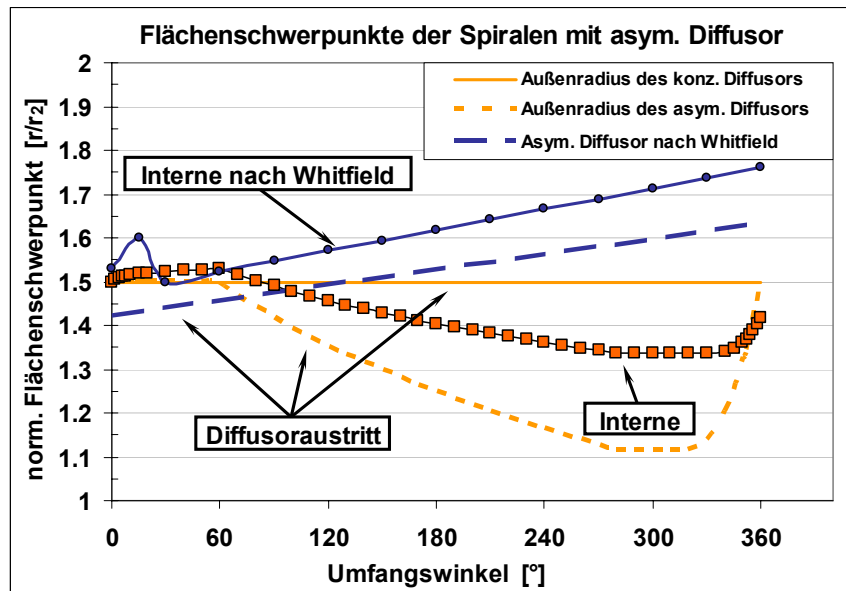


**Abbildung 3-5 Geometriedefinition des asymmetrischen Diffusors**

Nach den Auslegungsrechnungen wurde die Diffusorwand auf 25% der ursprünglich in die Spirale hineinragende Höhe zurückgeschnitten (Abbildung 3-5). Im Bereich der Zunge wurde ein tangentialer Übergang gewählt, um die unterschiedlichen Diffusoraustrittsradien ineinander übergehen zu lassen (Abbildung 3-7b).

Wie bereits im Literaturüberblick geschildert (Abschnitt 2.4; Seite 23), ist die Idee eines asymmetrischen Diffusors nicht gänzlich neu (Whitfield et al. [84]). Im Unterschied zu den hier geschilderten Versuchsaufbauten wurde allerdings von Whitfield eine andere Zielstellung verfolgt, die daher auch eine völlig andere Gestaltung des asymmetrischen Diffusors und der zugehörigen Sammelspirale nach sich zog. Einen Vergleich der auf den Laufradaustrittsradius  $r_2$  bezogenen Diffusoraustrittsradien und der Flächenschwerpunkte der Spiralquerschnitte über dem Umfangswinkel zeigt Abbildung 3-6. Die gestrichelten Linien in dieser Abbildung markieren die Verläufe der asymmetrischen Diffusoren. Der bezogene Austrittsradius des konzentrischen Diffusors des hier untersuchten Verdichters ist bei  $r_3/r_2=1.5$  eben-

falls eingezeichnet. Die Unterschiede in den Verläufen, sowohl der Diffusoraustrittsradien als auch der Schwerpunkte der Spiralquerschnitte, haben ihre Ursache in den voneinander abweichenden Auslegungszielen.



**Abbildung 3-6** Radien der Flächenschwerpunkte und der Diffusoren des asymmetrischen Diffusors nach Whitfield [84] und des Verdichters nach Seume [82]

Bei der hier untersuchten Konfiguration mit asymmetrischem Diffusor war es das Ziel, unnötige Verluste zu vermeiden und durch den Nebeneffekt einer Flächenvergrößerung des Spiralenquerschnittes eine zusätzliche Diffusion in der Spirale zu erreichen. Der Druckanstieg sollte radial vom Diffusor in die Spirale hinein verlagert werden. Whitfield et al. dagegen verfolgten mit ihrer Auslegung das Ziel, einen kontinuierlichen Druckanstieg in Umfangsrichtung der Spirale von der Zunge bis zum Eintritt in den Stutzenddiffusor zu realisieren. Die Sammelspirale ist damit Teil eines stromaufwärts verlängerten und als Spirale aufgewickelten Stutzenddiffusors. Wie der Radienverlauf der von Whitfield ausgelegten Kombination Diffusor–Spirale in Abbildung 3-6 zeigt, ist das Ergebnis eine Geometrie, die der Forderung nach einem kompakten Bauraum (vor allem bei großen Verdichtern) sicherlich nur schwer genügen kann. Andererseits wurden die Untersuchungen von Whitfield an einem Turboladerverdichter mit externer Spirale durchgeführt.

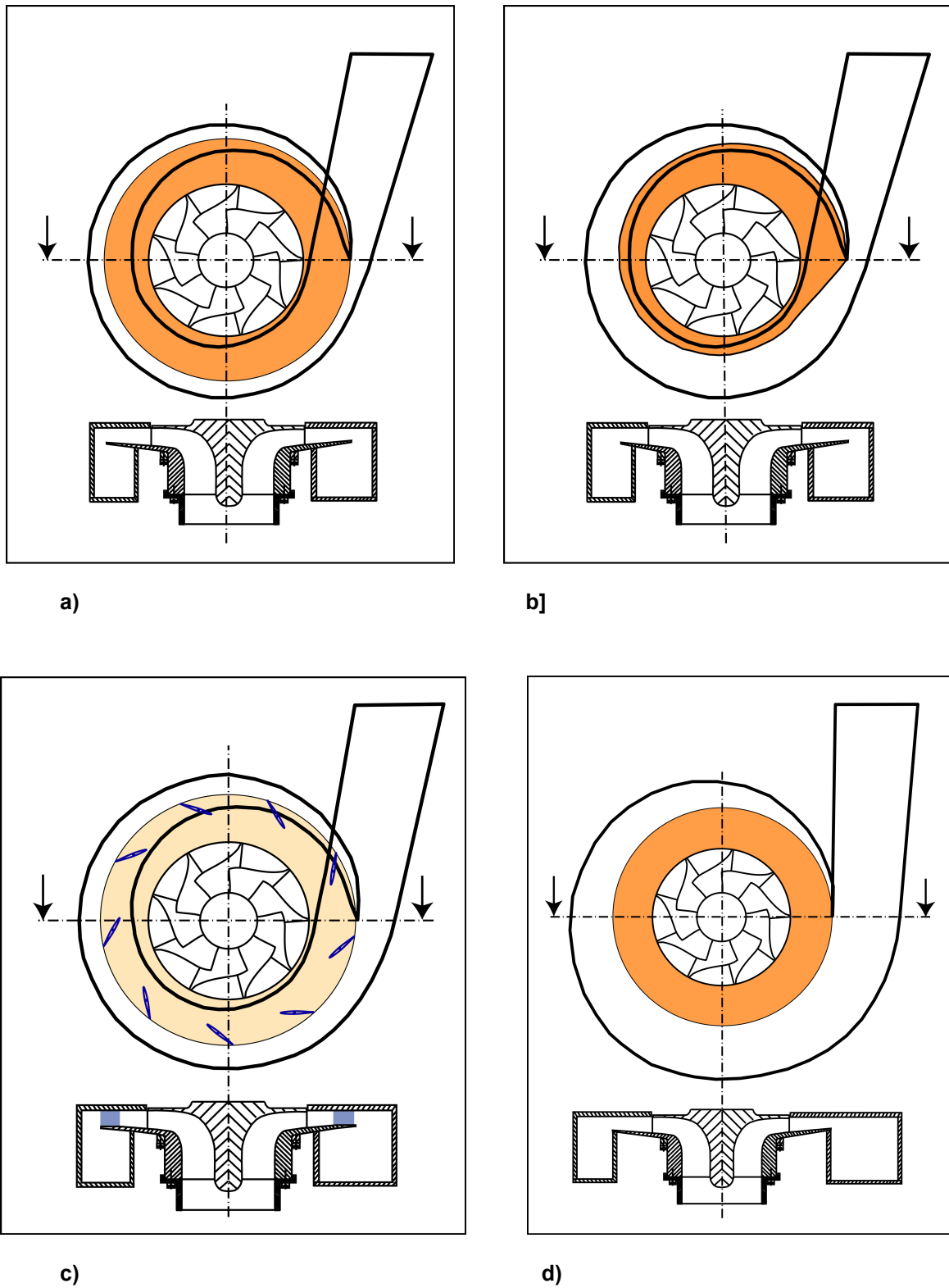


Abbildung 3-7

Schemata der untersuchten Diffusor – Spiralen Konfigurationen

- a) interne Spirale und konzentrischer Diffusor
- b) interne Spirale und asymmetrischer Diffusor
- c) größere interne Spirale und Low-Solidity Diffusor
- d) externe Spirale und konzentrischer Diffusor

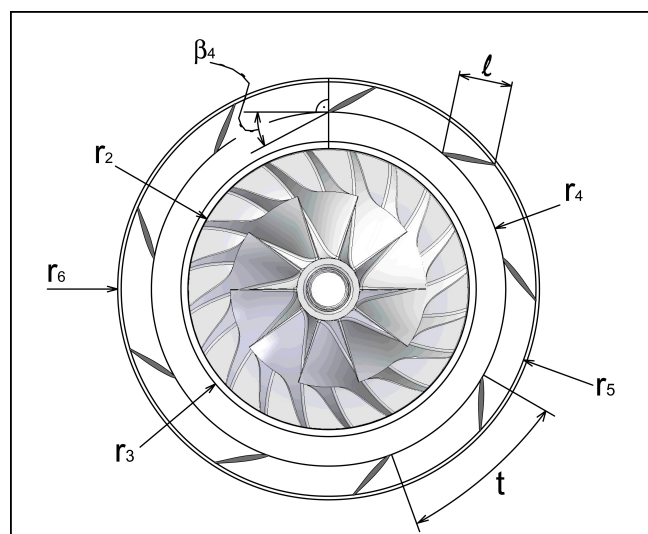
Bei der Auslegung des Low-Solidity Diffusors war eine Absenkung der Geschwindigkeiten in der Spirale das Ziel. Die Strömungsverzögerung in einem unbeschaukelten, parallelwandigen Radialdiffusor geschieht in radialer Richtung aufgrund der Massen- und Impulserhaltung und in Umfangsrichtung aufgrund des Drallerhaltes. Die Strömungswinkel (gemessen zur Tangente) liegen dabei üblicherweise deutlich unter  $45^\circ$ .

Bei konstantem Diffusoraustrittsradius ist eine stärkere Verzögerung nur durch eine Vergrößerung der Diffusoraustrittsbreite und die Verzögerung der Umfangsgeschwindigkeit nur durch eine Diffusorbeschaufelung zu realisieren. Daher wurde eine Low-Solidity Beschaufelung mit NACA65 Profil und gerader Skelettlinie entworfen (Abbildung 3-7b, Tabelle 3-1, Abbildung 3-8). Die gerade Skelettlinie bewirkt auch bei inzidenzfreier Anströmung der Schaufeln eine Umlenkung, da die Streichlinien im unbeschaukelten Diffusor einer logarithmischen Spirale ähneln. Die Schaufeln haben eine konstante Höhe, d.h. der Diffusor ist im beschaukelten Teil parallelwandig. Dadurch vergrößert sich, im Vergleich zu den unbeschaukelten Varianten, die Fläche am Diffusoraustritt um 11%.

| Profil         | Z | $l$ [mm] | $r_4$ [mm] | $r_5$ [mm] | $\beta_4$ [°] | $\alpha_{4-5}$ [°] | S    |
|----------------|---|----------|------------|------------|---------------|--------------------|------|
| <b>NACA 65</b> | 9 | 76       | 252        | 295        | 27.9          | 13.1               | 0.43 |

**Tabelle 3-1**                      **Daten der Low-Solidity Beschaufelung**

Die Verringerung der Geschwindigkeiten am Eintritt in die Sammelspirale hatte zur Folge, daß die Querschnittsflächen zu klein waren. Da eine Vergrößerung der Querschnittsfläche anders nicht zu realisieren war, wurde eine Anpassung der Spiralengeometrie nötig.

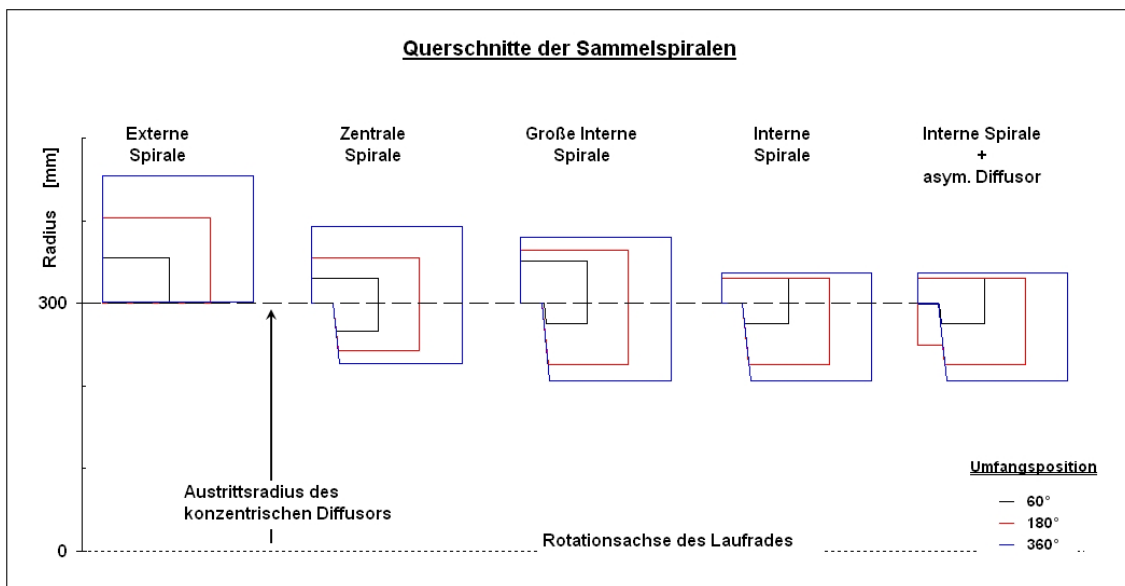


**Abbildung 3-8**                      **Geometriedefinitionen des beschaukelten Diffusors**



### 3.3 Abmessungen der Sammelspiralen

Die radiale Erstreckung der Sammelspiralen wird durch Abbildung 3-9 verdeutlicht, in der zusätzlich die zentrale Spirale mit aufgenommen wurde (siehe auch Abbildung A 3-1 auf Seite 105). Der Austritt des (konzentrischen) Radialdiffusors befindet sich bei  $r_6=300$  mm. In Bezug auf die schematischen Darstellungen in Abbildung 3-7 (auf Seite 39) entspricht die externe Spirale in Abbildung 3-9 der Abbildung 3-7d, die große interne Spirale der Abbildung 3-7c, die Kombination konzentrischer Diffusor – interne Spirale der Abbildung 3-7a und die Kombination asymmetrischer Diffusor – interne Spirale der Abbildung 3-7b.



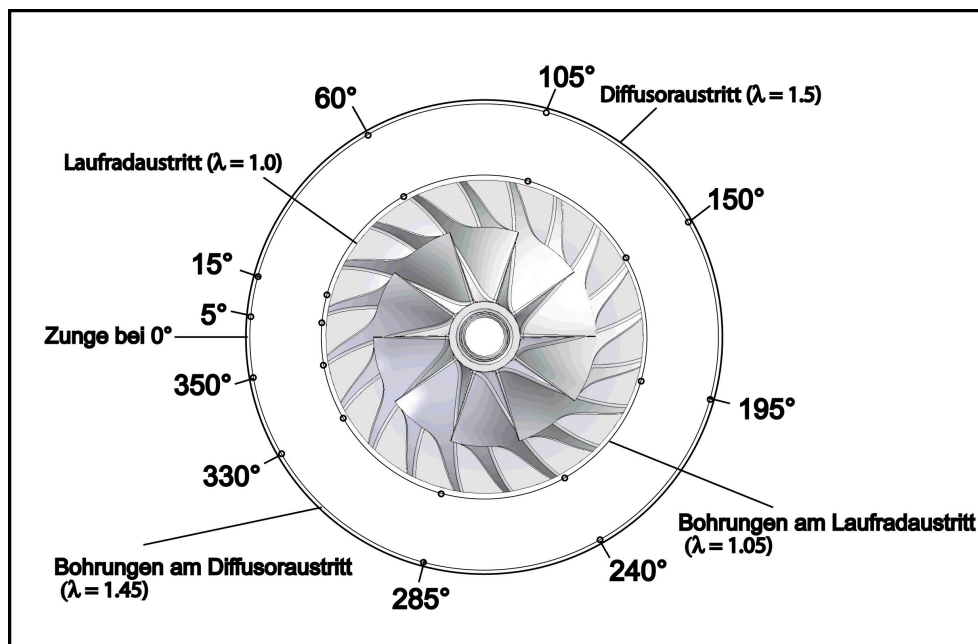
**Abbildung 3-9** Gegenüberstellung der Spirallängenmetrien

Die Flächenschwerpunkte der internen Varianten (Abbildung A 3-2 auf Seite 105) liegen unterhalb des Diffusoraustritts. Die interne Spirale des Verdichters mit asymmetrischem Diffusor, hat eine etwas größere Querschnittsfläche (Abbildung 3-5, Abbildung 3-9, Abbildung A 3-3), die bis zu einem Umfangswinkel von ca.  $300^\circ$  den Querschnitten der externen und der zentralen Spirale entspricht. Der Flächenschwerpunkt verschiebt sich dadurch aber nur geringfügig. Den mit Abstand größten Flächenquerschnitt weist die größere interne Spirale auf. Trotz des geringen Schwerpunktradius ergibt sich aufgrund der größeren Fläche ein Gesamtvolumen der Spirale (Abbildung A 3-4), das dem der externen Spirale entspricht.

### 3.4 Statische Wanddrücke im Radialdiffusor

Ein konstruktions- und fertigungsseitig recht aufwendiges Detail des Versuchsaufbaus war die Ausrüstung mit Wanddruckbohrungen im Radialdiffusor. Dabei wurde sowohl die Vorder- als auch die Rückwand mit Bohrungen versehen.

Abbildung 3-10 zeigt die Anordnung der Bohrungen für den konzentrischen, unbeschaukelten Diffusor. Bei dieser Anordnung liegen die Bohrungen in Vorder- und Rückwand des Diffusors genau gegenüber.

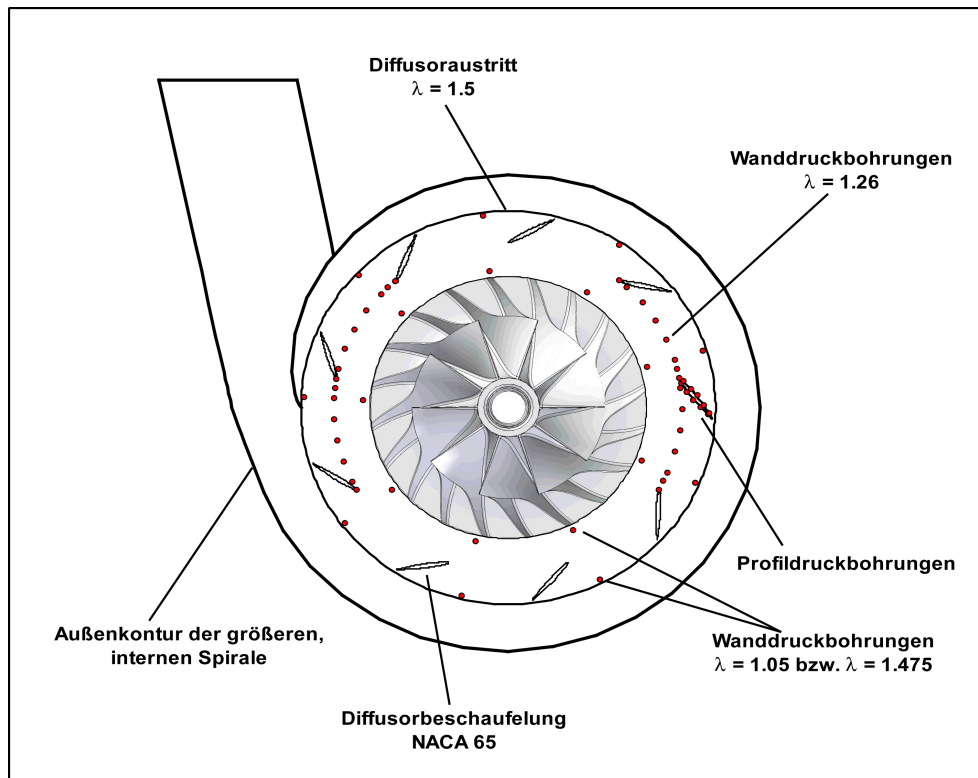


**Abbildung 3-10** Winkelpositionen der Wanddruckbohrungen des unbeschaukelten, konzentrischen Diffusors

Auf denselben Winkelpositionen wurde auch der asymmetrische Diffusor mit Bohrungen ausgestattet. Hier liegen die Bohrungen, wie beim konzentrischen Diffusor auch, in der Rückwand jeweils 10 mm vor dem Austritt des Diffusors, um mögliche Verfälschungen der Drucksignale durch instationäre Effekte am Übergang Diffusor – Spirale zu vermeiden.

Beim Low-Solidity Diffusor war eine Ausstattung mit gegenüberliegenden Bohrungen nicht sinnvoll. Die Beschaukelung führte zwangsläufig zu einer neuen Anordnung der Bohrungen. Die in Abbildung 3-11 dargestellten Bohrungen sind nur in der neugefertigten Vorderwand des Verdichters zu finden. Da die Beschaukelung auf einem Radius von  $r_5 = 295$  mm (bei  $\lambda = 1.475$ ) endet, wurden auch die Bohrungen am Diffusoraustritt auf diesen Radius verschoben. Die Winkelpositionen dieser Bohrungen wurden willkürlich so gelegt, daß sie sich auf der Hälfte einer Teilung befinden. Wie Abbildung A 3-18 (Seite 119) zeigt, ist eine von

der Diffusorbeschaufelung hervorgerufene Druckstörung in diesem Bereich nicht zu erwarten. Zusätzliche Bohrungen wurden auf dem Radius der Schaufeleintrittskante und um die fünfte Diffusorschaukel herum angeordnet. Die Positionen der Bohrungen sind in Tabelle A 4- (Seite 135) aufgeführt.



**Abbildung 3-11 Anordnung der Beschaufelung und der Wanddruckbohrungen für den Verdichter mit Low-Solidity Diffusor**

Die Anordnung der Bohrungen an der Schaufeleintrittskante ermöglicht es, einen Eindruck über den Einfluß der Zunge auf das Druckfeld im Diffusor zu erhalten. Die Profildruckbohrungen wiederum liefern eine Aussage zur Belastung der Schaufeln und können für die Nachrechnung des Diffusors benutzt werden. Die Nachrechnung ist im Anhang 1 (ab Seite 85) beschrieben.

---

### 3.5 Meßtechnische Ausstattung des Prüfstandes

Die Ermittlung der maßgeblichen Stufenkennfeldgrößen Totaldruckverhältnis:

$$\pi_{\text{tot},8} = \frac{\bar{p}_{\text{tot},8}}{p_K} \quad \text{Gl. 3-1}$$

und isentroper Wirkungsgrad:

$$\eta_{i,S} = \frac{\pi_{\text{tot},8}^{\left(\frac{\kappa-1}{\kappa}\right)} - 1}{\frac{T_{\text{tot},8}}{T_K} - 1} \quad \text{Gl. 3-2}$$

erfolgt nach Messungen des Totaldruckes mit Kielsonden und der Totaltemperaturen mittels Thermoelement-Fenstersonden. Die Meßstellen befinden sich im Beruhigungsbehälter vor dem Verdichtereinlauf und nach dem Verdichter im Druckstutzen. Weiterhin sind zur Messung des statischen Druckverhältnisses im Druckstutzen Wanddruckbohrungen vorhanden. Die Drehzahl wird über ein induktives Wirbelstromverfahren bestimmt und ist direkt am Meßgerät abgelesbar. Zur Weiterverarbeitung und Aufzeichnung kann das Drehzahlsignal zusätzlich in die Meßdatenerfassung weitergeleitet werden.

Die Massenstrombestimmung erfolgt nach DIN 1952 mit Hilfe einer Normdüse in der druckseitigen Meßstrecke.

Zur Wandlung der Meßgrößen werden für die Temperaturen Thermoelemente vom Typ K und für die Drücke piezoresistive Aufnehmer verwendet. Die Druckaufnehmer sind in Meßbereichen von  $\pm 70$  mbar ;  $\pm 350$  mbar und  $\pm 2$  bar verfügbar. Diese werden in eigens am TFD entwickelte Module eingesetzt, die die Meßgröße in ein  $\pm 10$  V Gleichspannungssignal wandeln. Bauartbedingt ist ein schneller Austausch der Module möglich.

Neben den Thermoelementen vom Typ K für die wissenschaftlichen Messungen sind am Prüfstand noch zusätzlich Thermoelemente vom Typ J in die prüfstandeigene Überwachung, z.B. von Lagertemperaturen, integriert. Als Referenzmeßstelle aller Thermoelemente dient ein mit Eiswasser gefüllter Behälter.

Die Spannungssignale der Druckaufnehmer, der Temperaturen und das TTL-Signal der Drehzahlerfassung wurden in einen Multiplexer der Fa. Agilent (34970 A) eingespeist. In der verwendeten Ausstattung ist eine gleichzeitige Erfassung von 80 Druck-, 20 Temperatur- und 2 Frequenzkanälen möglich. Der Multiplexer kann von einem PC aus konfiguriert und ausgelesen werden. Die Daten können so im laufenden Versuchsbetrieb von einem Meßprogramm ausgewertet, angezeigt und abgespeichert werden.

Gespeichert werden sowohl die Meßwerte, als auch die daraus berechneten Größen wie z.B. Massenstrom und Wirkungsgrad. Dabei werden von den letzten fünf gemessenen bzw. berechneten Werten der Mittelwert und die Standardabweichung berechnet und in einer Textdatei abgelegt. Der Einfluß der Luftfeuchtigkeit wurde als vernachlässigbar klein angenommen und daher nicht berücksichtigt.

Für die gesamte Meßkette ergeben sich für die Druckmessung Meßunsicherheiten für die  $\pm 350$  mbar Druckaufnehmer von  $\pm 1.78$  mbar, für die  $\pm 2$  bar Druckaufnehmer von  $\pm 0.01019$  mbar und für die Temperaturmessungen von  $\pm 1.1$  K. Die genannten maximal zulässigen Abweichungen beruhen auf Herstellerangaben. Eine darauf basierende Abschätzung der Meßunsicherheiten, eine Auswertung der Messungen bezüglich der Vertrauensbereiche der gemessenen Mittelwerte sowie der Reproduzierbarkeit der Messungen findet sich im Anhang 2 (Seite 96).

---

#### 4. Ergebnisse der numerischen Simulation

Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, wurden während des Entwurfes der Versuchsgeometrien CFD-Simulationen durchgeführt. Dabei wurden neben neuen Konfigurationen auch die schon vorhandenen als Vergleichsmaßstab stationär nachgerechnet. Als Simulationssoftware diente CFX-TASCflow (Turbulenzmodell  $k-\varepsilon$  [RNG]).

Um den Rechenaufwand zu verringern, beinhaltete das Simulationsmodell nur die Komponenten Radialdiffusor, Sammelspirale und Stutzenddiffusor. Als Randbedingungen wurden Mittelwerte für Totaldruck und Strömungswinkel am Laufradaustritt, der Massenstrom und die Totaltemperatur vorgegeben. Infolge der vereinfachten Annahmen finden instationäre Vorgänge, wie die Mischung von Jet-Wake-Gebieten am Beginn des Radialdiffusors oder auch die ungleichförmige Laufradabströmung über dem Umfang, keine Berücksichtigung. Speziell die Werte am Laufradaustritt stammen aus Nachrechnungen der Radialverdichterstufe bei einer reduzierten Verdichterdrehzahl von  $n_{red} = 14\,000\text{ min}^{-1}$ , ( $Mu = 0.86$ ). Für die dazu genutzte Nachrechenmethode und die dazu nötigen Parameter sei auf Hagelstein [74] verwiesen.

Wie sich in Kapitel 5 zeigen wird, ist dieses Vorgehen gut geeignet, während der Optimierung Tendenzen richtig wiederzugeben. Eine direkte, quantifizierbare Vergleichbarkeit der Meß- und Rechenergebnisse läßt sich daraus aber nicht ableiten.

Da die Simulationen am „von Karman Institute for Fluid Dynamics“ in Brüssel durchgeführt wurden, soll an dieser Stelle nur kurz auf die Ergebnisse der CFD-Rechnungen eingegangen werden. Dies soll anhand der Beiwerte für den statischen Druckrückgewinn ( $C_p$ ) und Totaldruckverlust ( $\omega$ ) geschehen. Der Druckbeiwert  $C_p$ :

$$C_p = \frac{p_i - p_2}{p_{tot,2} - p_2} \quad \text{Gl. 4-1}$$

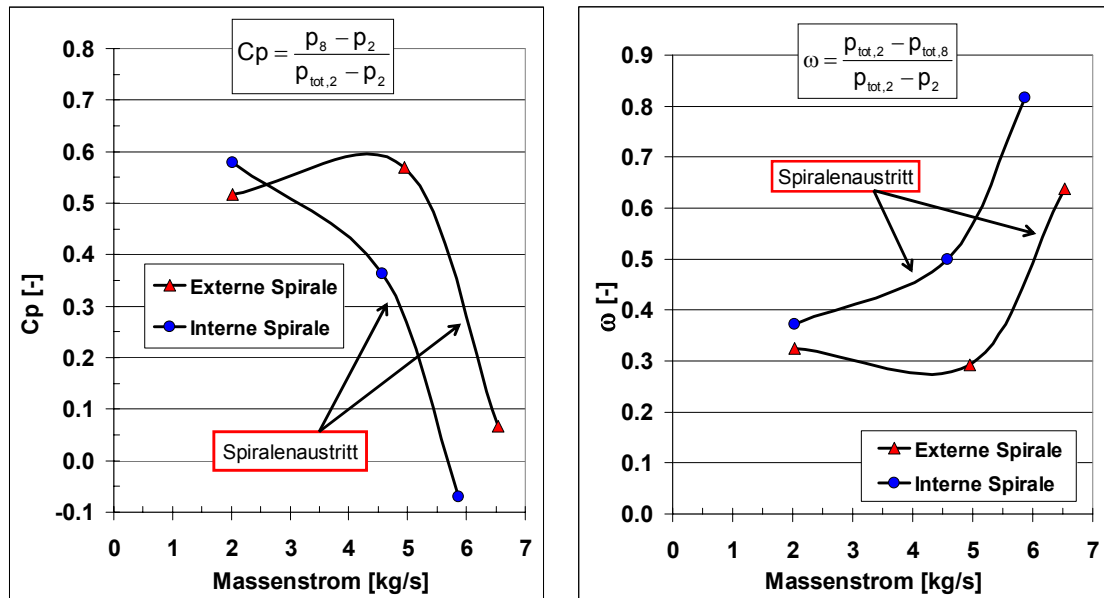
gibt an, in welchem Maße der am Diffusoreintritt vorhandene dynamische Druck in statischen Druck umgewandelt wurde. Der Druckverlustbeiwert  $\omega$ :

$$\omega = \frac{p_{tot,2} - p_{tot,i}}{p_{tot,2} - p_2} \quad \text{Gl. 4-2}$$

liefert eine Aussage über den Totaldruckverlust. Dem Index  $i$  wird bei beiden Beiwerten der Index der Meßebeine im Verdichter zugewiesen, bis zu der die Berechnung erfolgt.

#### 4. Ergebnisse der numerischen Simulation

Der direkte Vergleich der Ausgangskonfigurationen mit interner bzw. externer Spirale und konzentrischem, unbeschaufeltem Diffusor (Abbildung 4-1) macht in bezug auf Druckrückgewinn und Verlustverhalten deutlich, daß die externe Spirale in dieser Hinsicht die bessere Wahl darstellt.

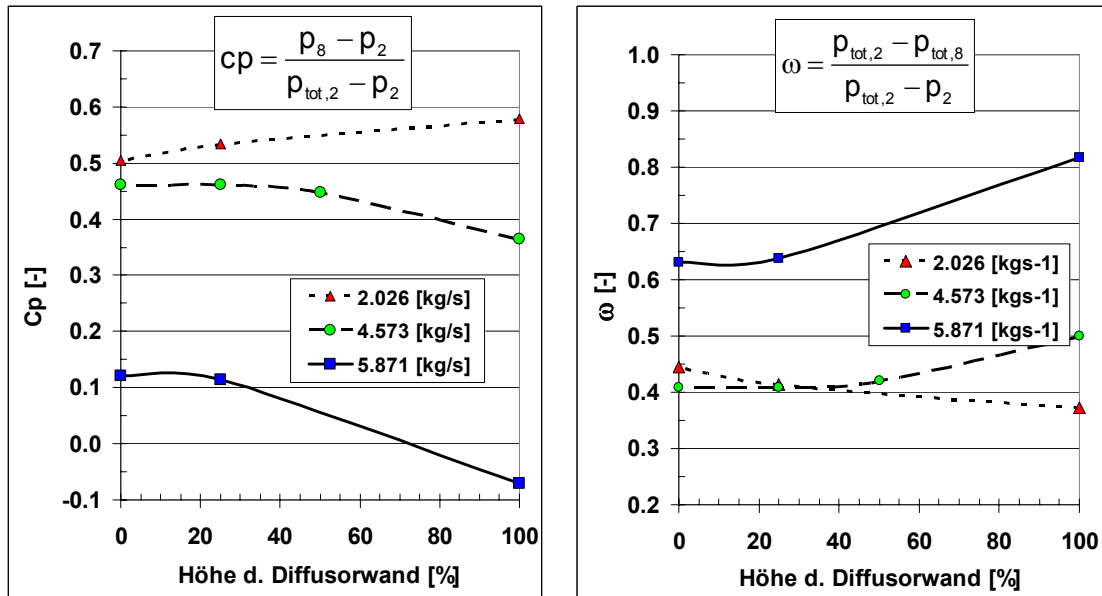


**Abbildung 4-1** Druckrückgewinn- und Verlustbeiwert für den Verdichter mit interner bzw. externer Spirale –  $n_{red} = 14\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0,86$

Sie ist sowohl im Druckaufbau und Verlustverhalten als auch in der Kennfeldbreite der internen Spirale überlegen. Lediglich bei niedrigen Massenströmen wird in der internen Spirale mehr Druck zurückgewonnen, wobei die Verluste in diesem Betriebspunkt trotz allem höher sind als bei der externen Konfiguration. Hinzu kommt, daß sich dieser Kennfeldpunkt bei der realen Maschine direkt an der Pumpgrenze befindet, also im nutzbaren Kennfeld überhaupt keine Rolle spielt.

Andererseits beinhalten die Vorgaben bei der Entwicklung und Konstruktion eines Radialverdichters niemals nur eine optimale Aerodynamik. Aus diesem Grund war es auch das Ziel des in Abschnitt 3.2 genannten Forschungsvorhabens (Seume et al. [84]), Radialverdichter mit internen Spiralen zu optimieren. Als Ergebnis der Rechnungen wurden die im o. g. Abschnitt beschriebenen neuen Varianten gefertigt und experimentell untersucht. Die Varianten, die während der Auslegung nur numerisch untersucht wurden, ermöglichen es, die Auswirkungen, die einzelne Maßnahmen auf das Betriebsverhalten haben, abzuschätzen.

Welchen Einfluß das schrittweise Zurückschneiden der Diffusorwand auf Druckrückgewinn und Verluste hat, zeigt Abbildung 4-2. Hier ist auf der Abszisse die verbleibende, in die Spirale hineinragende Diffusorwand aufgetragen (siehe auch Abbildung 3-5 auf Seite 37). Die Simulationen wurden für drei bzw. vier unterschiedlich weit zurückgeschnittene Diffusorwände und drei Massenströme durchgeführt. Die Massenströme entsprechen dabei dem Pumpgrenzmassenstrom, dem Massenstrom in der Nähe des Bestpunktes und dem Massenstrom an der Schluckgrenze.



**Abbildung 4-2** Druckrückgewinn- und Verlustbeiwert des Verdichters mit interner Spirale und zurückgeschnittenen Diffusoren –  $n_{red} = 14\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $\mu = 0,86$

Durch das Zurückschneiden soll der Druckrückgewinn des Radialdiffusors bewußt verringert werden. Dem liegt die Erkenntnis zugrunde, daß die gegebene Spirale ohnehin nicht in der Lage ist, den vom Radialdiffusor gebotenen Druck (in Verbindung mit den niedrigen Geschwindigkeiten am Diffusoraustritt) bis zum Austrittsstutzen zu erhalten oder sogar zu einer weiteren Drucksteigerung beizutragen. Die Ursache sind die niedrigen Schwerpunktradien (siehe Abbildung A 3-2 auf Seite 105) und kleinen Querschnittsflächen (siehe Abbildung A 3-3 auf Seite 106).

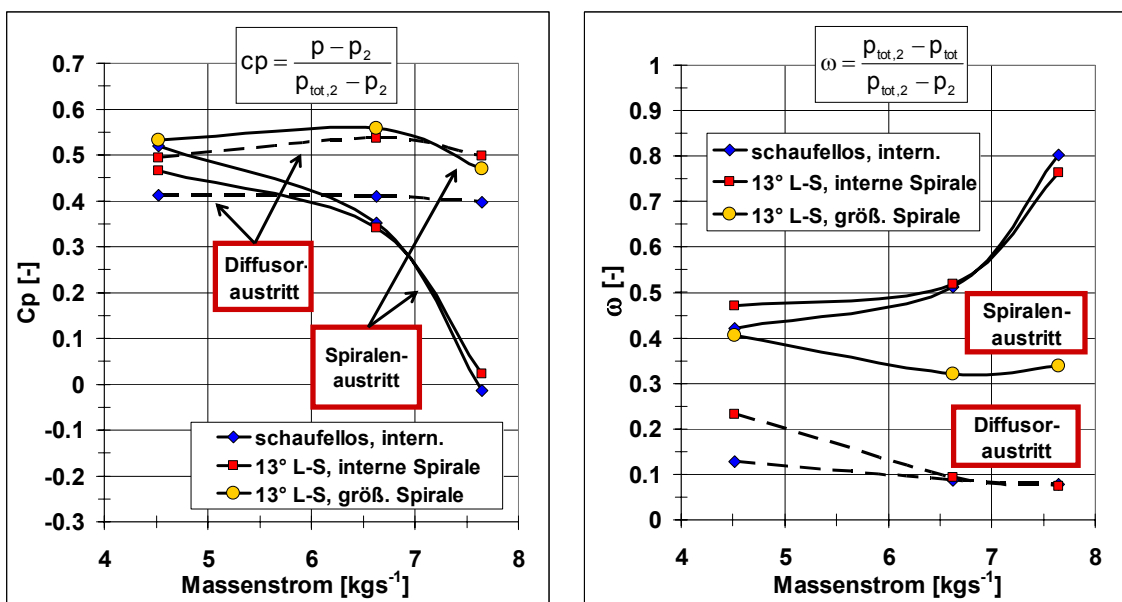
In Abbildung 4-2 ist gut zu erkennen, daß der Druckrückgewinn (linke Abbildung) bis zum Spiralaustritt im mittleren Kennfeldbereich und bei hohen Massenströmen mit der kürzer werdenden Diffusorwand ansteigt, während der Verlustbeiwert (rechte Abbildung) absinkt. Wie die Rechnungen für den mittleren Massenstrom zeigen, zieht das Zurückschneiden von 100% auf 50% der Ausgangshöhe die größten Veränderungen sowohl im Druck- als auch im Verlustbeiwert nach sich. Das Kürzen von 50% auf 25% und danach von 25% auf 0% bewirkt nur noch eine kleine bzw. gar keine Änderung der Beiwerte. Ein Kürzen der Wand unter



#### 4. Ergebnisse der numerischen Simulation

25% der Ursprungshöhe bietet demnach kein weiteres Verbesserungspotential. Beim niedrigen Massenstrom, bei dem die originale Kombination Diffusor–Spirale nicht zu klein ist, bewirkt das Zurückschneiden eine Verschlechterung des Druckrückgewinns und erhöhte Verluste. Diese negativen Tendenzen spielen aber aufgrund der Nähe zur Pumpgrenze nur eine untergeordnete Rolle.

War beim Entwurf des Verdichters mit asymmetrischem Diffusor und interner Spirale die Motivation zu verhindern, daß vermeidbare Verluste auftreten, so war es beim Entwurf des Verdichters mit Low–Solidity Diffusor und interner Spirale die Motivation, die Vorzüge dieser Diffusorbauforn mit dem kompakten Bauraum einer internen Spirale zu vereinen. Wie in Abschnitt 3.2 bereits erläutert, soll durch die Diffusorbeschaufelung die Strömung stärker als im unbeschaufelten Diffusor verzögert werden, ohne den Betriebsbereich einzuengen. Dadurch soll das Geschwindigkeitsniveau am Eintritt in die Sammelspirale abgesenkt werden, was letztlich dazu führt, daß der Sekundärwirbel im Spiralenquerschnitt (siehe Abbildung 3-4b auf Seite 36) durch Fluid geringerer kinetischer Energie erzwungen wird und dadurch die Verluste in der Sammelspirale sinken.



**Abbildung 4-3** Vergleich der Konfigurationen mit Low-Solidity Diffusor und internen Spiralen mit der Ausgangskonfiguration mit schaufellosem Diffusor und interner Spirale –  $n_{\text{red}} = 18\,000\ \text{min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 1.11$

Im Zuge der Auslegungsrechnungen wurden u. a. zwei Varianten numerisch untersucht, bei denen der Low–Solidity Diffusor mit unterschiedlich großen internen Spiralen kombiniert wurde. Anhand einer Gegenüberstellung dieser numerisch untersuchten Konfigurationen mit

---

Low–Solidity Diffusor und der originalen Verdichtervariante mit unbeschaukeltem Diffusor und interner Spirale in Abbildung 4-3, lassen sich einige Effekte sehr gut erläutern.

So äußert sich die stärkere Verzögerung im Diffusor aufgrund der Beschaukelung und der größeren Diffusoraustrittsfläche in einem deutlich verbesserten Druckrückgewinn. Gleichzeitig steigen die Totaldruckverluste im Diffusor von den mittleren hin zu den niedrigeren Massenströmen. Dies ist bei mittleren Massenströmen der durch die Beschaukelung vergrößerten, reibenden Oberfläche und bei niedrigeren Massenströmen der Ablösung auf den Schaufeln geschuldet.

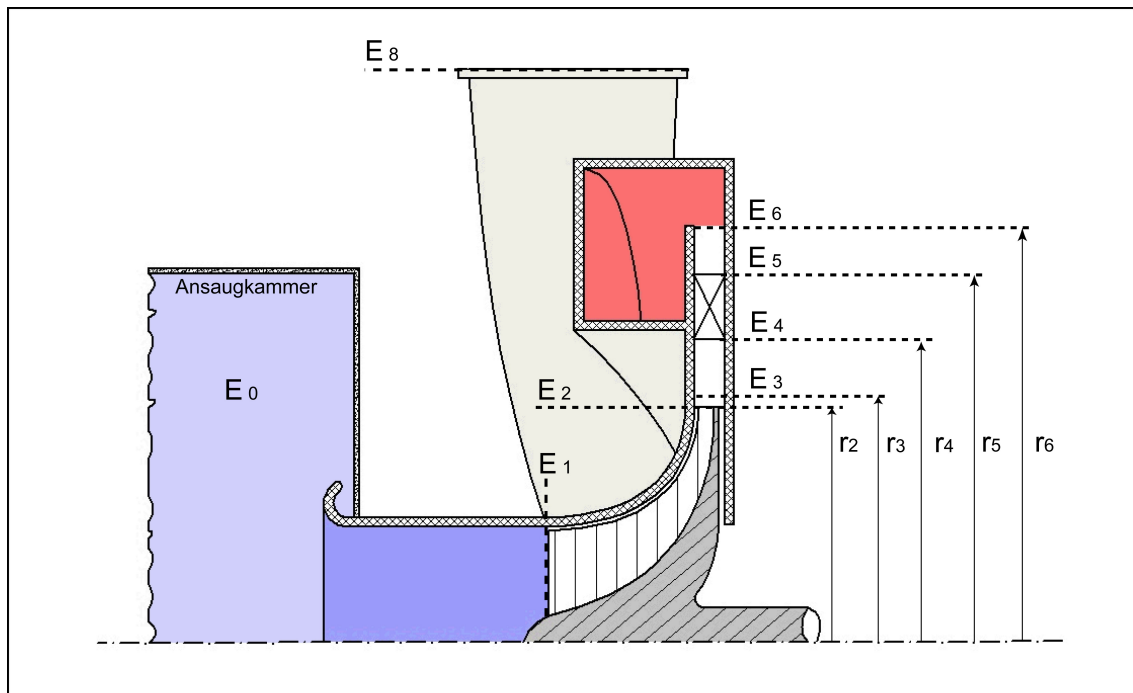
Positiv fällt besonders die Vergrößerung des Querschnittes der internen Spirale auf. Wie schon in Kapitel 3 geschildert, wäre eine zusätzliche Verzögerung im Radialdiffusor bei einer unveränderten Sammelspirale nicht sinnvoll. Dies wird durch die CFD–Rechnungen bestätigt. Durch die erneute Beschleunigung in der Spirale sind die Varianten mit unveränderter interner Sammelspirale am Spiralenaustritt (Abbildung 4-3, eckige Symbole) kaum zu unterscheiden. (Die Werte für die beschaukelten Varianten sind am Diffusorausritt nahezu identisch.)

Eine signifikante Verbesserung ergibt sich erst, wenn der Spiralenquerschnitt der geringeren Durchtrittsgeschwindigkeit angepaßt wird. Erst dieser Optimierungsschritt ermöglicht die Ausnutzung des durch den Low-Solidity Diffusor gebotenen Verbesserungspotentials.

## 5. Experimentelle Untersuchungen

Der modulare Aufbau des Verdichters mit austauschbaren Diffusoren und Spiralenwänden ermöglicht vielfältige Kombinationsmöglichkeiten. Die saug- und druckseitigen Anschlüsse und das Laufrad können dabei für alle Versuchsreihen unverändert bleiben. Je nach Konfiguration müssen nur die Spiralenwände und/oder der Radialdiffusor ausgetauscht werden. Einschränkungen bezüglich der bei einer willkürlichen Kombination verfügbaren Meßstellen ergeben sich dabei nicht. In der Auswertung wird die Vergleichbarkeit der Komponenten dadurch gesichert.

Die verwendeten Definitionen der Mess- bzw. Berechnungsebenen im Verdichter zeigt schematisch Abbildung 5-1.



**Abbildung 5-1** Definition der Meß- und Berechnungsebenen des Verdichters

- E<sub>0</sub>:** Ansaugkammer
- E<sub>1</sub>:** Laufradeintritt
- E<sub>2</sub>:** Laufradaustritt
- E<sub>3</sub>:** Messung des statischen Druckes nach dem Laufrad
- E<sub>4</sub>:** Eintritt in die Diffusorbeschaufelung
- E<sub>5</sub>:** Ende der Diffusorbeschaufelung;  
Messung des statischen Druckes nahe Diffusorausritt
- E<sub>6</sub>:** Diffusorausritt
- E<sub>8</sub>:** Stufenausritt

---

Innerhalb des Versuchsprogramms wurden die folgenden Konfigurationen vermessen:

- Externe Spirale und konzentrischer, konvergenter Diffusor
- Interne Spirale und konzentrischer, konvergenter Diffusor
- Interne Spirale und asymmetrischer, konvergenter Diffusor
- Vergrößerte interne Spirale und konzentrischer, konvergenter Diffusor
- Vergrößerte interne Spirale und Low-Solidity Diffusor (beschaufelt)
- Vergrößerte interne Spirale und unbeschaufelter, parallelwandiger Diffusor

Die gemessenen Drehzahlkennfelder der untersuchten Verdichterkonfigurationen sind in den folgenden Abschnitten zu sehen. Aufgetragen sind die Totaldruckverhältnisse,  $\pi_{\text{tot},0-8}$ , bei konstanten reduzierten Drehzahlen von  $n_{\text{red}} = 10\,000 \text{ min}^{-1}$  ( $Mu = 0.62$ ) bis  $n_{\text{red}} = 18\,000 \text{ min}^{-1}$  ( $Mu = 1.11$ ) über dem reduzierten Massenstrom  $\dot{m}_{\text{red}}$ . Die Isolinien geben den isentropen Stufenwirkungsgrad  $\eta_{\text{is},0-8}$  an. Alle in den nächsten Abschnitten aufgeführten Abbildungen sind vergrößert im Anhang 1 (ab Seite 105) noch einmal dokumentiert.

Neben den Kennfelddaten wurden während der Messungen auch die statischen Druckverteilungen am Laufrad- und am Diffusoraustritt sowie der statische Druck am Stufenausritt aufgenommen. Diese Daten liefern Informationen über die Interaktion von Laufrad, Diffusor und Spirale, die sich unter anderem in einer ungleichförmigen Druckverteilung am Umfang äußert (siehe auch Abschnitt 5.3.6 ab Seite 70).

### 5.1 Reduzierung der Meßdaten

Die Messungen wurden unter Einhaltung gleicher Umfangsmachzahlen durchgeführt. Darüber hinaus wurden alle Messungen auf Normansaugbedingungen reduziert, um eine Vergleichbarkeit sicherzustellen. Für die Messungen der Kennfelder, die bei Drehzahlen von  $n_{\text{red}}=10000 \text{ min}^{-1}$  bis  $n_{\text{red}}=18000 \text{ min}^{-1}$  durchgeführt wurden, ergeben sich damit Umfangsmachzahlen zwischen  $M_U=0.74$  bis  $M_U=1.1$ .

Die Definition der Umfangsmachzahl lautet:

$$M_U = \frac{\pi \cdot D_2 \cdot n_{\text{red}}}{60 \cdot \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T_N}} \quad \text{Gl. 5-1}$$

In Abhängigkeit von der Kammertemperatur ergibt sich die reduzierte Drehzahl zu:

$$n_{\text{red}} = n \cdot \sqrt{\frac{T_N}{T_K}} \quad \text{Gl. 5-2}$$

Massenstrom, Drücke und Temperaturen wurden ebenfalls auf Normansaugbedingungen umgerechnet:

$$\dot{m}_{\text{red}} = \dot{m} \cdot \sqrt{\frac{T_K}{T_N}} \cdot \frac{P_N}{P_K} \quad \text{Gl. 5-3}$$

$$P_{\text{red}} = P \cdot \frac{P_N}{P_K} \quad \text{Gl. 5-4}$$

$$T_{\text{red}} = T \cdot \frac{T_N}{T_K} \quad \text{Gl. 5-5}$$

Bei einigen der aufgeführten Darstellungen wurde zusätzlich auf die Lieferzahl zurückgegriffen:

$$\varphi = \frac{\dot{V}_k}{\frac{1}{4} \cdot \pi^2 \cdot D_2^3 \cdot n} \quad \text{Gl. 5-6}$$

---

## 5.2 Nachrechnung der Strömung im Diffusor

Werden die Umfangsdrücke gemittelt und als Eingabedaten einer 1D-Nachrechnung verwendet, kann eine noch detailliertere Analyse des Verdichters durchgeführt werden. Die Nachrechnung ist im Anhang 1 (ab Seite 85) ausführlich beschrieben. Sie beinhaltet eine Methode zur Berechnung der Diffusorströmung und eine Slip-Faktor Korrelation zur Berechnung der Laufradabströmung.

Mit den Berechnungsergebnissen lassen sich im Folgenden den Komponenten z.B. die entstehenden Totaldruckverluste anteilig zuweisen. Aber auch Druckbeiwerte, Druckverlustbeiwerte und Geschwindigkeiten werden dadurch einer eingehenderen Betrachtung zugänglich.

Der Wirkungsgrad der Sammelspirale (inklusive des Stutzendiffusors):

$$\eta_{is,6 \rightarrow 8} = \frac{\left( \frac{p_{tot,8}}{p_{tot,6}} \right)^{\left( \frac{\kappa-1}{\kappa} \right)} - 1}{\frac{\bar{T}_{tot,8}}{T_k} - 1} \quad \text{Gl. 5-7}$$

quantifiziert einerseits den Anteil, den die Spirale am Gesamtwirkungsgrad einer Konfiguration hat. Andererseits wird der Vergleich der Spiralen (als Baugruppe) erleichtert.

Dasselbe gilt für den Wirkungsgrad von der Ansaugkammer bis zum Austritt des Radialdiffusors:

$$\eta_{is,k \rightarrow 6} = \frac{\left( \frac{p_{tot,6}}{p_k} \right)^{\left( \frac{\kappa-1}{\kappa} \right)} - 1}{\frac{\bar{T}_{tot,8}}{T_k} - 1} \quad \text{Gl. 5-8}$$

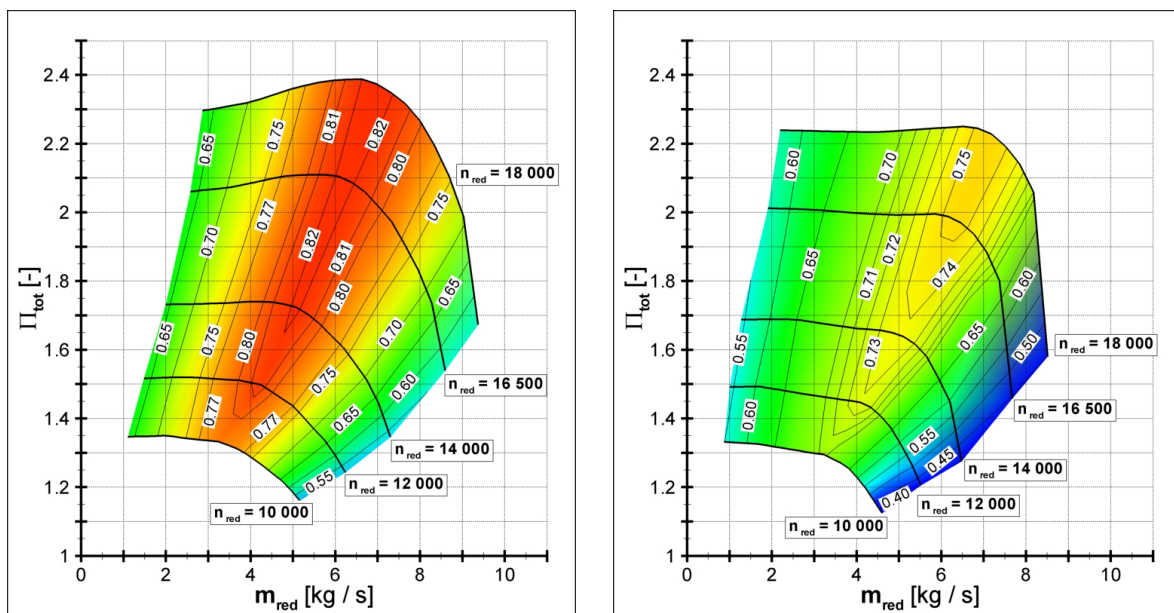
Dieser Wirkungsgrad schließt die Sammelspirale und den Stutzendiffusor aus. Bei dieser Wirkungsgraddefinition werden die Wirkungsgrade von Verdichtereinlauf, Laufrad und Diffusor nicht getrennt.

Obwohl es bei einer eindimensionalen Betrachtung schwierig ist, die Verluste am Übergang Laufrad – Diffusor der richtigen Komponente zuzuweisen (siehe z.B. Japikse [7]), sollte es trotzdem zulässig sein, die am Laufradaustritt berechneten Werte untereinander zu vergleichen, da die Berechnungsmethode unverändert für alle Konfigurationen verwendet wurde.

### 5.3 Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen

#### 5.3.1 Interne und externe Spirale

Die Konfigurationen mit externer Spirale und mit interner Spirale markieren mit ihren Stufenkennfeldern die beiden Extreme dieser Untersuchungen (Abbildung 5-2). Da diese beiden Spiralen-Diffusor Konfigurationen letztlich der Ausgangspunkt der neuen Varianten sind, dienen sie zwangsläufig als Referenz, anhand derer die Modifikationen bewertet werden können.

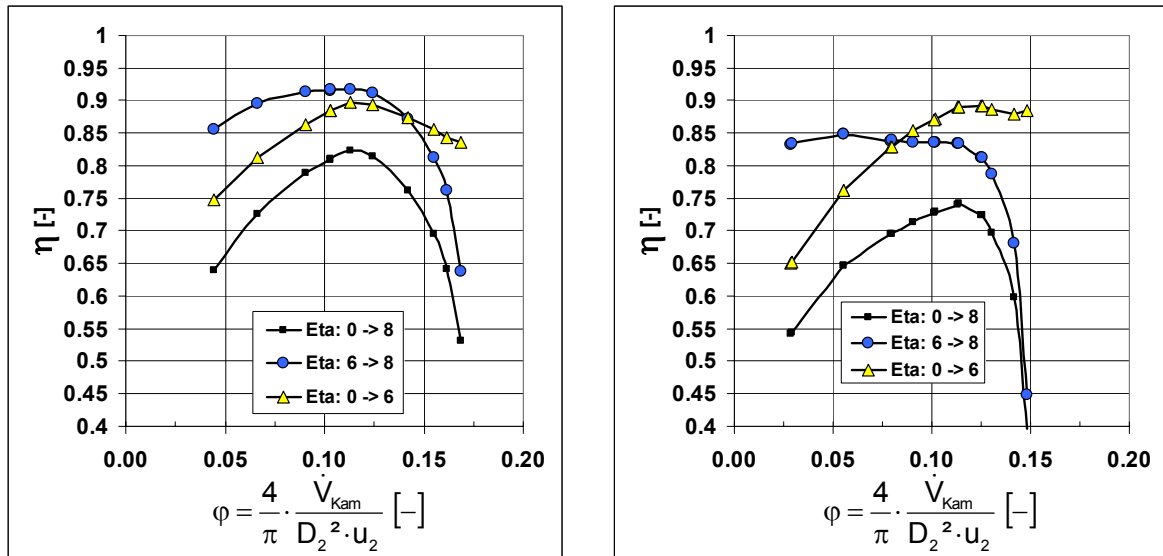


**Abbildung 5-2 Drehzahlkennfeld des Verdichters mit konzentrischem, schaufellosem Diffusor und externer Spirale (links) bzw. interner Spirale (rechts)**

Beim Verdichter mit interner Spirale sind die geringsten Reserven an der Schluckgrenze, die niedrigsten Wirkungsgrade und gleichzeitig die niedrigsten Massenströme an der Pumpgrenze zu verzeichnen. Demgegenüber erzielt der Verdichter mit externer Spirale die im Vergleich höchsten Totaldruckverhältnisse und (zusammen mit dem Verdichter mit Low-Solidity Diffusor) die höchsten Wirkungsgrade.

Mit Hilfe der Abbildung 5-3 und der nach dem gleichen Schema aufgebauten Abbildungen (in den nachfolgenden Abschnitten) für die restlichen untersuchten Konfigurationen, können die kombinierten Wirkungsgrade der Baugruppen bis Diffusoraustritt ( $\eta_{0-6}$ , dreieckige Symbole), der Spirale (inklusive des Stützdiffusors;  $\eta_{6-8}$ , runde Symbole) und der Gesamtwirkungsgrad ( $\eta_{0-8}$ , rechteckige Symbole) unterschieden werden. Der Wirkungsgrad (und damit die Totaldruckverluste) der externen Spirale (Abbildung 5-3, links) ist im gesamten Kennfeld hö-

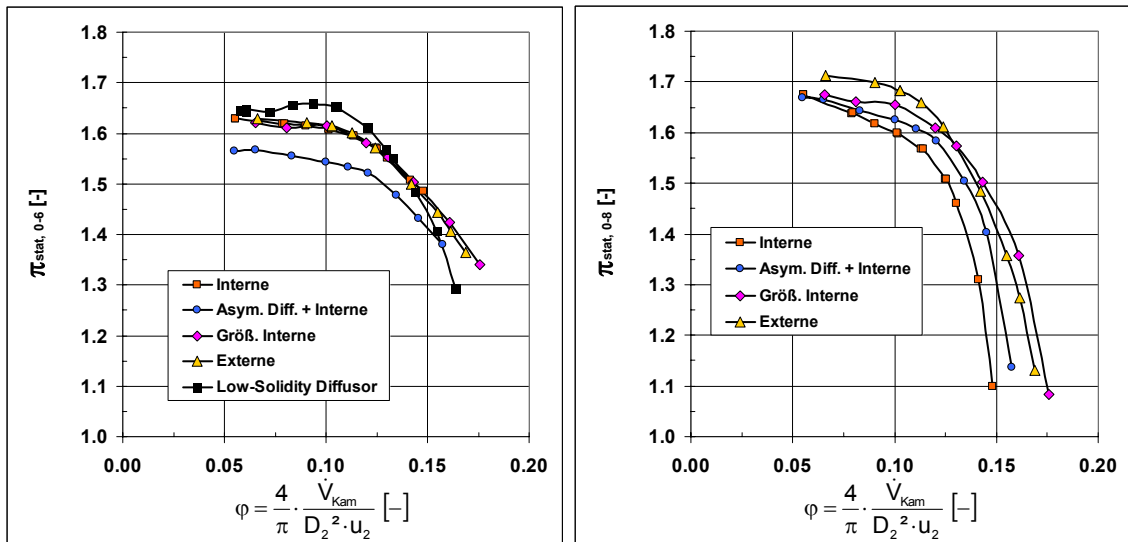
her als die der internen Spirale (Abbildung 5-3, rechts). Für die Baugruppen bis Diffusoraustritt ( $\eta_{0-6}$ , dreieckige Symbole) fällt der Wirkungsgrad der externen Konfiguration aufgrund einer höheren Dissipation im Diffusor bei höheren Durchflüssen gegenüber der internen Konfiguration ab. Der im Vergleich zum Verdichter mit interner Spirale erheblich höhere Stufenwirkungsgrad und das deutlich höhere Totaldruckverhältnis des Verdichters mit externer Spirale sind demnach auf die niedrigeren Verluste in der Spirale zurückzuführen.



**Abbildung 5-3 Wirkungsgrade des Verdichters mit externer Spirale (links) bzw. interner Spirale (rechts) –  $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\mu = 0.86$**

Neben einem höheren Totaldruck (bedingt durch geringere Verluste) ist am Verdichteraustritt auch ein höherer Druckrückgewinn (also ein höherer statischer Druck) der externen Verdichterkonfiguration zu beobachten. Da die statischen Druckverhältnisse am Diffusoraustritt bei allen Varianten mit konzentrischem, konvergentem Diffusor etwa die gleichen Werte annehmen (Abbildung 5-4, links), ist der höhere Druckrückgewinn bis zum Verdichteraustritt (Abbildung 5-4, rechts) eindeutig das Ergebnis der externen Anordnung der Spiralenquerschnitte. Diese ist sowohl einer weiteren Verzögerung der Durchflußgeschwindigkeit in der Spirale förderlich (infolge des Drallerhaltes), als auch der Verzögerung der in die Spirale eintretenden radialen Geschwindigkeit (infolge der radial weiter außen angeordneten Spiralenquerschnitte).



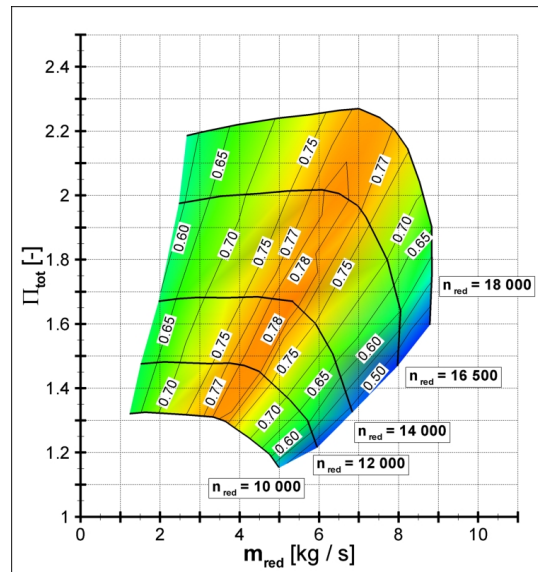
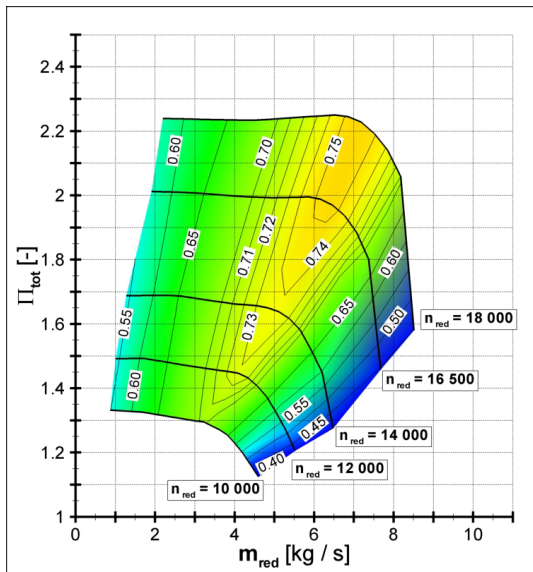


**Abbildung 5-4** Statisches Druckverhältnis am Diffusoraustritt (links) und am Verdichteraustritt (rechts); alle Konfigurationen –  $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$

### 5.3.2 Asymmetrischer Diffusor und interne Spirale

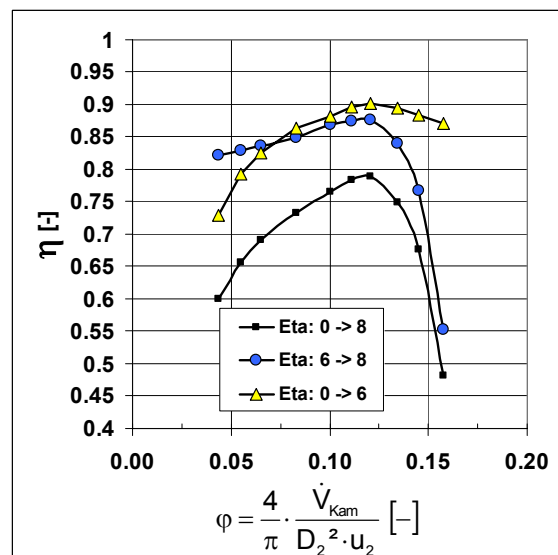
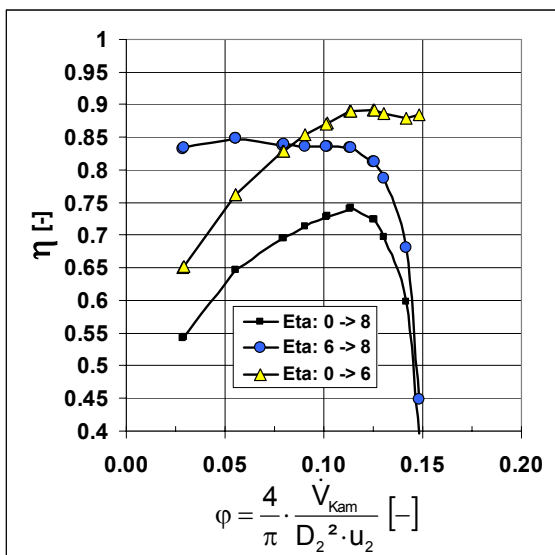
Wie schon die während des Entwurfes durchgeführten CFD-Simulationen zur Einkürzung der Diffusorwand zwischen Diffusor und Spirale zeigten (siehe Kapitel 4), lassen sich bei Beibehaltung eines schaufellosen Diffusors und einer internen Spirale deutliche Verbesserungen erzielen.

Die experimentelle Untersuchung des Verdichters mit asymmetrischem Diffusor und interner Spirale (Abbildung 5-5, rechts) ergab im Vergleich zur originalen Variante mit konzentrischem Diffusor und interner Spirale (Abbildung 5-5, links) eine minimale Verschiebung des Kennfeldes zu höheren Massenströmen und ebenso eine geringfügige Erhöhung des Totaldruckverhältnisses bei hohen und mittleren Massenströmen. Diese Steigerung ist auch für den deutlichen Anstieg des Gesamtwirkungsgrades ursächlich, der deutliche Verbesserungen zwischen zwei bis fünf Wirkungsgradpunkten im mittleren, d.h. dem nutzbaren Kennfeldbereich, zeigt. In Richtung der Pumpgrenze fällt das Totaldruckverhältnis unter das Totaldruckverhältnis der Referenz. An der Pumpgrenze wie auch an der Schluckgrenze nähern sich die Wirkungsgrade beider Verdichterkonfigurationen einander an, wobei die Wirkungsgrade des Verdichters mit asymmetrischem Diffusor nie unter die der Referenz fallen.



**Abbildung 5-5 Drehzahlkennfeld des Verdichters mit interner Spirale und konzentrischem Diffusor (links) bzw. asymmetrischem Diffusor (rechts)**

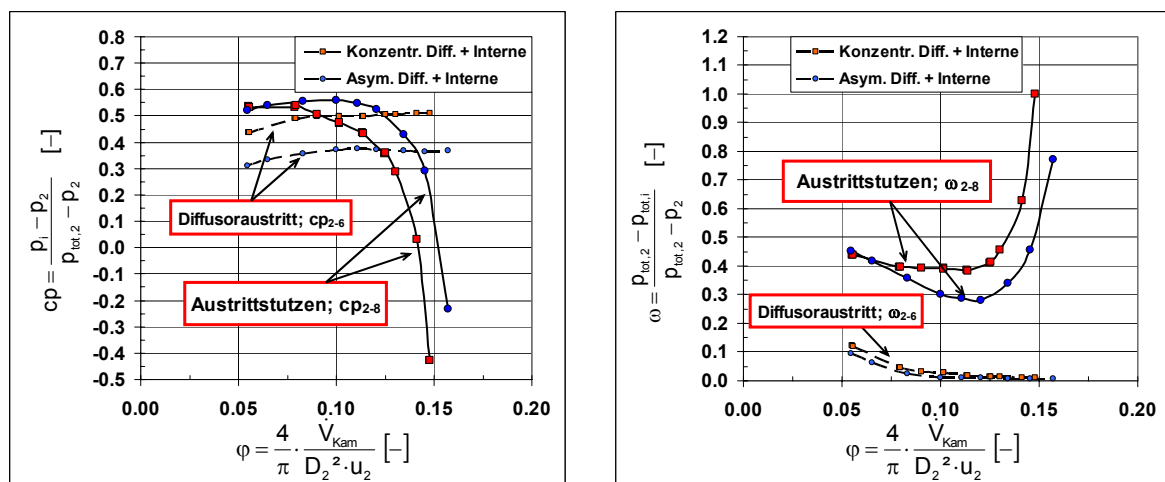
Bedingt durch die geringere benetzte Oberfläche des asymmetrischen Diffusors ist der Wirkungsgrad bis zum Diffusoraustritt ( $\eta_{0-6}$ , Abbildung 5-6, rechts) im Bereich niedriger bis mittlerer Lieferzahlen geringfügig besser als bei der Konfiguration mit konzentrischem Diffusor (Abbildung 5-6, links). Mit steigender Lieferzahl nimmt die Wirkungsgrad Differenz zwischen konzentrischem und asymmetrischem Diffusor wieder ab, da die Weglänge, die ein Fluidteilchen im Diffusor zurücklegt, bei einem steileren Eintrittswinkel für beide Diffusoren abnimmt.



**Abbildung 5-6 Wirkungsgrade des Verdichters mit interner Spirale und konzentrischem Diffusor (links) bzw. asymmetrischem Diffusor (rechts)**  
 $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$

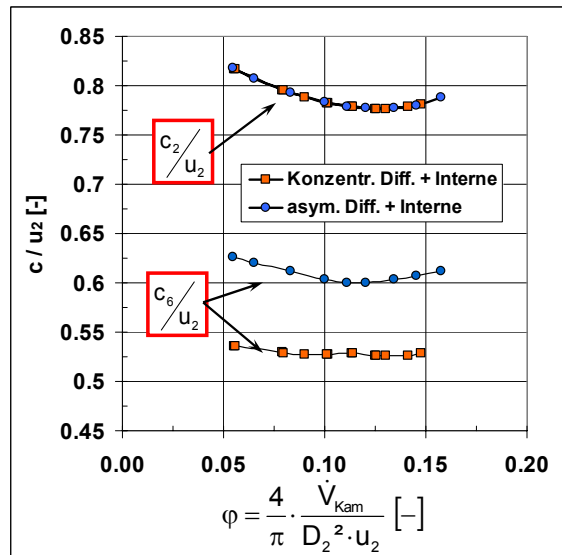
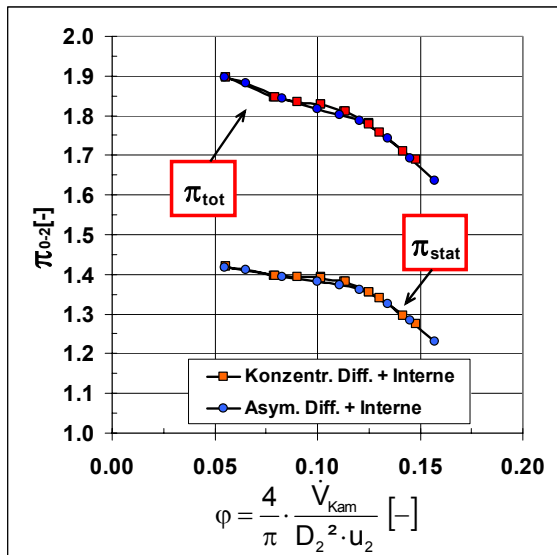
Da bei dieser Konfiguration der Druckaufbau in die Sammelspirale verlagert werden soll, muß folglich die Verzögerung der Strömung in der Spirale stattfinden. Wie beim Verdichter mit externer Spirale hat die Verringerung des Geschwindigkeitsniveaus in der Spirale einen besseren Wirkungsgrad der Sammelspirale zur Folge ( $\eta_{6-8}$ , Abbildung 5-6, rechts). Nur nahe der Pumpgrenze fällt der Spiralenwirkungsgrad unter den der originalen internen Spirale. Dies ist auch der Grund für das geringere Totaldruckverhältnis des Verdichters mit asymmetrischem Diffusor in diesem Betriebsbereich (Abbildung 5-5). Als Ursache läßt sich vermuten, daß mit der potentiell größeren Verzögerung (aufgrund der etwas größeren Querschnittsfläche) eine Ablösung der Strömung an der Spiraleninnenwand früher auftritt.

Der Vergleich der Drucksteigerungs- und der Verlustkoeffizienten (Abbildung 5-7) zeigt, daß der geringere Druckaufbau im Diffusor (gegenüber dem konzentrischen Diffusor) vom Druckaufbau in der Spirale, bei abnehmenden Totaldruckverlusten, überkompensiert wird. Die Unterschiede in den im Diffusor generierten Totaldruckverlusten sind demgegenüber gering ( $\omega_{2-6}$ , Abbildung 5-7, rechts).



**Abbildung 5-7**  $C_p$  und  $\omega$  des Verdichters mit interner Spirale und konzentrischem bzw. asymmetrischem Diffusor –  $n_{red}=14\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$

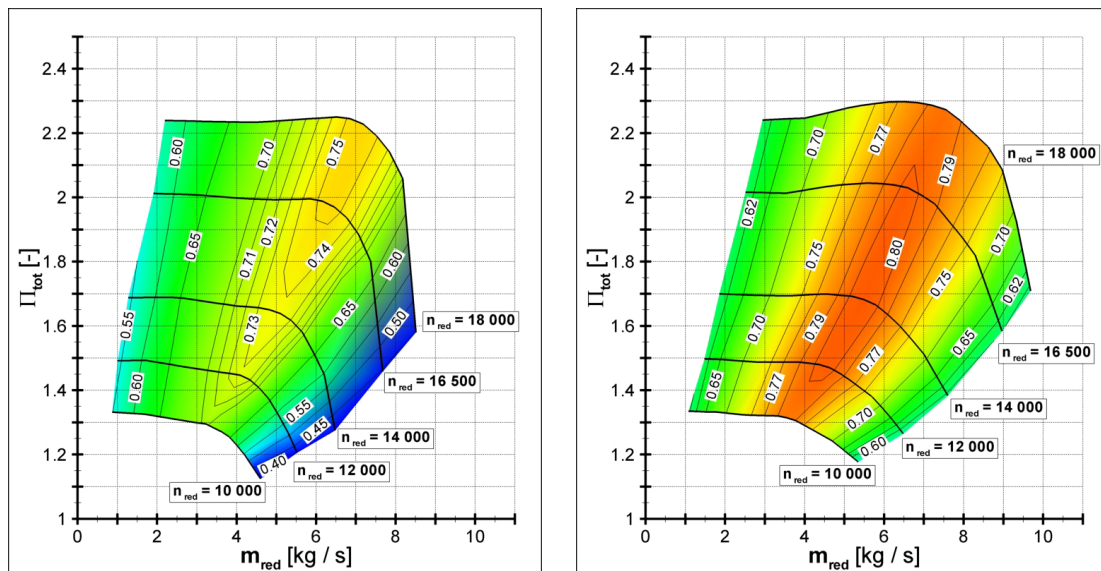
Die geringere Verzögerung bis zum Austritt des asymmetrischen Diffusors ist auch bei Betrachtung der auf die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades bezogenen Absolutgeschwindigkeit im Diffusor auffällig (Abbildung 5-8, rechts). Auffällig ist aber auch, daß trotz der größeren Umfangsdruckstörung (Abschnitt 5.3.6) die mittleren Werte des statischen und des Totaldrucks (Abbildung 5-8, links) sowie der Geschwindigkeit am Laufradaustritt (Abbildung 5-8, links) im Vergleich zur Konfiguration mit konzentrischem Diffusor von der Asymmetrie des Diffusors unbeeinflusst bleiben.



**Abbildung 5-8** Druck- und Geschwindigkeitsverhältnisse des Verdichters mit interner Spirale und konzentrischem bzw. asymmetrischem Diffusor  
 $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$

### 5.3.3 Konzentrischer, schaufelloser Diffusor und größere interne Spirale

Eine Variante, die numerisch nicht untersucht wurde, ist die Kombination des ursprünglichen schaufellosen Diffusors mit der, für den Low-Solidity Diffusor entworfenen, größeren internen Spirale. Bei dieser Variante kommt es zu einer deutlichen Kennfeldverbreiterung an der Schluckgrenze (Abbildung 5-9), bei einer minimalen Verschiebung der Pumpgrenze zu höheren Massenströmen. Das Totaldruckverhältnis steigt bei Höchstdrehzahl ( $n_{\text{red}} = 18000 \text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 1.11$ ) von  $\pi_{\text{tot},0-8} = 2.25$  auf  $\pi_{\text{tot},0-8} = 2.3$  und der isentrope Wirkungsgrad im mittleren Kennfeldbereich um vier bis sieben Punkte. Wie bei der Konfiguration mit asymmetrischem Diffusor, fällt auch hier der Wirkungsgrad an den Kennfeldgrenzen nicht unter den der Referenz mit originaler interner Spirale.



**Abbildung 5-9** Drehzahlkennfeld des Verdichters mit konzentrischem Diffusor und interner Spirale (links) bzw. größerer interner Spirale (rechts)

Die deutliche Wirkungsgrad- und Totaldrucksteigerung der Stufe (gegenüber dem Verdichter mit interner Spirale; Abbildung 5-10, links) sind das Ergebnis eines gesteigerten Spiralenwirkungsgrades  $\eta_{6-8}$  (Abbildung 5-10, rechts). Im Maximum liegt der Spiralenwirkungsgrad auf dem Wirkungsgradniveau der externen Spirale (siehe Abbildung 5-3, links, Seite 56). Der Vergleich der Wirkungsgrade bis Diffusorausstritt  $\eta_{0-6}$  der Varianten mit externer und vergrößerter interner Spirale zeigt nur bei der höchsten Durchfluszahl Unterschiede. Daß das Wirkungsgradmaximum dieser beiden Varianten trotzdem um zwei Punkte differiert, ist der Tatsache geschuldet, daß das Wirkungsgradmaximum der größeren internen Spirale zu höheren Durchflüssen verschoben ist. Die Maxima der Wirkungsgrade  $\eta_{0-6}$  und  $\eta_{6-8}$  liegen damit nicht bei denselben Durchfluszahlen.

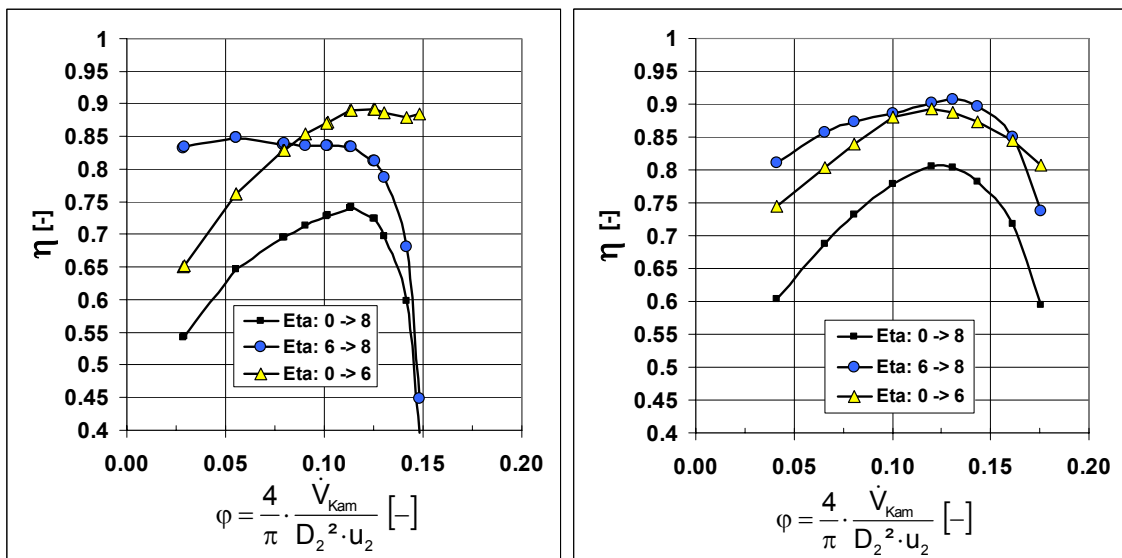


Abbildung 5-10 Wirkungsgrade des Verdichters mit originaler interner Spirale (links) bzw. größerer interner Spirale (rechts) –  $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$

Wie bei der Konfiguration mit asymmetrischem Diffusor haben die Verbesserungen ihren Grund im zusätzlichen Druckaufbau in der vergrößerten Spirale (Abbildung 5-11, links). Im Vergleich zur Referenz mit interner Spirale, lassen sich bis zum Diffusoraustritt bei Druck- und Geschwindigkeitsverhältnissen, ebenso wie bei Druckaufbau- und Totaldruckverlustbeiwert, kaum Unterschiede ausmachen (Abbildung 5-11 und Abbildung 5-12). In der Spirale dagegen nimmt der Druckrückgewinn zu und der Totaldruckverlust ab.

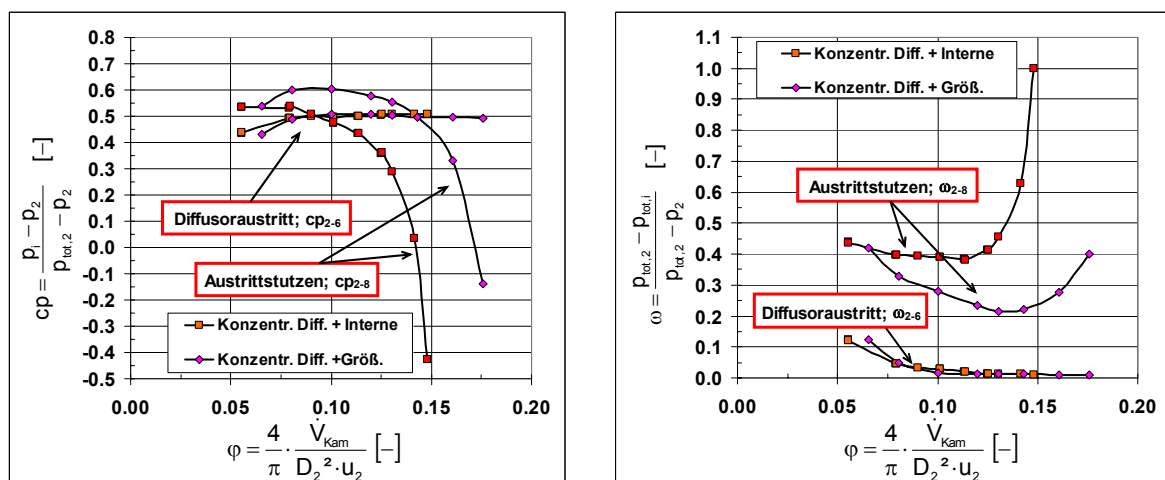
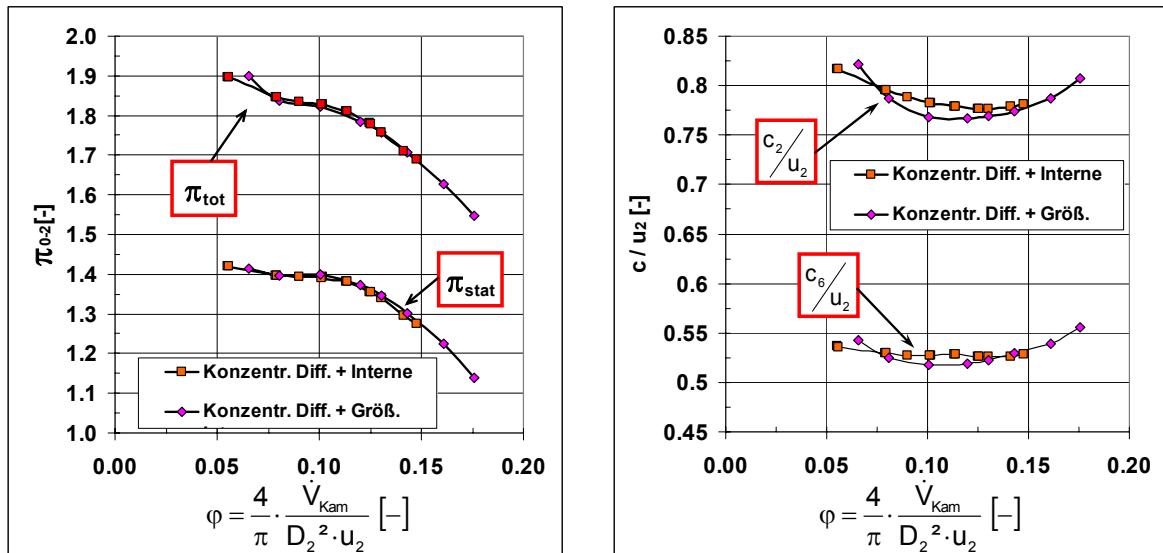


Abbildung 5-11  $C_p$  und  $\omega$  des Verdichters mit originaler interner Spirale bzw. größerer interner Spirale –  $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$

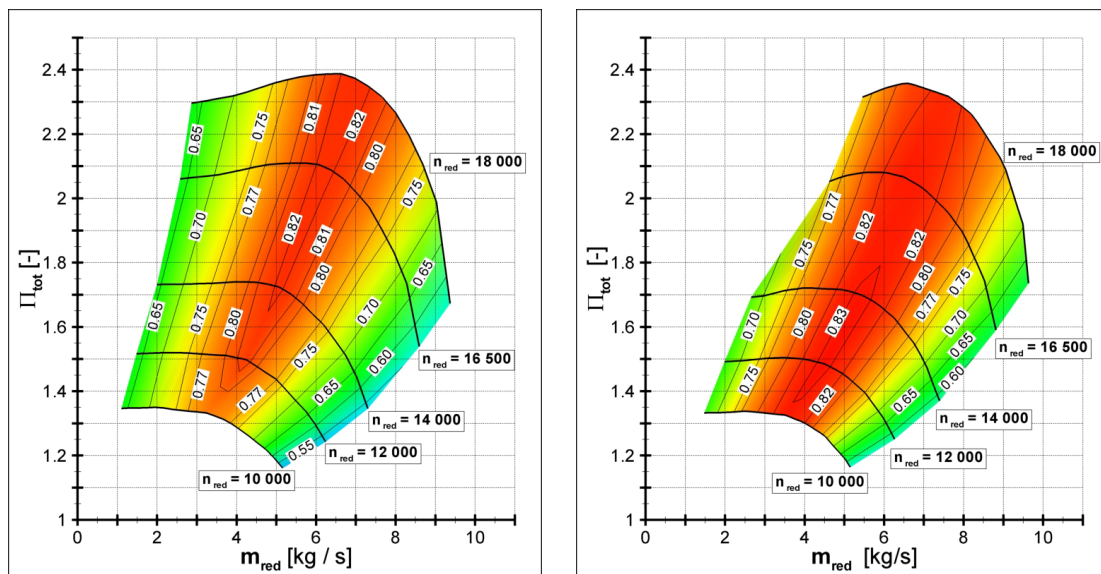


**Abbildung 5-12** Druck- und Geschwindigkeitsverhältnisse des Verdichters mit originaler interner Spirale bzw. größerer interner Spirale  
 $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$

Auch im Hinblick auf die interne Spirale in Kombination mit dem asymmetrischen Diffusor (siehe Abbildung 5-7, Seite 59) hat die vergrößerte interne Spirale mit dem originalen konzentrischen Diffusor den besseren Druckrückgewinn und die geringeren Totaldruckverluste. Andererseits haben diese Verbesserungen der Charakteristik (durch die vorliegende Konstruktion bedingt) einen weniger kompakten Verdichter zur Folge. Besteht die Möglichkeit, eine Flächenvergrößerung in der Breite der Sammelspirale und nicht durch Verschiebung des Außenradius zu realisieren, sollte aber auch dieses Problem zu beherrschen sein. Für die hier vorliegenden Möglichkeiten der Kombination von Verdichterbauteilen des „Großen Radialverdichters“ kann festgestellt werden, daß die Kombination des konzentrischen, konvergenten, schaufellosen Diffusors mit einer vergrößerten internen Spirale im Vergleich zur ursprünglichen internen Spirale mit konzentrischem Diffusor sowohl im Wirkungsgrad als auch im Druckverhältnis ein noch deutlicheres Verbesserungspotential als das asymmetrische Zurückschneiden des Diffusors bietet.

### 5.3.4 Low-Solidity Diffusor und größere interne Spirale

Nach der externen Spirale liefert letztlich die Kombination des Low-Solidity Diffusors mit der dafür vergrößerten internen Spirale die höchsten Druckverhältnisse und Wirkungsgrade (Abbildung 5-13). Der Grund hierfür sind die im Vergleich zum unbeschaukelten Diffusor höheren statischen Drücke und niedrigeren Geschwindigkeiten am Diffusoraustritt, die das Geschwindigkeitsniveau in der Spirale noch einmal absenken und dadurch die Verluste verringern.

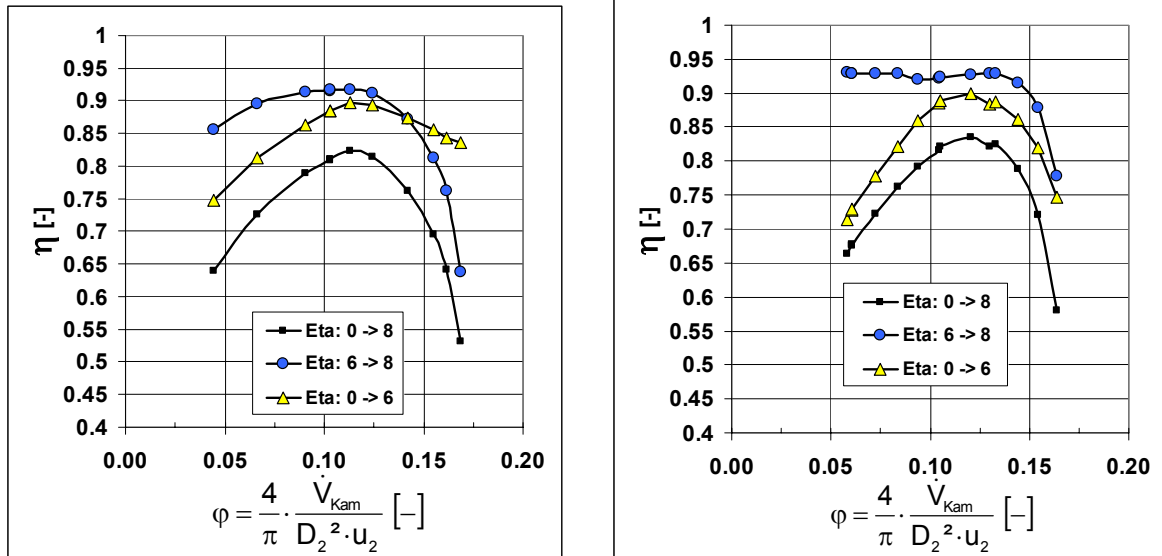


**Abbildung 5-13** Drehzahlkennfelder des Verdichters mit konvergentem, unbeschaukeltem Diffusor und externer Spirale (links) und Low-Solidity Diffusor und größerer interner Spirale (rechts)

Der beste Wirkungsgrad (bis Diffusoraustritt; Abbildung 5-14, rechts) entspricht den Varianten mit unbeschaukelten Diffusoren. Abseits des Wirkungsgradoptimums wird der Wirkungsgrad bis zum Diffusoraustritt stark vom Low-Solidity Diffusor bestimmt. Der Einfluß der Beschaukelung macht sich bemerkbar durch stärker abfallende Flanken der Wirkungsgradlinie links und rechts vom Maximum als es bei den unbeschaukelten Diffusoren der Fall ist.

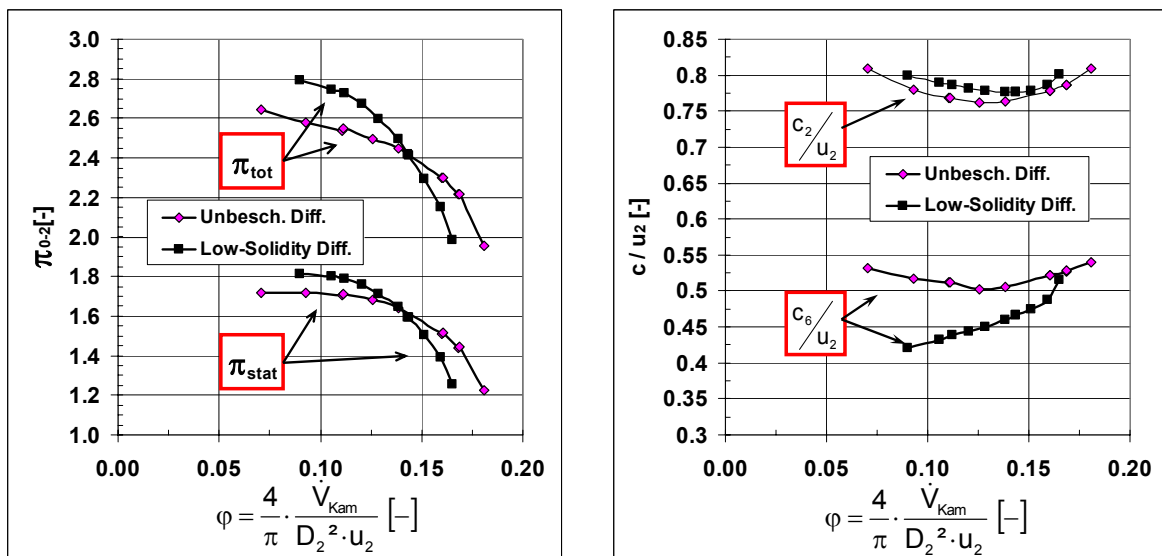
Der Wirkungsgrad der Spirale  $\eta_{6-8}$  (im Vergleich zur Konfiguration mit unbeschaukeltem, konvergentem Diffusor und größerer interner Spirale; Abbildung 5-14, rechts) steigt im Maximum um einen weiteren Punkt an und übersteigt damit noch die externe Spirale (Abbildung 5-14, links). Im Gegensatz zu den Verdichterkonfigurationen mit unbeschaukelten Diffusoren, fällt der Spiralenwirkungsgrad in Richtung der Pumpgrenze nicht mehr ab, sondern verbleibt auf diesem Niveau. Die Ursache hierfür sind die Druck- und Geschwindigkeitsverhältnisse am Diffusoraustritt des Low-Solidity Diffusors, die sich grundlegend von denen des unbeschaukelten Diffusors unterscheiden.





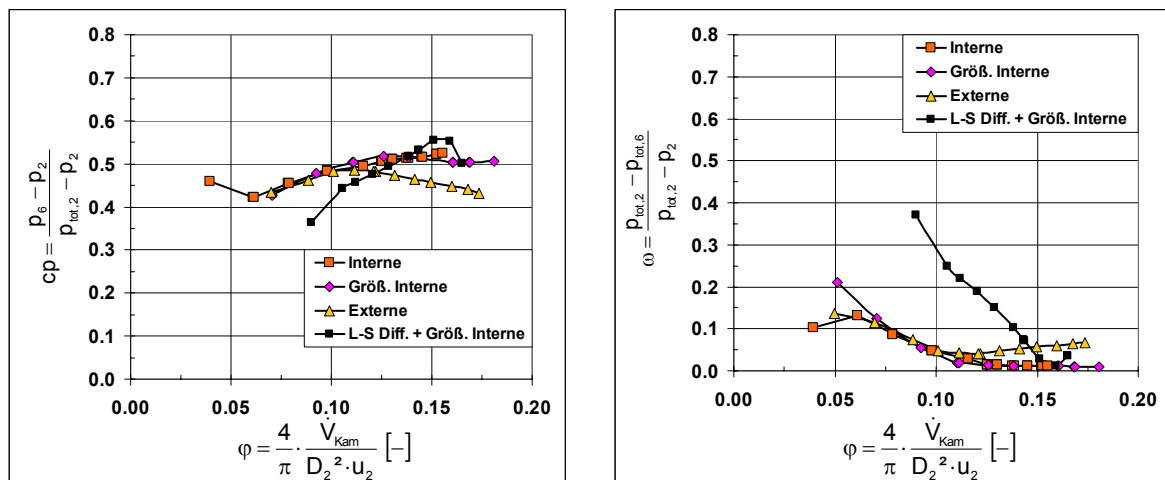
**Abbildung 5-14 Wirkungsgrade des Verdichters mit externer Spirale und unbeschauftem Diffusor (links) bzw. Low-Solidity Diffusor (rechts)**  
 $n_{red}=14\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$

Aus Abbildung 5-4 (auf Seite 57) und Abbildung 5-15 (rechts) lässt sich erkennen, daß am Diffusoraustritt des Low-Solidity Diffusors (verglichen mit den unbeschaufteten Diffusoren) das statische Druckverhältnis wesentlich höher und die Absolutgeschwindigkeit dabei deutlich verringert sind. Das höhere statische Druckverhältnis am Austritt des Radialdiffusors ist dabei nicht nur auf die Verzögerung im Diffusor zurückzuführen. Vielmehr beeinflusst der beschauftete Diffusor die Energieumsetzung im Laufrad.



**Abbildung 5-15 Vergleich der Druck- und Geschwindigkeitsverhältnisse des Verdichters mit größerer interner Spirale und LS-Diffusor bzw. mit unbeschauftem Diffusor**  
 $n_{red}=18\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $Mu = 1.11$

Unabhängig davon, ob der Diffusor beschaufelt ist oder nicht, sind die Geschwindigkeiten am Eintritt in den Diffusor etwa gleich (Abbildung 5-15, rechts). Auch die Art der Sammelspirale (und eine damit verbundene, mögliche Rückwirkung der Spirale auf das Laufrad) spielt dabei keine Rolle. Deutliche Unterschiede sind allerdings beim statischen und beim Totaldruckverhältnis auszumachen. Die beiden Druckverhältnisse im Low-Solidity Diffusor steigen von der Schluck- zur Pumpgrenze wesentlich steiler an als bei den Konfigurationen mit unbeschaufeltem Diffusor und schneiden die Linien der unbeschaufelten Varianten in der Nähe der Lieferzahl des höchsten Wirkungsgrades (Abbildung 5-15, links). Daraus läßt sich folgern, daß ein höherer Diffusoraustrittsdruck bei hohen Lieferzahlen der Verzögerung im Diffusor geschuldet ist. Bei niedrigen Lieferzahlen aber muß zusätzlich der schon höhere statische Eintrittsdruck berücksichtigt werden. Denn obwohl der Drucksteigerungskoeffizient (Abbildung 5-16, links) bei niedrigen bis mittleren Lieferzahlen geringer ausfällt als für die unbeschaufelten Varianten und auch der Totaldruckverlustbeiwert im beschaufelten Diffusor höher ist, erreicht das statische Druckverhältnis am Diffusoraustritt beim Low-Solidity Diffusor höhere Werte als die unbeschaufelten Varianten.



**Abbildung 5-16** Drucksteigerungs- und Verlustkoeffizient des Radialdiffusors  
 $n_{red}=18\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 1.11$

Lediglich bei hohen Lieferzahlen steigt der Totaldruckverlustbeiwert der Spirale auf Werte, die den unbeschaufelten Konfigurationen (externe Spirale und vergrößerte interne Spirale) entsprechen (Abbildung 5-17). Hier wird die Diffusorbeschaufelung so ungünstig angeströmt, daß keine Umlenkung der Umfangsgeschwindigkeit in die radiale Richtung mehr stattfindet (Abbildung 5-18).

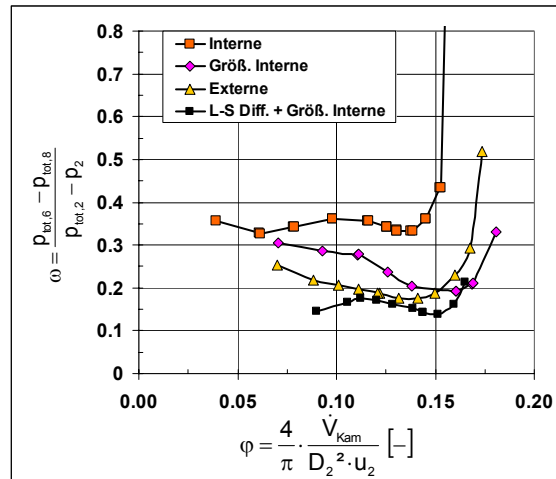


Abbildung 5-17 Verlustkoeffizient der Sammelspirale –  $n_{red}=18\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 1.11$

Die fehlende bzw. falsch gerichtete Umlenkung in Verbindung mit einem im Vergleich geringeren Eintrittsdruck in den Diffusor führt dazu, daß am Diffusoraustritt nicht das höhere statische Druckverhältnis und die damit verbundene geringere Gesamtgeschwindigkeit vorzufinden sind.

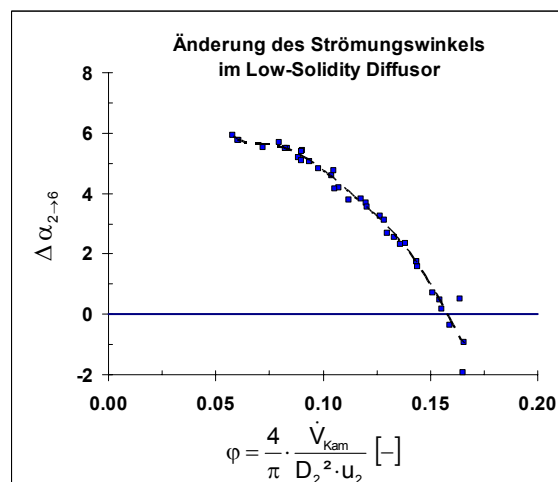


Abbildung 5-18 Änderung des Strömungswinkels im Low-Solidity Diffusor

Werden die Diffusorschaukeln entfernt, entsteht ein teilweise parallelwandiger Diffusor. Mit diesem Diffusor ergibt sich ein Kennfeld (Abbildung A 3-10, Seite 112), das sich nur minimal von dem des konzentrischen, konvergenten Diffusors mit größerer interner Spirale (Abbildung A 3-8, Seite 110) unterscheidet. Der parallelwandige Diffusor hat zum konvergenten Diffusor eine um 11% größere Austrittsfläche. Die Komponentenwirkungsgrade dieser Variante sind in Abbildung A 3-25 (Seite 123) dargestellt. Sie unterscheiden sich nur an der Pumpengrenze um mehr als zwei Punkte, wobei hier der schlechtere Wirkungsgrad bis Diffusoraustritt durch den besseren Spiralenwirkungsgrad egalisiert wird.

### 5.3.5 Stabilitätsgrenze und Kennfeldbreite der untersuchten Varianten

Erwartungsgemäß liegen die Schluckgrenzen aller Varianten auf der Widerstandslinie des Prüfstandes (Abbildung 5-19). Unterschiede dagegen gibt es an der Pumpgrenze. Mit Ausnahme der internen Spirale mit konzentrischem Diffusor, liegen hier alle unbeschaukelten Varianten in der Nähe einer gemeinsamen Linie. Die genannten Varianten liegen innerhalb der Fehlergrenzen dieser Linie. Die Pumpgrenze der Konfiguration mit interner Spirale ist, allen anderen Varianten gegenüber, zu niedrigeren Massenströmen verschoben.

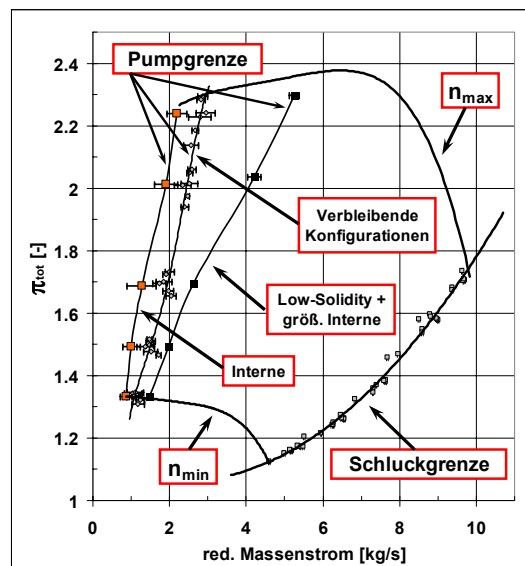


Abbildung 5-19 Kennfeldgrenzen des „Großen Radialverdichters“ des TFD

Infolge dessen hat diese Variante auch die größte bezogene Kennfeldbreite (nach Gl. 2-3, Seite 11; Abbildung 5-20). Bei der Variante mit Low-Solidity Diffusor hingegen kommt es zu einer Verschiebung der Pumpgrenze zu hohen Massenströmen, d.h. die bezogene Kennfeldbreite nimmt drastisch ab. Bei einer Drehzahl von  $n_{\text{red}} = 18000 \text{ min}^{-1}$  ( $Mu = 1.11$ ) liegt die Pumpgrenze bei 56% des maximalen Massenstromes. Die unbeschaukelten Konfigurationen haben hier, mit ca. 30% des maximalen Massenstromes, erheblich mehr Reserven.

Abgesehen davon, daß die bezogene Kennfeldbreite des Verdichters mit Low-Solidity Diffusor bei hohen Drehzahlen einen geänderten Verlauf zeigt (Abbildung 5-19), hat diese Konfiguration die geringste Kennfeldbreite aller untersuchten Konfigurationen (Abbildung 5-20). Aufgrund der Verschiebung der Pumpgrenze schneidet hier die originale Variante mit interner Spirale am besten ab. Die von Amimeni et al. [12] (siehe Abschnitt 2.2) bei unbeschaukelten Diffusoren beobachtete lineare Abhängigkeit der bezogenen Kennfeldbreite von der Umfangsmachzahl, kann nicht bei allen Konfigurationen bestätigt werden. Einem linearen

Verlauf kommen die Konfigurationen mit externer Spirale und mit größerer interner Spirale am nächsten. Vermutlich ist (bei den anderen unbeschaukelten Varianten) die stromauf gerichtete Beeinflussung der Diffusorströmung durch die Spirale für die Abweichungen vom idealen Verlauf verantwortlich (siehe dazu auch im Anhang Abschnitt A-1.2.1).

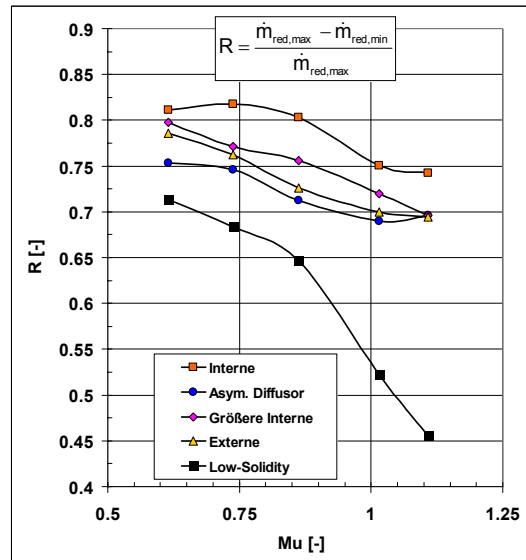


Abbildung 5-20 Bezogene Kennfeldbreite des „Großen Radialverdichters“ des TFD

Bemerkenswert ist das Verhalten des Verdichters mit beschaukeltem Diffusor bei hohen Drehzahlen an der Stabilitätsgrenze. Mit dem hier verwendeten Low-Solidity Diffusor zeigt der Verdichter bei  $n_{red} = 18000 \text{ min}^{-1}$  ( $Mu = 1.11$ ) und  $n_{red} = 16500 \text{ min}^{-1}$  ( $Mu = 1.02$ ) schon kurz vor dem „deep surge“ („deep surge“ – niederfrequentes Pumpen bei dem die Hauptströmungsrichtung mit der Pumpfrequenz wechselt) ein instabiles Verhalten. Dies äußert sich bei  $n_{red} = 18000 \text{ min}^{-1}$  bei ca.  $0.5 \text{ kg s}^{-1}$  vor der Pumpgrenze in einem „mild surge“ hoher Frequenz („mild surge“ – eine hochfrequente Oszillation des Massenstromes, die der Hauptströmung überlagert ist, ohne daß die resultierende Hauptströmung periodisch die Richtung wechselt), der bei weiterem Androsseln verschwindet, bis dann niederfrequentes Pumpen einsetzt. Bei  $n_{red} = 16500 \text{ min}^{-1}$  tritt ebenfalls ein „mild surge“ auf, der beim weiteren Androsseln direkt in niederfrequentes Pumpen übergeht. Bei den Drehzahlen unterhalb  $n_{red} = 16500 \text{ min}^{-1}$  ist ein „mild surge“ nicht zu beobachten.

Für alle untersuchten Varianten gilt, daß dieser Verdichter im industriellen Einsatz aufgrund von Sicherheitsbestimmungen (z.B. der API, siehe auch Haak et al [11] in Abschnitt 2.2), keine der hier ermittelten Stabilitätsgrenzen erreichen dürfte.

---

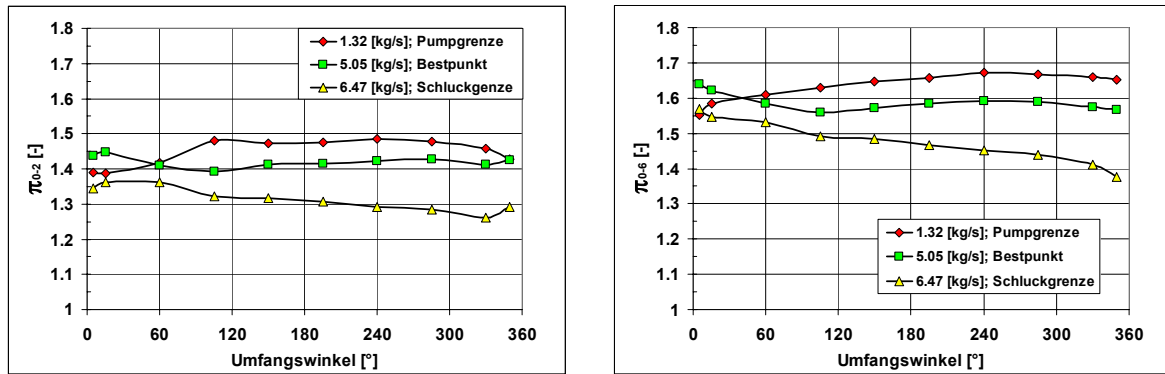
### 5.3.6 Statischer Druck am Eintritt von Diffusor und Spirale

Da eine Sammelspirale immer nur in einem Betriebspunkt optimal arbeitet, kommt es bei Lieferzahlen links und rechts davon zu ungleichförmigen Druckverteilungen über dem Umfang (siehe Sorokes [37] in Abschnitt 2.4). Diese Störungen ließen sich nur vermeiden, wenn Querschnittsflächen und –verlauf dem Betriebspunkt angepaßt werden könnten. Dann würde sich die Spirale bei niedrigen Lieferzahlen nicht wie ein Diffusor und bei hohen Lieferzahlen nicht wie eine Düse verhalten. Während bei zu großen Durchflüssen die Düsenwirkung die vorhergehende Erhöhung des statischen Druckes im Radialdiffusor wieder negiert, besteht bei zu kleinen Durchflüssen die Gefahr, daß die kinetische Energie der Strömung nicht mehr ausreicht und die Strömung an der stärker gekrümmten Innenwand der Spirale ablöst. Diese Gefahr besteht vor allem bei internen Spiralen.

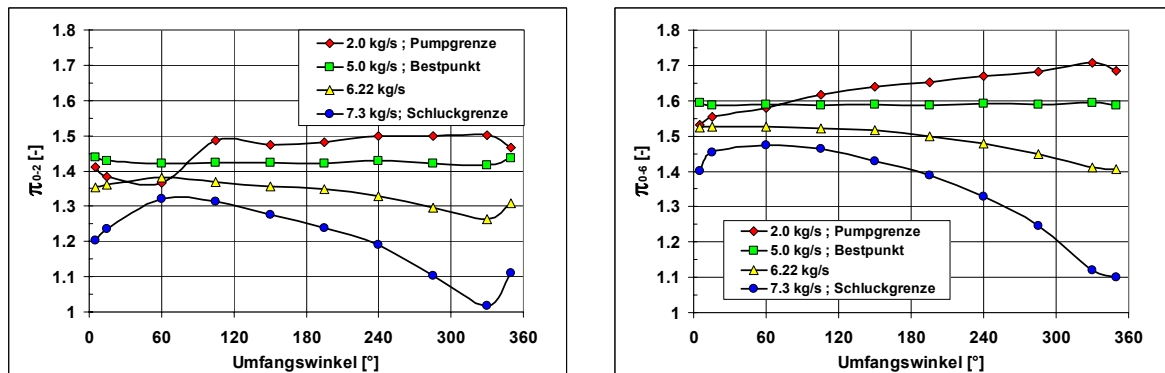
Die Umfangsdruckstörung wirkt gleichzeitig zurück auf die Strömung und Druckverteilung im Radialdiffusor. Die Rückwirkung dieser Störung ist vor allem bei unbeschaukelten Diffusoren zu berücksichtigen, da bei beschaukelten Diffusoren die Diffusorschaukeln stromauf eine abschirmende Wirkung haben. Eine ungleichförmige Umfangsdruckverteilung am Laufradaustritt beeinflusst ihrerseits die Durchströmung und die Abströmung des Laufrades (siehe Fatsis [35] in Abschnitt 2.4). Stromab des Laufrades ist vor allem die betriebspunktabhängige Umströmung der Spiralenzunge bedeutsam (siehe Reunanen [69] in Abschnitt 2.3).

Die im Folgenden abgebildeten Umfangsdruckverteilungen am Laufrad- und Diffusorausstritt der hier untersuchten Konfigurationen (Abbildung 5-21 – Abbildung 5-25), wurden bei einer reduzierten Verdichterzahl von  $n_{\text{red}} = 14\,000 \text{ min}^{-1}$  ( $\mu = 0.86$ ) gemessen. Aufgetragen sind die Verteilungen des statischen Druckverhältnisses über dem Umfangswinkel (beginnend an der Spiralenzunge mit  $0^\circ$ ) für die Betriebspunkte an der Pumpgrenze, dem Punkt besten Wirkungsgrades (Nominalmassenstrom) und an der Schluckgrenze. Da die Verdichterkonfiguration mit konzentrischem Diffusor und originaler interner Spirale an der Schluckgrenze den geringsten Massenstrom aller Varianten durchsetzt, ist bei den restlichen Varianten eine weitere Druckverteilung eingezeichnet (dreieckige Symbole), die nahe dem Massenstrom an der Schluckgrenze der originalen internen Konfiguration gemessen wurde.

## 5. Experimentelle Untersuchungen



**Abbildung 5-21** Umfangsdruckverteilung am Laufrad- und Diffusorausstritt (links / rechts) Verdichter mit unbeschaukeltem Diffusor; interne Spirale  
 $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ; ( $\text{Mu} = 0.86$ )

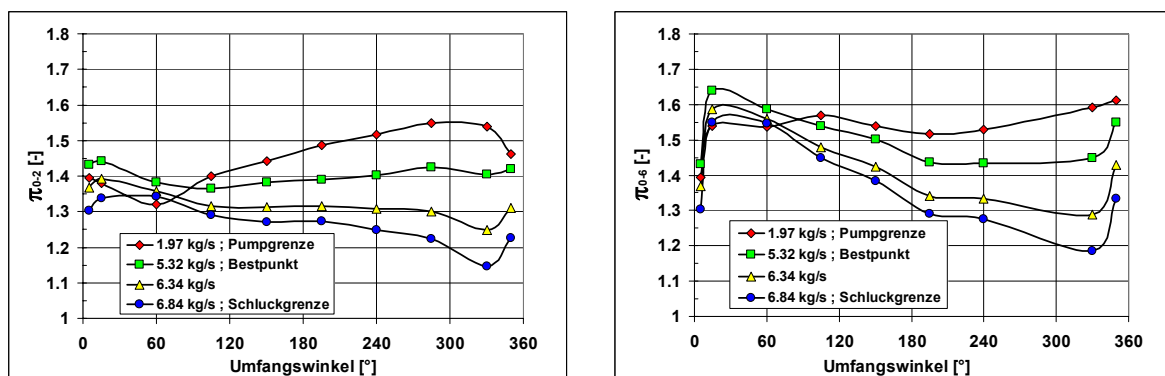


**Abbildung 5-22** Umfangsdruckverteilung am Laufrad- und Diffusorausstritt (links / rechts) Verdichter mit unbeschaukeltem Diffusor; externe Spirale  
 $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$

Für die Ausgangskonfigurationen interne und externe Spirale mit konzentrischem Diffusor ist die Höhe der Amplituden der Druckstörung am Laufradaustritt bei (annähernd) gleichen Massenströmen durchaus ähnlich (siehe in Abbildung 5-21:  $\dot{m}_{\text{red}} = 6.47\text{ kg s}^{-1}$  und in Abbildung 5-22:  $\dot{m}_{\text{red}} = 6.22\text{ kg s}^{-1}$ ). Den größten Einfluß auf die maximale Druckamplitude hat bei diesen beiden Konfigurationen die Lage der Schluckgrenze relativ zum Nominalmassenstrom. Der Verdichter mit interner Spirale erreicht in Überlast bei  $n_{\text{red}} = 14\,000\text{ min}^{-1}$  nur 128% des Nominalmassenstromes ( $\dot{m}_{\text{red}} = 6.47\text{ kg s}^{-1}$  zu  $\dot{m}_{\text{red}} = 5.05\text{ kg s}^{-1}$  nominal), bei der externen Spirale sind es dagegen 146% ( $\dot{m}_{\text{red}} = 7.3\text{ kg s}^{-1}$  zu  $\dot{m}_{\text{red}} = 5.0\text{ kg s}^{-1}$  nominal), was im direkten Vergleich eine größere Druckstörung nach sich zieht.

Werden die Druckverteilungen am Laufrad- und Diffusorausstritt einer Konfiguration direkt verglichen, so fällt auf, daß sich die Druckverteilung am Diffusorausstritt nicht zwangsläufig den qualitativen Verlauf der Druckverteilung am Laufradaustritt vollständig vorgibt. So ist z.B. für den Betriebspunkt an der Schluckgrenze ( $\dot{m}_{\text{red}} = 7.3\text{ kg s}^{-1}$  in Abbildung 5-22) der qualita-

tive Verlauf der Verteilung am Diffusoraustritt (Abbildung 5-22, rechts) am Laufradaustritt (ebenfalls Abbildung 5-22, rechts) nur verzerrt wiederzufinden. Dies ist darauf zurückzuführen, daß lokale Störungen, die Ungleichförmigkeiten im Druck- und Geschwindigkeitsfeld verursachen, im (unbeschaufelten) Diffusor mit zunehmender Entfernung von der Ursache der Störung ausgeglichen werden. In dem o. g. Betriebspunkt wird dadurch der starke Drucksprung an der Spiralzunge (Abbildung 5-22, rechts; im Bereich  $350^\circ$ – $15^\circ$  Umfangswinkel) bis hin zum Laufradaustritt über einen breiteren Bereich ( $330^\circ$ – $60^\circ$  Umfangswinkel) auseinander gezogen. Die genannte Eigenschaft, Ungleichförmigkeiten auszugleichen bzw. abzumildern, nimmt mit dem Radienverhältnis des (unbeschaufelten) Diffusors zu oder ab. Die (möglichen) Auswirkungen eines sich mit dem Umfangswinkel veränderlichen Radienverhältnisses auf die Umfangsdruckverteilungen, werden nachfolgend anhand der Verdichterkonfiguration mit asymmetrischem Diffusor gezeigt.



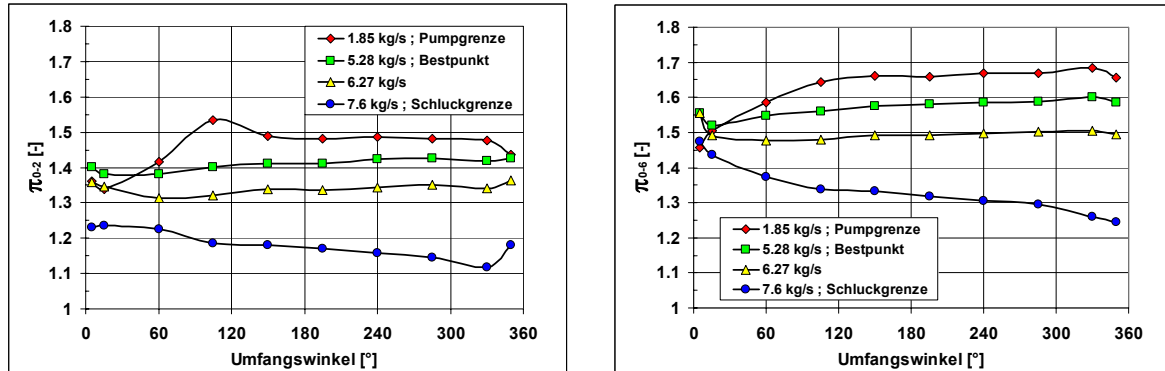
**Abbildung 5-23** Umfangsdruckverteilung am Laufrad- und Diffusoraustritt (links / rechts) Verdichter mit asymmetrischem Diffusor und interner Spirale  
 $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$

Bei der Variante mit asymmetrischem Diffusor wurde der Druckaufbau bewußt vom Radialdiffusor in die Sammelspirale verlagert. Die Radienverhältnisse des asymmetrischen Diffusors bewegen sich zwischen  $\lambda = 1.5$  und  $\lambda = 1.12$  (entsprechend  $r_3 = 300\text{ mm}$  und  $r_3 = 224\text{ mm}$  in Abbildung A 3-2 auf Seite 105). Damit ist die abschirmende Wirkung des Radialdiffusors, die bei einem unbeschaufelten Diffusor zwar schwach aber doch vorhanden ist, partiell fast vollständig verschwunden (Abbildung 5-23). In diesen Bereichen nehmen die statischen Drücke am Laufrad- und Diffusoraustritt etwa dieselben Werte an. Mit größer werdendem Radienverhältnis nähern sich die statischen Drücke am Laufradaustritt denen der Konfigurationen mit konzentrischen Diffusoren wieder an. Daher sind bei dieser Konfiguration, im Gegensatz zu Whitfield et al. [84] (siehe Abschnitt 2.4), bei gleichen Massenströmen die ungleichförmigsten Umfangsdruckverteilungen festzustellen. Dieser Gegensatz ist durch den von Whitfield in der Spirale realisierten Druckaufbau in Umfangsrichtung bedingt. Um dies zu erreichen, wurde der Radialdiffusor von Whitfield so gestaltet, daß das Radienver-



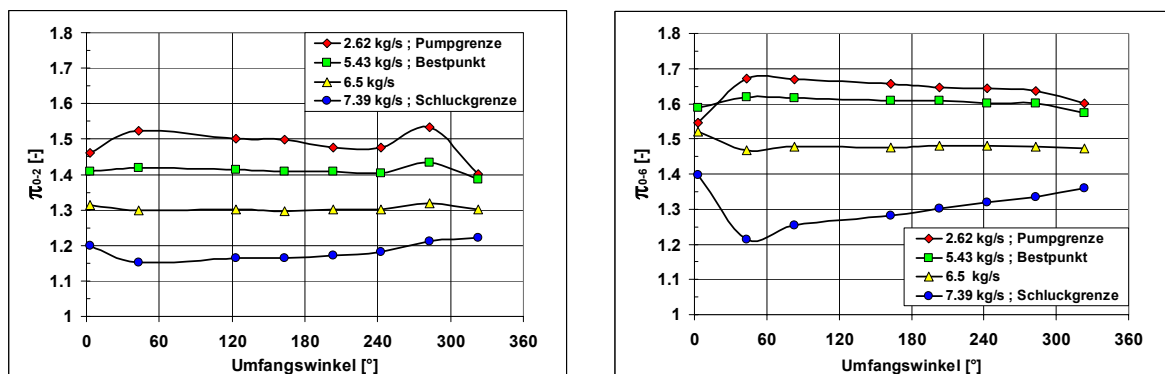
## 5. Experimentelle Untersuchungen

hältnis des Diffusors ebenfalls in Umfangsrichtung zunimmt. Damit nimmt auch der Druckaufbau des Diffusors in Umfangsrichtung zu. Einer Umfangsdruckstörung am Laufradaustritt wird so vorgebeugt.



**Abbildung 5-24** Umfangsdruckverteilung am Laufrad- und Diffusoraustritt (links / rechts) Verdichter mit schaufellosem Diffusor und größerer interner Spirale  $n_{red}=14\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0,86$

Die größte Umfangsdruckstörung an der Pumpgrenze zeigt die Variante mit größerer interner Spirale und unbeschaufeltem Diffusor (Abbildung 5-24). Da diese Sammelspirale die größte Querschnittsfläche aufzuweisen hat, entwickelt sie in diesem Betriebsbereich, im Vergleich zu den anderen Spiralen, auch die potentiell größte Diffusorwirkung. In Überlast dagegen ( $144\%$  Nominalmassenstrom,  $\dot{m}_{red} = 7,6\ \text{kg s}^{-1}$ ) ist die Störung nur auf dem Niveau der originalen internen Spirale bei Überlast. Die Störungen am Laufradaustritt überschreiten in ihrer Amplitude die Werte der originalen internen Spirale nicht.



**Abbildung 5-25** Umfangsdruckverteilung am Laufrad- und Diffusoraustritt (links / rechts) Verdichter mit Low-Solidity Diffusor und größerer interner Spirale  $n_{red}=14\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0,86$

---

Bei der Variante mit Low-Solidity Diffusor ist im Vergleich der Druckstörungen am Laufradaustritt, die bei dem Massenstrom an der Schluckgrenze der Konfigurationen mit interner Spirale gemessen wurden (dreieckige Symbole in Abbildung 5-21 – Abbildung 5-25, links), die gleichmäßigste Druckverteilung zu beobachten (Abbildung 5-25). Dies bestätigt z.B. die Ergebnisse von Sorokes [15] (siehe Abschnitt 2.2).

Die durch die Diffusorbeschaufelung beeinflusste Strömung führt, zusammen mit der geringeren Rückwirkung der Spirale aufgrund der größeren Querschnittsfläche, zu anderen Druckverteilungen am Diffusorausritt als sie bei den unbeschaufelten Verdichterkonfigurationen zu beobachten sind. So nimmt das Druckverhältnis am Austritt des Low-Solidity Diffusors an der Schluckgrenze von  $40^\circ$  Umfangswinkel bis zum Spiralaustritt (bei  $360^\circ$ ) stetig zu (Abbildung 5-25, rechts, runde Symbole), während es beim unbeschaufelten Diffusor (größere interne Spirale, Abbildung 5-24, rechts, runde Symbole) von der Zunge ( $0^\circ$ ) bis zum Spiralaustritt ( $360^\circ$ ) stetig fällt. Die Höhe des Drucksprunges nahe der Spiralezunge (Differenz zwischen höchstem und niedrigstem Druckverhältnis) ist bei der Variante mit Low-Solidity Diffusor (verglichen mit der größeren internen Spirale mit unbeschaufeltem Diffusor) etwas geringer. Am Laufradaustritt ist, bedingt durch den beschaufelten Diffusor, lediglich bei extremen Kennfeldpunkten (Pumpgrenze, Abbildung 5-25, links) eine deutliche (aber schwache) Umfangsdruckstörung zu sehen.

Es ist aber auch zu berücksichtigen, daß die Diffusorbeschaufelung stromauf gerichtete Druckstörungen erzeugt, die die von der Sammelspirale verursachte Umfangsdruckstörung überlagern (Abbildung A 3-18, Seite 119). Diese Druckstörungen verursachen eine zusätzliche Schwingungsanregung des Laufrades. Die anregende Frequenz nimmt dabei proportional mit der Anzahl der Diffusorschaukeln zu.

### 6. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

#### 6.1 Zusammenfassung

Unabhängig von der Ausführung hat der Sammelraum eines Radialverdichters entscheidenden Einfluß auf das Verdichterkennfeld. Neben der Größe der Querschnittsflächen des Sammelraumes und ihres Verlaufes über dem Umfang, ist dabei ihre radiale Anordnung eine Variable, die nicht vernachlässigt werden darf. Dies muß bei Verdichtern besondere Berücksichtigung finden, deren Außenabmessungen Restriktionen unterworfen sind. Die Gründe dafür reichen von limitiertem Bauraum bis hin zu Herstellungs- und Transportkosten.

Bei Radialmaschinen sind spiralförmige Sammelräume eine weitverbreitete und seit langem bekannte und untersuchte Bauform. So berichtet Meldahl [70] 1941 über die Auswirkungen, die verschieden große Spiralen auf den Wirkungsgrad und das Druckverhältnis eines Radialgebläses haben. 1947 untersuchten Brown et al. [68], welchen Einfluß die Form der Querschnittsfläche auf das Betriebsverhalten ausübt. Da die Lage der Flächenschwerpunkte dabei nicht variiert wurde, waren die beobachteten Unterschiede vernachlässigbar. Weiterhin berichten sie über die vom Betriebspunkt abhängige Umfangsdruckverteilung am Spiralen Eintritt, deren Verlauf von einer Vielzahl von Autoren bestätigt wurde.

Im Auslegungspunkt ist die Umfangsdruckverteilung am Eintritt in die Sammelspirale im Idealfall konstant. Die Spiralverluste erreichen ebenso wie die stromauf gerichtete Rückwirkung auf Strömung und Druckfeld in Diffusor und Laufrad ihr Minimum. In Teillast dagegen wirkt die Spirale wie ein Diffusor (der statische Druck über dem Umfang nimmt von der Spiralenzunge bis zum Austritt hin zu) und in Überlast wie eine Düse (der statische Druck über dem Umfang nimmt von der Spiralenzunge bis zum Austritt hin ab), da der Verlauf der Querschnittsflächen dem, der Spirale zufließenden Volumenstrom nicht angepaßt ist. Die Einflüsse, die die Umfangsdruckverteilung auf die Laufradströmung und den Laufradwirkungsgrad haben kann, wurden detailliert z.B. von Sideris et al. [33] untersucht.

Soll eine Sammelspirale möglichst kompakte Dimensionen aufweisen, werden die Spiralenquerschnitte intern angeordnet, d.h. die Flächenschwerpunkte liegen unterhalb des Austrittsradius des Radialdiffusors. Bei dieser Bauform erfährt die aus dem Radialdiffusor austretende Umfangsgeschwindigkeit eine erneute Beschleunigung in der Sammelspirale. Die Ursache hierfür ist der Drallerhalt, der bei abnehmendem Schwerpunktradius eine beschleunigte Strömung erzwingt. Das Resultat sind aufgrund der erhöhten Totaldruckverluste in der Spirale geringere Druckverhältnisse und Wirkungsgrade der Stufe und Einschränkungen beim

---

maximal geförderten Volumenstrom. Untersuchungen zur Abhängigkeit des Betriebsverhaltens von Lage und Verlauf der Querschnittsflächen wurden u. a. von Mishina et al. [59], Whitfield et al. [84] und Hagelstein et al. [31] durchgeführt. Durch diese und andere Untersuchungen konnte der anerkannte Vorteil der externen Bauform (die Flächenschwerpunkte der Querschnittsflächen liegen oberhalb des Diffusoraustrittsradius) bestätigt werden, bei der die erzwungene Beschleunigung aus geometrischen Gründen ausgeschlossen ist.

Die in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Untersuchungen basieren auf einer theoretischen Optimierung eines Verdichters mit verschiedenen Diffusoren und internen Spiralen. Das Ziel dieser mit Hilfe der CFD durchgeführten Optimierung war es, Verdichter mit internen Spiralen trotz der bekannten aerodynamischen Nachteile zu verbessern. Die Optimierungen wurden für den „Großen Radialverdichter“ des TFD durchgeführt (Bammert et al. [80]). Dieser Versuchsverdichter ist modular aufgebaut, so daß die Sammelspiralen ausgetauscht werden können, ohne Radialdiffusor oder Laufrad verändern zu müssen. Ausgangspunkte und damit Referenzen waren eine interne und eine externe Sammelspirale (Rautenberg et al. [81]).

Ergebnis der Optimierungen waren zwei alternative Kombinationen Diffusor – interne Spirale (Kapitel 4). Aufgrund des modularen Aufbaus des Verdichters ergab sich nach der Fertigung der neuen Diffusoren und der neuen Spiralenwand die Möglichkeit, insgesamt drei neue Konfigurationen mit interner Spirale experimentell zu untersuchen und dem Vergleich mit den Referenzkonfigurationen zu unterziehen.

Bei den drei neuen Varianten handelte es sich erstens um die Kombination der ursprünglichen internen Spirale mit einem asymmetrischen, unbeschaufelten Diffusor, zweitens um die Kombination des ursprünglichen konzentrischen, schaufellosen Diffusors mit der vergrößerten internen Spirale und drittens um die Kombination der vergrößerten internen Spirale mit einem Low-Solidity Diffusor (Abschnitt 3.2).

## **6.2      Schlußfolgerungen**

Durch asymmetrisches Zurückschneiden des in die Spirale hineinragenden Radialdiffusors vergrößert sich die Querschnittsfläche der internen Spirale in einigen Abschnitten geringfügig und die Differenz zwischen dem Radius des Flächenschwerpunktes und dem Diffusoraustrittsradius nimmt ab. Dieser Ansatz zur aerodynamischen Optimierung des Systems Diffusor – Spirale ist aus der Literatur bisher noch nicht bekannt. Die erneute Beschleunigung der Durchtrittsgeschwindigkeit in der Spirale und gleichzeitig die Wandreibungsverluste im Radialdiffusor werden durch diese Maßnahme verringert. Verglichen mit einem konzentrischen Diffusor sinkt der mögliche Druckrückgewinn des Radialdiffusors, während sich der

statische Druckrückgewinn vom Diffusor radial in die Spirale verlagert. Gegenüber der ursprünglichen Konfiguration mit interner Spirale, steigen im nutzbaren Kennfeldbereich das Totaldruckverhältnis und der isentrope Wirkungsgrad der Stufe.

Wie sich zeigte, hat eine Asymmetrie des Diffusors eine größere Amplitude der Umfangsdruckstörung zur Folge. Der Verbesserung des Wirkungsgrades steht also eine höhere Belastung von Laufrad und Lagerung gegenüber.

Um mit einem unveränderten, konzentrischen, schaufellosen Diffusor ebenfalls einen zusätzlichen statischen Druckrückgewinn in der internen Spirale zu erzielen, ist eine Vergrößerung der Spiralenquerschnitte unumgänglich. Dies wurde durch eine neue Spiralenaußenwand, mit größerem Außenradius erreicht.

Durch den im Vergleich zur asymmetrischen Variante besseren Druckaufbau im konzentrischen Radialdiffusor, verbunden mit dem im Vergleich zur originalen internen Variante gesteigerten Druckrückgewinn in der Sammelspirale, kommt es zu einer nochmaligen Verbesserung von Druckverhältnis und Wirkungsgrad. Die Schluckgrenze verschiebt sich für alle Drehzahlen zu höheren Massenströmen und die Umfangsdruckstörung überschreitet die Amplituden der Referenzkonfigurationen in keinem Betriebspunkt. Damit stellt die Modifikation der internen Sammelspirale (unter Beibehaltung eines konzentrischen, unbeschaufelten Diffusors) ebenfalls eine Möglichkeit dar, die ursprüngliche Kombination konzentrischer Diffusor – interne Spirale aerodynamisch günstiger zu gestalten.

Eine weitere Steigerung von Wirkungsgrad und Druckverhältnis läßt sich nur erreichen, wenn das in die Spirale eintretende Fluid einen noch höheren statischen Druck und eine noch geringere Geschwindigkeit aufweist als bei den o. g. Verdichtervarianten. Dazu muß die Strömung im Diffusor stärker als in einem unbeschaufelten Diffusor verzögert werden, um erstens die Durchtrittsgeschwindigkeit in der Spirale abzusenken und die Wandreibung zu verringern und um zweitens die radial in die Spirale eintretende Geschwindigkeitskomponente weiter zu verzögern und damit die Verluste im Sekundärwirbel der Spirale zu mindern. Sollen dabei Einbußen in der nutzbaren Kennfeldbreite vermieden werden, empfiehlt sich ein Low–Solidity Diffusor.

Wie sich im Experiment zeigte, blieb auch mit Low–Solidity Diffusor der Wirkungsgrad bis zum Diffusoraustritt nahezu unverändert, während durch das geringere Geschwindigkeitsniveau in der Spirale die Spiralenverluste weiter gesenkt werden konnten. Druckverhältnis und Wirkungsgrad der Stufe sind vergleichbar mit dem eines Verdichters mit externer Spirale und unbeschaufeltem Diffusor.

Die Verringerung der Amplitude der Umfangsdruckstörung konnte, wie z.B. schon von Sorokes et al. [37] beschrieben, bestätigt werden. Die Diffusorbeschaufelung schirmt dabei das Laufrad gegen die Sammelspirale ab und mindert die gegenseitige Beeinflussung. Dadurch

---

ergibt sich eine gleichmäßigere Durchströmung von Laufrad und Diffusor über den Umfang. Die Rückwirkung auf das Laufrad äußert sich in einer Beeinflussung der Energieumsetzung im Laufrad. Gegenüber dem Verdichter mit unbeschaukeltem Diffusor nehmen dabei die statischen und Totaldrücke vom Auslegungspunkt bis zur Pumpgrenze hin zu, ohne daß sich für die absoluten Geschwindigkeiten am Diffusoreintritt signifikante Unterschiede feststellen lassen.

Es konnte also (auch) experimentell nachgewiesen werden, daß es mit Hilfe eines Low-Solidity Diffusors möglich ist, einen Verdichter mit einer Sammelspirale interner Bauart zu entwerfen, der in Totaldruckverhältnis und Wirkungsgrad einem Verdichter mit externer Spirale und unbeschaukeltem Diffusor gleichkommt. Die nutzbare Kennfeldbreite wird dadurch nicht eingeschränkt.

Bei Verdichtern mit unbeschaukeltem Diffusor und interner Spirale sind ebenfalls Verbesserungen möglich, wenn die Spirale nicht nur als Sammelraum betrachtet wird, dessen Querschnittsflächen radial beliebig aufgefädelt werden können. Dazu muß die Spirale auf statischen Druckrückgewinn ausgelegt werden. Dies führt zu größeren Spiralenquerschnitten, um der verringerten Durchtrittsgeschwindigkeit in der Spirale gerecht zu werden.

Ist eine Anpassung der Sammelspirale nicht möglich, kann durch asymmetrisches Zurückschneiden des Radialdiffusors eine Verlagerung des Druckaufbaus in die Spirale realisiert werden. Wird dieses unkonventionelle Vorgehen gewählt, müssen aber die (als Folge der Asymmetrie) erhöhten Belastungen für Laufrad und Lagerung berücksichtigt werden.

**7. Literaturverzeichnis**

- [1]  
Pinarbasi A., Johnson M. W.; "Detailed Flow Measurements In A Centrifugal Compressor Vaneless Diffuser"; ASME-Paper 93-GT-95; Cincinnati (USA); 1993
- [2]  
Aungier R. H.; "Aerodynamic Design and Analysis of Vaneless Diffusers And Return Channels"; ASME-Paper 93-GT-101; Cincinnati (USA); 1993
- [3]  
Pinarbasi A., Johnson M. W.; "Off Design Flow Measurements In A Centrifugal Compressor Vaneless Diffuser"; ASME-Paper 94-GT-42; Den Haag (Niederlande); 1994
- [4]  
Cui M. M.; "Comparative Study of Unsteady Flows in a Transsonic Centrifugal Compressor With Vaneless and Vaned Diffusers"; ASME-Paper 2001-GT-0297; New Orleans (Louisiana, USA); 2001
- [5]  
Kang J.-S., Kang S.-H.; „Stall Inception in a Vaneless Diffuser of a Centrifugal Compressor"; ASME-Paper GT-2003-38358; Atlanta (Georgia, USA); 2003
- [6]  
Turunen-Saaresti T., Reunanen A., Larjola J.; "Effect of Pinch on the Performance of a Vaneless Diffuser in a Centrifugal Compressor"; 6th Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics; Lille (France); 2005
- [7]  
Dubitsky Oleg, Japikse David; „Vaneless Diffuser Advanced Model (2005D)"; ASME-Paper GT2005-68130; Reno (Nevada, USA); 2005
- [8]  
Senoo Y., Hayami H., Ueki H.; "Low-Solidity Tandem-Cascade Diffusers For Wide-Flow -Range Centrifugal Blowers"; ASME-Paper 83-GT-3; 1983
- [9]  
Harada H., Goto M.; "Numerical and Experimental Studies of Single and Tandem Low-Solidity Cascade Diffusers in a Centrifugal Compressor"; ASME-Paper 93-GT-108; Cincinnati (USA); 1993
- [10]  
Hohlweg W. C., Direnzi G. L., Aungier R. H.; „Comparison of Conventional And Low Solidity Vaned Diffusers"; ASME-Paper 93-GT-198; Cincinnati (USA); 1993
- [11]  
Haak M., v. Krimpen J. E., Wormgoor H. J.; „Improvement of Centrifugal Compressor Stage Performance by Utilizing of Low Solidity Diffuser"; VDI Berichte Nr. 1186, VDI Verlag GmbH; Düsseldorf; 1995
- [12]  
Amimani N. K., Engeda A., Hohlweg W. C., Direnzi G. L.; „Performance of Low Solidity and Conventional Diffuser Systems for Centrifugal Compressors"; ASME-Paper 96-GT-155; Birmingham (UK); 1996
- [13]  
Engeda A.; "Design and Investigation of Four Low Solidity Vaned Diffusers to Assess the Effect of Solidity and Vane Number"; ASME-Paper 98-GT-252; Stockholm (Schweden); 1998
- [14]  
Tamaki H.; "Application of Low Solidity Diffuser for High Pressure Ratio Centrifugal Compressor"; IGTC'99Kobe TS-87; Kobe (Japan); 1999
-

---

[15]

Sorokes J. M., Koch Jay M.; "The Influence of Low Solidity Vaned Diffusers on the Static Pressure Non-Uniformity Caused by a Centrifugal Compressor Discharge Volute"; ASME-Paper 2000-GT-0454; München (Deutschland); 2000

[16]

Engeda A.; „The design and performance results of simple flat plate Low Solidity Vaned Diffusers”; IMechE 2001, Vol. 215, pp.109-118; 2001

[17]

Arnone A., Hah C., Hayami H.; "Development of Secondary Flow Field in a Low Solidity Diffuser in a Transonic Centrifugal Compressor Stage"; ASME-Paper GT-2002-30371; Amsterdam (Niederlande); 2002

[18]

Mukkavilli P., Raju G. R., Dasgupta A., Murty G. V. R., Chary K. V. J.; "Flow Studies on a Centrifugal Compressor Stage With Low Solidity Diffuser Vanes"; ASME-Paper GT-2002-30386; Amsterdam (Niederlande); 2002

[19]

Oh, Jong-Sik; "Investigation of Off-Design Performance of Vaned Diffusers in Centrifugal Compressors: Part I — A Channel-Wedge Diffuser"; ASME-Paper GT-2002-30387; Amsterdam (Niederlande); 2002

[20]

Oh, Jong-Sik; "Investigation of Off-Design Performance of Vaned Diffusers in Centrifugal Compressors: Part II — A Low-Solidity Cascade Diffuser"; ASME-Paper GT-2002-30388; Amsterdam (Niederlande); 2002

[21]

Cellai A., De Lucia M., Ferrara G., Ferrari L., Mengoni C. P., Baldassarre L.; "Application of Low Solidity Vaned Diffusers to Prevent Rotating Stall in Centrifugal Compressors: Experimental Investigation"; ASME-Paper GT-2003-38386; Atlanta (Georgia, USA); 2003

[22]

Ferrara G., Ferrari L., Baldassarre L.; „Low Solidity Vaned Diffusers for Rotating Stall Prevention: Experimental Analysis of Some Design Parameters”; ASME-Paper GT2004-54146; Wien (Österreich); 2004

[23]

Reddy T. Ch. Siva, Murty G. V. Ramana, Mukkavilli P., Reddy D. N.; "Some Studies on Low Solidity Vaned Diffusers of a Centrifugal Compressor Stage"; ASME-Paper GT2005-68972; Reno (Nevada, USA); 2005

[24]

Japikse D.; „Advanced diffusion levels in turbocharger compressors and component matching”; Proc. First Intern. Conf. on Turbocharging and Turbochargers; IMechE; 1982

[25]

Weber C. R., Koronowski M. E.; „Meanline Performance Prediction of Volutes in Centrifugal Compressors”; ASME-Paper 86-GT-216; Düsseldorf (Deutschland); 1986

[26]

Ayder E., Van den Braembussche R.; „Experimental Study of the Swirling Flow in the Internal Volute of a Centrifugal Compressor”; ASME-Paper 91-GT-7; Orlando (Florida, USA);1991

[27]

Ayder E., Van den Braembussche R. A., Brasz J.; „Experimental and theoretical analysis of the flow in a centrifugal compressor Volute”; Transactions of ASME, Journal of Turbomachinery, Vol.116, July 1994, pp. 462-468; 1994



[28]

Ayder E.; „Experimental and Numerical Analysis of the Flow in Centrifugal Compressor and Pump Volute“; Dissertation; Universität Gent und Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Brüssel; 1993

[29]

Dong R., Chu S., Katz J.; “Effect of Modification to Tongue and Impeller Geometry on Unsteady Flow, Pressure Fluctuations, and Noise in a Centrifugal Pump”; Transactions of ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 119; 1997

[30]

Ayder E., Van den Braembussche R., Keiper R., Rautenberg M., Hagelstein D.; „Improved Model For The Design And Analysis Of Centrifugal Compressor Volute“; ASME-Paper 98-GT-187; Stockholm (Schweden); 1998

[31]

Hagelstein D., Hillewaert K., Engeda A., Keiper R., Rautenberg M., Van den Braembussche R.A.; „Experimental And Numerical Investigation of the Flow in a Centrifugal Compressor Volute“; Transactions of ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 122, January 2000, pp. 22-31; 2000

[32]

Reunanen A., Pikänen H., Sikonen T.; „Computational and Experimental Comparison of Different Volute Geometries in a Radial Compressor“; ASME-Paper 2000-GT-0469; München (Deutschland); 2000

[33]

Sideris M.T., Van den Braembussche R.A.; „Unsteady Flow in Centrifugal Compressors Due To Downstream Circumferential Distortions“; ISABE 89-7098; 1989

[34]

Ayder E., Van den Braembussche R.A., Brasz J. J.; „Experimental and Theoretical Analysis of the Flow in a Centrifugal Compressor Volute“; ASME-Paper 92-GT-30; Köln (Deutschland); 1992

[35]

Fatsis A.; „Numerical Study Of The 3D Unsteady Flow And Forces In Centrifugal Impellers With Outlet Pressure Distortion“; Dissertation; Universität Gent und Von Karman Institute For Fluid Dynamics; 1995

[36]

Hagelstein D., Van den Braembussche R. A., Keiper R., Rautenberg M.; „Experimental Investigation Of The Circumferential Static Pressure Distortion In Centrifugal Compressor Stages“; ASME-Paper 97-GT-50; Orlando (Florida, USA); 1997

[37]

Sorokes J. M., Borer C. J., Koch J. M.; „Investigation of the Circumferential Static Pressure Non-Uniformity Caused by a Centrifugal Compressor Volute“; ASME-Paper 98-GT-326; Stockholm (Schweden); 1998

[38]

Filipenco V.G., Deniz S., Johnston J.M., Greitzer E.M, Cumpsty N.A.; „Effects of Inlet Flow Field Conditions on the Performance of Centrifugal Compressor Diffusers: Part 1-Discrete Passage Diffuser“; Transactions of ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 122, January 2000, pp. 1-10; 2000

[39]

Shum Y.K.P., Tan C.S., Cumpsty N.A.; “Impeller – Diffuser Interaction in a Centrifugal Compressor“; Transactions of ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 122, October 2000, pp. 777-786; 2000

[40]

Gu F., Engeda A.; „A Numerical Investigation on the Volute/Impeller Steady-State Interaction Due to Circumferential Distortion“; ASME-Paper 2001-GT-0328; New Orleans (Louisiana, USA); 2001

[41]

Biba Y. I.; “The Impact of Volute Versus Collector on Centrifugal Compressor Performance“; ASME-Paper GT-2002-30375; Amsterdam (Niederlande); 2002

---

[42]

Ziegler Kai U., Gallus Heinz E., Niehuis R.; „A Study on Impeller-Diffuser Interaction: Part I — Influence on the Performance”; ASME-Paper GT-2002-30381; Amsterdam (Niederlande); 2002

[43]

Ziegler Kai U., Gallus Heinz E., Niehuis R.; „A Study on Impeller-Diffuser Interaction: Part II — Detailed Flow Analysis”; ASME-Paper GT-2002-30382; Amsterdam (Niederlande); 2002

[44]

Asuaje M., Bakir F., Kouidri S., Kenyery F., Rey R.; “Numerical Modelisation of the Flow in Centrifugal Pump, Volute Influence in Velocity and Pressure Fields”; Conf.-Paper ISROMAC-2004-099, ISROMAC-10<sup>th</sup> Intern. Symp. On Rotating Machinery; Honolulu (Hawai, USA); 2004

[45]

Ferrara G., Ferrari L., Baldassarre L.; “Adaptive Vaned Diffuser for Centrifugal Compressor “; ASME-Paper GT2005-69036; Reno (Nevada, USA), 2005

[46]

Meakhal T., Park S. O.; “A Study of Impeller-Diffuser-Volute Interaction in a Centrifugal Fan”; Transactions of ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 127, pp. 84-90, Jan. 2005

[47]

Xu C., Amano R.S.; “Eliminating Static Pressure Distortion By A Large Cut Back Tongue Volute”; ASME-Paper GT2006-90001; Barcelona (Spain); 2006

[48]

Casey M. V., Zhang Z., Eisele K., Wiss D., Muggli F. A., Galpin P.; „Unstaedy flow in the vaned diffuser of a medium specific pump”; ASME-Paper 96-GT-157; Birmingham; 1996

[49]

Baun D.O., Flack R.D.; “Radial Impeller Forces Using CFD - Part I: Model Development and Validation Put Paper Title Here”; ASME-Paper GT-2002-30377; Amsterdam (Niederlande); 2002

[50]

Baun D.O., Flack R.D.; “Radial Impeller Forces Using CFD - Part II: A Comparison Between Compressible and Incompressible Flows”; ASME-Paper GT-2002-30377; Amsterdam (Niederlande); 2002

[51]

Turunen-Saaresti T., Reunanen A., Larjola J.; „The Time-Accurate Numerical Simulation of a Centrifugal Compressor”; ASME-Paper GT-2002-30385; Amsterdam (Niederlande); 2002

[52]

Arnone A., Bonaiuti D., Bonincinelli P., Ermini M., Milani A., Camatti M., Baldassarre L.; “CFD Applications to Industrial Centrifugal Compressor Design”; ASME-Paper GT-2002-30393; Amsterdam (Niederlande); 2002

[53]

Arnone A., Bonaiuti D., Ermini M., Baldassarre L.; „Analysis and Optimization of Transsonic Centrifugal Compressor Impellers using the Design of Experiments Technique”; ASME-Paper GT-2002-30619; Amsterdam (Niederlande); 2002

[54]

Zangeneh M., Vogt D., Roduner C.; „Improving a Vaned Diffuser for a Given Centrifugal Impeller by 3D Inverse Design”; ASME-Paper GT-2002-30621; Amsterdam (Niederlande); 2002

[55]

Schleer M., Hong S. S., Zangeneh M., Roduner C., Ribi B., Pløger F., Abhari R. S.; „Investigation of an Inversely Designed Centrifugal Compressor Stage: Part 2 — Experimental Investigations”; ASME-Paper GT-2003-38127; Atlanta (Georgia, USA); 2003

[56]

Favrat D., Schiffmann J.; "Theoretical Design Of A High-Speed Low Power Radial Turbocompressor"; 6th Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics; Lille (France); 2005

[57]

Lee, Yu-Tai, Bein T. W., Lin Luo; "Direct Method for Optimization of a Centrifugal Compressor Vaneless Diffuser"; 6th Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics; Lille (France); 2005

[58]

Maksoud T. M. A., Johnson M. W., "Stress tensor measurements within the vaneless diffuser of a centrifugal compressor", IEChE, Proc Instn Mech Engrs Vol. 203, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science, pp. 51-59, 1989

[59]

Mishina H., Gyobu I., „Performance Investigations of Large Capacity Centrifugal Compressors“, ASME-Paper 78-GT-3, 1978

[60]

Kämmer N., „Untersuchung der Strömung durch eine Radialverdichterstufe mit schaufellosem Diffusor im Bereich der Ablösegrenze“, Diss., Universität Hannover, 1984

[61]

Dean R., Senoo Y.; „Rotating Wakes in Vaneless Diffusers“; Transactions of ASME, Journal of Basic Engineering, pp. 563-570 and 571-574, Sept. 1960, 1960

[62]

Stanitz J. D.; "One-Dimensional Compressible Flow In Vaneless Diffusers of Radial or Mixed-Flow Centrifugal Compressors, Including Effects of Friction, Heat Transfer and Area Change"; NACA TN 2610; 1952.

[63]

Japikse D.; "Centrifugal Compressor Design and Performance"; Concepts ETI, Inc., Wilder, VT; 1996

[64]

Senoo Y.; Japanese Patent Disclosure 119411/78; 1978

[65]

Weinig F.; "Die Strömung um die Schaufeln von Turbomaschinen"; p. 40; Verlag J. A. Barth, Leipzig; 1935

[66]

Eckert B., Schnell E.; „Axialkompressoren und Radialkompressoren“; Springer Verlag, Berlin; 1961

[67]

Albring W.; „Angewandte Strömungslehre“; p. 108; Verlag T. Steinkopff, Dresden; 1966

[68]

Brown W. B., Bradshaw G. R.; "Design and Performance of Family of Diffusing Scrolls with Mixed-Flow Impeller and Vaneless Diffuser"; NACA Report 936; Cleveland (Ohio) 1947; 1949

[69]

Reunanen A.; „Experimental and Numerical Analysis of Different Volute in a Centrifugal Compressor“; Dissertation; Lappeenranta University of Technology; Lappeenranta (Finnland); 2001

[70]

Meldahl A.; „Die Trennung der Rad- und Diffusorverluste bei Zentrifugalgebläsen“; pp. 203-207, Brown Boveri Mitteilungen Aug./Sept. 1941; 1941

[71]

Hausenblas H.; „Trennung der Lauf- und Leitradverluste bei der Auswertung von Versuchen an einstufigen Radialverdichtern“; pp. 11-13, Forschung im Ingenieurwesen 31 (1965) Nr. 1; 1965

- 
- [72]  
Traupel W.; „Thermische Turbomaschinen“; 1. Band, 3. Auflage; Springer Verlag; Berlin; 1977
- [73]  
Traupel W.; „Die Theorie der Strömung durch Radialmaschinen“; Verlag G. Braun; Karlsruhe; 1962
- [74]  
Hagelstein D.; „Experimentelle Untersuchungen an einer Radialverdichterstufe mit verschiedenen Vorleitgittern variabler Geometrie“; Dissertation; Universität Hannover; 2001
- [75]  
Wittekindt W., Rautenberg M., Bammert K.; „Vergleichende Untersuchung von Berechnungsmethoden für unbeschauelte parallelwandige Diffusoren“, Bericht 285/74; Institut für Strömungsmaschinen, Technische Universität Hannover; 1974
- [76]  
Rohsenow W. Hrsg.; „Handbook of Heat Transfer“; 3. Edition; Mc Craw-Hill;
- [77]  
Prandtl L.; „Strömungslehre“; Verlag Friedr. Vieweg & Sohn; Braunschweig; 1956
- [78]  
Shabaan S.; „Experimental investigation and extended simulation of turbocharger non-adiabatic performance“; Dissertation, Universität Hannover; Hannover 2004
- [79]  
Japikse D., Oliphant K. N.; “Turbomachinery Modeling: Explicit And Implicit Knowledge Capturing (2005A) “; ASME-Paper GT2005-68099; ASME-Turbo Expo; Reno-Tahoe (Nevada, USA); 2005
- [80]  
Bammert K., Rautenberg M., Haß U., Kassens K., Knapp P., Mobarak A., Siegmann W., Wittekindt W.; „Radialverdichter, Vorhaben Nr. 83 und 115, Untersuchung der Laufradströmung in hochbelasteten Radialverdichterlaufrädern“; FVV-Heft Nr. 155; Frankfurt a. M.; 1974
- [81]  
Rautenberg M., Van den Braembussche R., Ayder E., Hillewaert K., Zeoli D., Seidel U., Hagelstein D.; „Strömungsvorgänge in spiralförmigen Sammelräumen für Radialverdichterstufen“, Kennwort: Spiralenströmungen I, Vorhaben Nr. 606; FVV-Heft 659; Frankfurt a. M.; 1998
- [82]  
Seume J., Van den Braembussche R., Prinsier J., Kitzinger J., Steglich T.; „Strömungsvorgänge in spiralförmigen Sammelräumen für Radialverdichterstufen“, Kennwort Spiralenströmungen II, Vorhaben Nr. 763; FVV-Heft 773; Frankfurt a. M.; 2003
- [83]  
T. Steglich T., Kitzinger J., Seume J.R., Van den Braembussche R.A., Prinsier J.; “Improved Diffuser/Volute Combinations for Centrifugal Compressors”; ASME-Paper GT2005-68894; ASME-Turbo Expo; Reno-Tahoe (Nevada, USA); 2005
- [84]  
Whitfield A., Roberts D.V.; „Alternative Vaneless Diffusers and Collecting Volumes for Turbocharger Compressors“; ASME-Paper 83-GT-32; ASME Turbo Expo; 1983

## **Anhang 1 Nachrechnung der Strömung im Diffusor**

Das Ziel der nachfolgend dargestellten Berechnungsmethode ist es, eine Aussage über die gemittelten statischen und Totaldrücke und über die Geschwindigkeiten an jeder Stelle im Radialdiffusor treffen zu können. Die Berechnung erfolgt dabei auf Basis umfangsgemittelter Werte des statischen Druckes im Radialdiffusor und der ebenfalls gemessenen Temperaturen, Drücke und Massenströme der Stufe.

Nach Meldahl [70] lassen sich bei bekanntem statischem Druck am Laufradaustritt und der zur Bestimmung des Gesamtwirkungsgrades nötigen Temperaturen und Drücke, die Wirkungsgrade des Laufrades und des nachgeschalteten Systems trennen. Das System wird dabei als adiabat angenommen.

Aufgrund der meßtechnisch schwierigen Bestimmung des statischen Druckes und der statischen Temperatur direkt am Laufradaustritt wurde die Berechnung von Hausenblas [71] modifiziert. Dafür reicht es aus, den statischen Druck auf einem Radius  $r_3 > r_2$  zu messen, bei dem z.B. Einflüsse des Radseitenraumes die Messung nicht mehr verfälschen. Mit Hilfe der Erhaltungsgleichungen und der Eulerschen Turbomaschinengleichung wird dann auf den Laufradaustritt zurückgerechnet.

Um die Entwicklung der Drücke und Geschwindigkeiten im Diffusor abzuschätzen, bietet sich z.B. die Berechnungsmethode nach Traupel [72], [73] an. Diese Methode bietet, gegenüber z.B. der Methode nach Japikse [63], den Vorteil, daß bei Anpassung der Koeffizienten anhand gemessener statischer Drücke niemals mit negativen Totaldruckverlusten gerechnet werden muß. Trotzdem soll nachfolgend auch kurz auf die Berechnung nach Japikse eingegangen werden, da sie sich vor allem bei der Auslegung bewährt hat.

---

### A-1.1 Berechnung der Strömung im Diffusor nach Japikse

Von Japikse [63] wird, basierend auf der Arbeit von Stanitz [62], eine Berechnungsmethode angegeben, die ohne einen Dissipationsfaktor auskommt. Die nötigen Gleichungen (in Zylinderkoordinaten) sind die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} + \frac{1}{c_m} \frac{dc_m}{r} + \frac{1}{b} \frac{db}{db} + \frac{1}{r} = 0 \quad \text{GI. A 1-1}$$

die Energiegleichung:

$$\frac{dh}{dr} + c_m \frac{dc_m}{dr} + c_u \frac{dc_u}{dr} = 0 \quad \text{GI. A 1-2}$$

und neben dem Gasgesetz die Gleichungen für die Impulserhaltung.

Die Differentialgleichungen für die Impulserhaltung in radialer Richtung:

$$c_m \frac{dc_m}{dr} - \frac{c_u^2}{r} + c_f \frac{c^2 \cos \alpha}{b} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = 0 \quad \text{GI. A 1-3}$$

und in Umfangsrichtung:

$$c_m \frac{dc_u}{dr} + \frac{c_u \cdot c_m}{r} + c_f \frac{c^2 \sin \alpha}{b} = 0 \quad \text{GI. A 1-4}$$

können bei Annahme einer Wandschubspannung:

$$\tau_w = c_f \cdot \frac{\rho}{2} \cdot c^2 \quad \text{GI. A 1-5}$$

aus den Navier-Stokes-Gleichungen abgeleitet werden. Während Stanitz mit einem konstanten Reibungskoeffizienten ( $c_f = 0.003$ ) rechnete, wird von Japikse ein von der Reynoldszahl abhängiger Reibungsbeiwert angegeben.

$$c_f = k \left( \frac{1.8 \cdot 10^5}{Re} \right)^{0.2} \quad \text{GI. A 1-6}$$

Für den Korrekturfaktor wird ein Wert von  $k = 0.010$  vorgeschlagen und gleichzeitig darauf hingewiesen, daß dieser Wert vom Verdichter abhängig ist und auch Vielfache oder Bruchteile davon annehmen kann.

In Japikse [7], [79] sind einige Beispiele aufgeführt, bei denen der Korrekturfaktor so angepaßt wurde, daß die statischen Drücke richtig berechnet werden konnten. Wie sich zeigte,

stimmen die gemessenen und berechneten Werte für Drücke und Strömungswinkel am Diffusoraustritt gut überein. Unphysikalisch ist dabei aber der gelegentlich berechnete Anstieg des Totaldruckes im Diffusor. Den Abbildungen in Japikse [7] nach, kann dies anscheinend auch bei positiven Reibungsbeiwerten auftreten. Eine Erklärung dafür wird nicht gegeben.

### A-1.2 Berechnung der Strömung im Diffusor nach Traupel

Von Traupel [73] werden für die Änderung der Umfangsgeschwindigkeit und die spezifische Reibungsarbeit:

$$d(r c_u) = - \frac{c_f \rho c_u \sqrt{c_u^2 + c_m^2} r^2}{\rho_2 c_{m,2} b_2 r_2 k_2} dr \quad \text{Gl. A 1-7}$$

und

$$d q_{Re} = \frac{c_d \rho c_u \left(\sqrt{c_u^2 + c_m^2}\right)^3 r}{\rho_2 c_{m,2} b_2 r_2 k_2} dr \quad \text{Gl. A 1-8}$$

angegeben. Sind die Vorgänge adiabatisch, folgt aus der Energiegleichung:

$$\left(\frac{1}{\rho}\right) dp = - d \left( \frac{c_u^2 + c_m^2}{2} \right) - \frac{c_d \rho c_u \left(\sqrt{c_u^2 + c_m^2}\right)^3 r}{\rho_2 c_{m,2} b_2 r_2 k_2} dr \quad \text{Gl. A 1-9}$$

Der Faktor  $k_2$  im Nenner der Gleichungen stellt eine Korrektur des effektiven Querschnittes dar. Damit wird die sich ausbildende Wandgrenzschicht berücksichtigt. Für die weiteren Rechnungen wurde  $k_2 = 1$  gesetzt. Weiterhin sind der Reibungsbeiwert  $c_f$  und der Dissipationskoeffizient  $c_d$  vorzugeben.

Zur Vorgabe dieser zwei Koeffizienten werden von Traupel [73] nur wenige konkrete Angaben gemacht. Grundsätzlich wird nur klargestellt, daß  $c_d > c_f$  sein sollte, da der Dissipationskoeffizient innere Reibung und Mischungsverluste der Hauptströmung berücksichtigen soll. In Traupel [72] wird die Möglichkeit diskutiert, beide durch einen einzigen Koeffizienten  $c_f^*$  zu ersetzen, der den Druckaufbau richtig einstellt. Dies erfolgt mit Bezug auf Stanitz [62] ( $c_f^* = 0.003$ ) unter dem Hinweis, daß der richtige Wert etwa dem 1.5–2-fachen Reibungsbeiwert  $\lambda (\equiv c_f)$  des Rohres mit äquivalentem hydraulischen Durchmesser entsprechen sollte.

---

In Traupel [73] wird deshalb auch empfohlen,

$$c_d = c_f + 0.0015$$

**GI. A 1-10**

zu setzen. Letztendlich wird gefolgert, daß die Ergebnisse bei Verwendung eines einheitlichen Koeffizienten durchaus genutzt werden können, um sich einen Überblick über Wirkungs- und Umsetzungsgrade zu verschaffen.

Dieses Vorgehen wurde z.B. von Hagelstein [74] ( $c_f^* = 0.011$ ) gewählt. Von Wittekindt [75] wurden gemessene Geschwindigkeitsverläufe und andere Diffusorberechnungsverfahren verwendet, um sich den richtigen Koeffizienten anzunähern.

Unabhängig davon, wie die Koeffizienten gewonnen werden und welchen Wert sie letztlich annehmen, sind die Tendenzen der Ergebnisse qualitativ gleich.

### **A-1.2.1 Bestimmung der Reibungs- und Dissipationskoeffizienten**

Angelehnt an die Empfehlung von Traupel [72] wird der Reibungsbeiwert  $c_f$  gleich dem Rohrreibungsbeiwert  $c_f = \lambda_{\text{Rohr}}$  gesetzt. Formeln für den Reibungsbeiwert der turbulenten Rohrströmung  $\lambda_{\text{Rohr}}$  können z.B. Prandtl [77] entnommen werden. Dadurch ist  $c_f$  in erster Näherung nur von der Reynoldszahl:

$$\text{Re} = \frac{d_H \cdot \sqrt{c_{u,j-1}^2 + c_{m,j-1}^2}}{\nu}$$

**GI. A 1-11**

abhängig. Als Geschwindigkeit wird die Geschwindigkeit am Eintritt des differentiellen Diffusorsegmentes gewählt, als charakteristische Länge der hydraulische Durchmesser:

$$d_H = 2 \cdot \frac{(r_2 \cdot b_2 + r_j \cdot b_j)}{(r_2 + r_j)}$$

**GI. A 1-12**

Die Viskosität läßt sich z.B. nach Rohsenow [76] aus den thermodynamischen Größen berechnen.

Die auf diese Weise berechneten Werte des Reibungsbeiwertes haben, für die hier vorgestellten Nachrechnungen, die Größenordnung des von Stanitz [62] angegebenen Wertes. Dazu wurde der Diffusor in 1000 Radiensegmente gleicher Schrittweite unterteilt.



Der Dissipationkoeffizient  $c_D$  wird über den Ansatz:

$$c_D = k_D \cdot c_f$$

**Gl. A 1-13**

willkürlich in Beziehung zum Reibungsbeiwert gesetzt. Durch wiederholte Berechnung des Diffusors vom Eintritt bis zum Austritt wird  $k_D$  solange iterativ verändert, bis der berechnete statische Druck am Diffusoraustritt dem gemessenen entspricht. Damit ergibt sich z.B. für die Variante mit externer Spirale der in Abbildung A 1-1 dargestellte Verlauf.

Bei einigen Betriebspunkten an der Schluckgrenze zeigt sich, daß eine Konvergenz nur erreicht werden kann, wenn der Dissipationskoeffizient negative Werte annimmt. Bei der hier gewählten Berechnungsmethode bedeutet ein negativer Dissipationskoeffizient immer auch einen negativen Totaldruckverlust. Um diesen wünschenswerten Effekt zu vermeiden, wird am Schluß der Iteration überprüft, ob die Bedingung  $k_D \geq 1$  erfüllt ist.

Ist dies nicht der Fall, wird  $k_D = 1$  gesetzt und mit  $k_f$  ein Korrekturfaktor für den Reibungsbeiwert eingeführt. Dieser modifizierte Reibungsbeiwert läßt sich analog zum Dissipationskoeffizienten ausdrücken:

$$c_f = k_f \cdot \lambda_{\text{Rohr}}$$

**Gl. A 1-14**

Wie sich herausstellte, nimmt der Korrekturfaktor immer Werte von  $k_f \geq 1$  an und somit wird  $c_f > c_D$ . Dadurch ergeben sich z.B. die in Abbildung A 1-3 dargestellten Verläufe.

Da der Dissipationskoeffizient nach Traupel [72], [73] nicht nur die Reibung an der Diffusorwand, sondern auch andere verlustbehaftete Effekte (z.B. Mischungsverluste) berücksichtigen soll, müßte er in jedem Fall größer sein als der Reibungskoeffizient. Allerdings läßt sich auch der Grenzfall  $c_f = c_D$  in diesen Betriebspunkten nicht ohne negativen Totaldruckverlust realisieren, da in diesem Fall beide Koeffizienten negative Werte annehmen. Der Grund dafür liegt in der Berücksichtigung von zwei umfangsgemittelten statischen Drücken auf unterschiedlichen Radienverhältnissen. Während über den mittleren statischen Druck am Diffusoraustritt die Korrekturfaktoren  $k_D$  bzw.  $k_f$  angepaßt werden, wird über den statischen Druck bei  $\lambda = 1.05$  der Totaldruck am Laufradaustritt angenähert. Der Totaldruck an dieser Stelle kann aber, bei Berücksichtigung der Erhaltungsgleichungen und Nebenbedingungen, wie z.B. Slip-Faktor Korrelationen oder der Eulerschen Turbomaschinengleichung zur Berechnung der Umfangsgeschwindigkeit am Laufradaustritt, keine beliebig hohen Werte annehmen.

Da dieser Effekt immer an der Schluckgrenze auftritt, ließe sich vermuten, daß der niedrige statische Druck über große Teile des Spiraleintritts (bzw. über den Umfang des Diffusoraustritts) stromauf eine Aufrichtung der Strömung bewirkt.

Letztendlich ist in diesem speziellen Fall die Festlegung des Dissipationskoeffizienten auf den äquivalenten Rohrreibungsbeiwert in diesen Betriebspunkten willkürlich, da der wirkliche Wert unbekannt ist. Andererseits wird dadurch ein positiver Totaldruckverlust sichergestellt.

### A-1.3 Nachrechnung des beschaukelten Diffusors

Wie beim unbeschaukelten Diffusor wird auch der beschaukelte Teil für die Berechnung in äquidistante Radiensegmente unterteilt. Um die Wirkung des beschaukelten Teils des Low-Solidity-Diffusors auf die Strömung zu berücksichtigen, werden die nabenseitig gemessenen Drücke an der Oberfläche einer der Diffusorschaukeln herangezogen (Abbildung A 3-19). Diese Schaufel befand sich gegenüber der Spiralenzunge bei etwa 180° Umfangsposition im Diffusor. Die Drücke zwischen den diskreten Meßpunkten werden für die Berechnung linear interpoliert.

Das auf die Strömung wirkende Moment ergibt sich aus:

$$M_{LS} = \dot{m} \cdot (r_4 \cdot c_{U,4} - r_5 \cdot c_{U,5}) = Z \cdot \int_4^5 (p_{DS} - p_{SS}) \cdot b \cdot r \, dr \quad \text{GI. A 1-15}$$

Mit Hilfe des wirkenden Momentes wird die Änderung der Umfangsgeschwindigkeit berechnet.

$$r_5 \cdot c_{U,5} = c_{U,4} \cdot r_4 - \frac{Z}{\dot{m}} \cdot \int_4^5 (p_{DS} - p_{SS}) \cdot b \cdot r \, dr \quad \text{GI. A 1-16}$$

Wird die Gl. A 1-16 beim Übergang in den beschaukelten Diffusorteil als Ersatz für die Gl. A 1-7 in das Berechnungsmodell eingeführt, können die restlichen Gleichungen im Rechenmodell verbleiben. Lediglich der hydraulische Durchmesser muß, unter Berücksichtigung der durchströmten Fläche und des benetzten Umfangs, anders berechnet werden.

Der Korrekturfaktor  $k_D$  des Dissipationskoeffizienten:

$$c_D = k_D \cdot c_f \quad \text{GI. A 1-17}$$

wurde, wie beim unbeschaukelten Diffusor, iterativ solange verändert, bis der berechnete statische Druck am Austritt des Diffusors mit dem gemessenen übereinstimmte. Dabei war

der Korrekturfaktor  $k_D$  für den beschaukelten und den unbeschaukelten Teil des Diffusors gleich (Abbildung A 1-2).

#### A-1.4 Strömung am Laufradaustritt

Eine erste Abschätzung der Umfangsgeschwindigkeit  $c_{U2}$  am Laufradaustritt kann mit der Eulerschen Turbomaschinengleichung (Gl. A 1-18) durchgeführt werden. Bei drallfreier Zuströmung ergibt sich so:

$$c_{U2} = \frac{c_p \cdot (T_{\text{tot},8} - T_k)}{u_2} \quad \text{Gl. A 1-18}$$

Bei der Berechnung der Umfangsgeschwindigkeit soll auf eine vereinfachte Korrelation des Minderleistungsfaktors zurückgegriffen werden. So ist zwar bei den hier untersuchten Konfigurationen durch die Wahl der Kontrollebene in der Ansaugkammer eine drallfreie Laufradzuströmung gesichert, allerdings muß dann z.B. die Radseitenreibung berücksichtigt werden. Aufgrund der Wellenabdichtung und der Geometrie des Radseitenraumes müßten dann aber an dieser Stelle starke Vereinfachungen in Kauf genommen werden.

Die Modellierung des Minderleistungsfaktors, wie auch die Eulersche Turbomaschinengleichung, gehen von einer ausgeglichenen Strömung am Laufradaustritt aus und lassen sich dadurch sehr gut mit der 1D Nachrechnung des Radialdiffusors kombinieren.

Die Definition des Minderleistungsfaktors lautet:

$$\mu = \frac{c_{U2}}{c_{U2,\infty}} \quad \text{Gl. A 1-19}$$

Hierbei ist  $c_{U2}$  die reale Umfangsgeschwindigkeit der Strömung am Laufradaustritt und  $c_{U2,\infty}$  die ideale Umfangsgeschwindigkeit bei schaufelparalleler Abströmung. Es gilt also auch:

$$c_{U2,\infty} = u_2 - \frac{c_{m2}}{\tan \beta_{2,\infty}} \quad \text{Gl. A 1-20}$$

Die Meridiangeschwindigkeit  $c_{m2}$  ergibt sich aufgrund der Kontinuität aus:

$$c_{m2} = \frac{\dot{m}}{\rho_2 \cdot A_2} = \frac{\dot{m} \cdot R \cdot T_2}{p_2 \cdot A_2} \quad \text{Gl. A 1-21}$$

Von Shabaan [78] wird eine vereinfachte Gleichung für den Minderleistungsfaktor angegeben, die u. a. auf Daten des „Großen Radialverdichters“ basiert.

$$\mu = 1 - 0.76 \frac{u_2}{c_{u2,\infty}} \frac{\pi}{Z} \sin \beta_{2,\infty}$$

**Gl. A 1-22**

Eine Abschätzung für die Abweichung des so berechneten Minderleistungsfaktors ist ebenfalls in Shabaan [78] aufgeführt.

Durch Kombination der Gleichungen Gl. A 1-19 bis Gl. A 1-22 ergibt sich die gesuchte Umfangsgeschwindigkeit zu:

$$c_{u2} = \mu \cdot c_{u2,\infty} = u_2 \cdot \left( 1 - 0.76 \cdot \frac{\pi}{Z} \sin \beta_{2,\infty} \right) - \frac{1}{\tan \beta_{2,\infty}} \frac{\dot{m} \cdot R \cdot T_2}{p_2 \cdot A_2}$$

**Gl. A 1-23**

Im Ablauf der Nachrechnung werden unter Vorgabe des Totaldruckes am Laufradaustritt die Geschwindigkeiten und der statische Druck am Laufradaustritt berechnet. Ist dies geschehen, wird mit der Methode nach Traupel bis zur Druckmeßstelle nach Laufradaustritt (bei  $\lambda = 1.05$ ) vorwärts gerechnet. An dieser Stelle erfolgt ein Vergleich zwischen dem berechneten und dem gemessenen statischen Druck. Bei Differenzen wird der Totaldruck am Laufradaustritt modifiziert und die Rechnung am Laufradaustritt neu gestartet.

Ist die Iteration für die Berechnung der Strömung am Laufradaustritt konvergiert, wird bis zur Druckmeßstelle am Diffusoraustritt gerechnet und der Dissipationskoeffizient angepaßt.

### **A-1.5 Berechnung der Startwerte für die reibungsbehaftete Diffusorrechnung**

Um die Rechnung mit dem Verfahren nach Traupel schneller zu bewältigen, müssen Startwerte für die Berechnung vorgegeben werden. Diese Startwerte lassen sich relativ einfach über eine reibungsfreie Rechnung gewinnen. Die dafür nötigen Meßwerte stimmen mit denen der reibungsbehafteten Rechnung überein. Als gemessene Größen sind die folgenden Kenndaten der Stufe im jeweiligen Betriebspunkt bekannt:

- Totaldruck und Totaltemperatur in der Ansaugkammer
- Totaldruck und Totaltemperatur am Stufenaustritt (Druckstutzen)
- Massenstrom und Drehzahl
- Statische Drücke nach Laufrad ( $\lambda=1.05$ ) über dem Umfang
- Statische Drücke vor dem Diffusoraustritt ( $\lambda=1.475$  bzw.  $\lambda=1.45$ )

Bei der Berechnung (reibungsfrei und reibungsbehaftet) wird weiterhin vorausgesetzt, daß:

- die Totaltemperatur nach dem Laufrad bis zum Austrittsstutzen unverändert bleibt.
- die Laufradzuströmung drallfrei ist.
- die Strömung eindimensional ist.

Unter diesen Voraussetzungen kann mit der Eulergleichung:

$$\Delta h = c_p \cdot (T_{\text{tot},8} - T_k) = u_2 c_{u2} - u_1 \underbrace{c_{u1}}_{=0} \quad \text{GI. A 1-24}$$

die Geschwindigkeit  $c_{u2}$  am Laufradaustritt berechnet werden:

$$c_{u2} = \frac{c_p \cdot (T_{\text{tot},8} - T_k)}{u_2} \quad \text{GI. A 1-25}$$

Mit Hilfe der Kontinuität

$$\dot{m} = c_m \frac{\rho}{R \cdot T} A \quad \text{GI. A 1-26}$$

des Drallerhaltes

$$c_u \cdot r = \text{constant} \quad \text{GI. A 1-27}$$

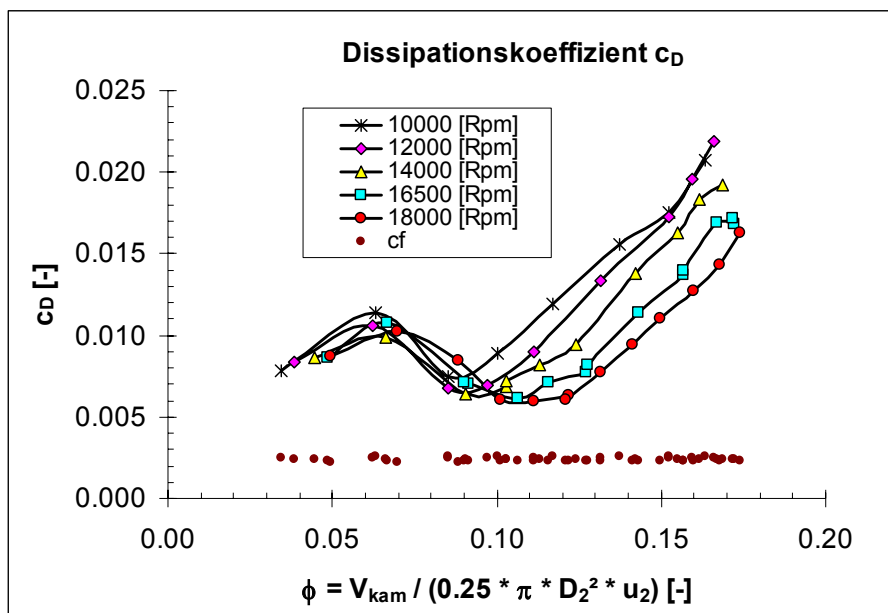
der Bernoulligleichung

$$p \cdot \left[ 1 + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left( \frac{T_{\text{tot},8}}{T} - 1 \right) \right] = \text{constant} \quad \text{GI. A 1-28}$$

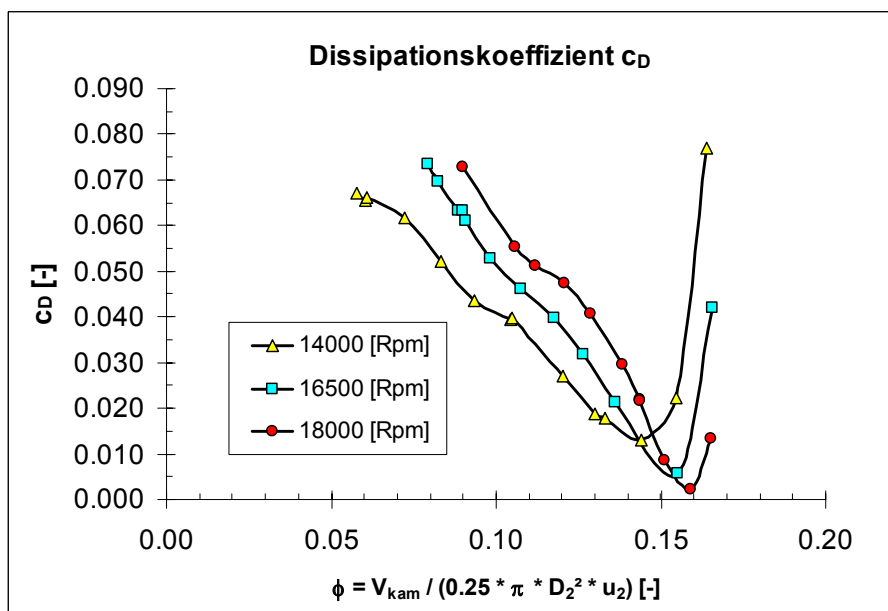
und der Energieerhaltung

$$c_p \cdot T_{\text{tot},8} = c_p \cdot T + 0.5 \cdot (c_m^2 + c_u^2) \quad \text{GI. A 1-29}$$

können die Startwerte für die eigentliche reibungsbehaftete Diffusorrechnung iterativ abgeschätzt werden.



**Abbildung A 1-1** Dissipationskoeffizient des Verdichters mit externer Spirale und konzentrischem Diffusor



**Abbildung A 1-2** Dissipationskoeffizienten der Konfiguration mit Low-Solidity Diffusor

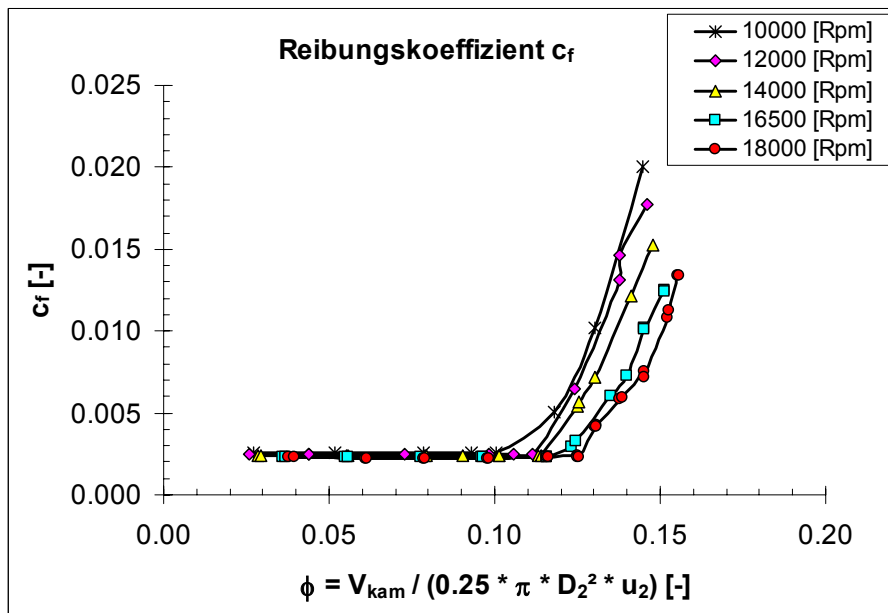
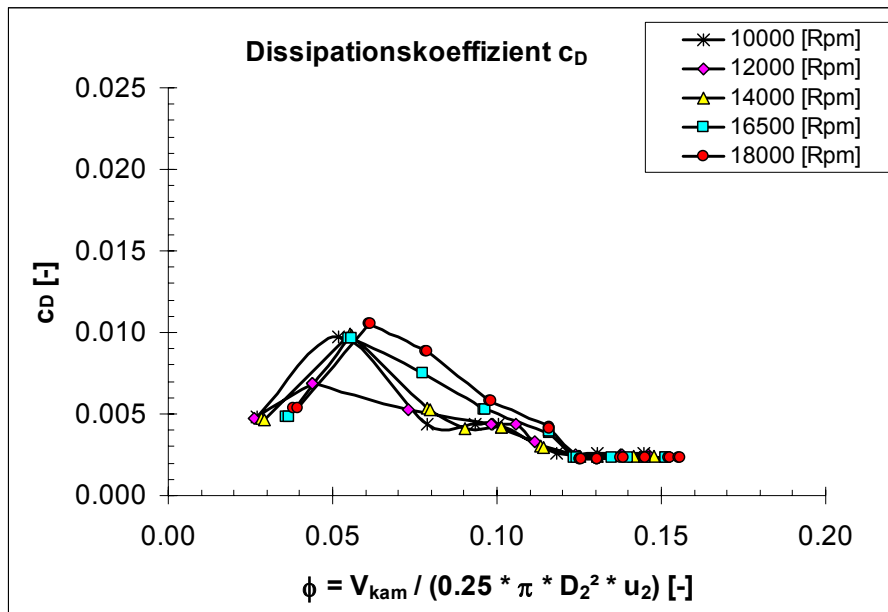


Abbildung A 1-3 Reibungs- und Dissipationskoeffizienten des Verdichters mit interner Spirale und konzentrischem Diffusor

---

## Anhang 2 Fehlerabschätzung

### A-2.1 Abschätzung der Meßunsicherheit und Vertrauensbereiche der Messungen

Mit den in Abschnitt 3.5 genannten maximalen Fehlergrenzen der Meßaufnehmer kann mittels der quadratischen Fehlerfortpflanzung für jeden Kennfeldpunkt die maximal mögliche Meßunsicherheit berechnet werden. Hier muß berücksichtigt werden, daß die Reduzierung der Daten die Anzahl der Einflußvariablen vergrößert (siehe Abschnitt 5.1). Bedingt durch die Summation in der quadratischen Fehlerfortpflanzung, vergrößert eine größere Anzahl der Einflußvariablen auch die Meßunsicherheit. Aus diesem Grund ist es nicht zulässig, die maximalen Meßunsicherheiten nur für nichtreduzierte Meßwerte oder daraus abgeleitete Größen zu betrachten.

Da jede aufgezeichnete Meßgröße den Mittelwert aus fünf nacheinander aufgenommenen Werten darstellt, können auch die Standardabweichung ( $s$ ) und der Vertrauensbereich des Mittelwertes ( $m$ ) berechnet werden. Für ein 95% Konfidenzintervall (Vertrauensbereich des Mittelwertes) einer t-verteiltern Größe gilt:

$$m = \frac{1.96}{\sqrt{n}} s$$

GI. A 2-1

Die Ergebnisse dieser Abschätzung sollen im Folgenden nur am Beispiel einer Verdichterkonfiguration geschildert werden, da sich die Größenordnungen der Fehler für alle untersuchten Konfigurationen gleichen.

Abbildung A 2-1 zeigt das Kennfeld des Verdichters mit asymmetrischem Diffusor und interner Spirale. Für jeden Meßpunkt sind die berechneten Meßunsicherheiten für Massenstrom und Totaldruckverhältnis aufgetragen.

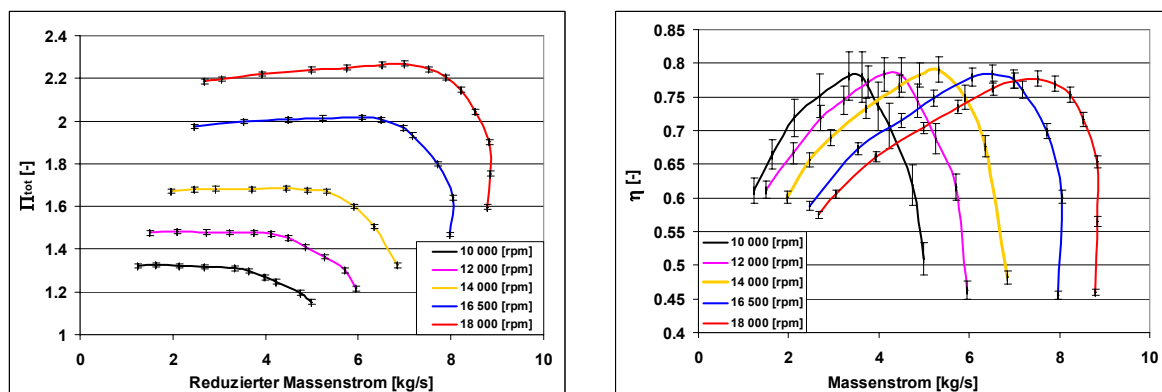


Abbildung A 2-1 Totaldruckverhältnis und Wirkungsgrad des Verdichters mit asymmetrischem Diffusor und interner Spirale



Bei dieser Auftragung (Abbildung A 2-1) sind die Fehlergrenzen des Totaldruckverhältnisses, ebenso wie die des Massenstromes kaum auszumachen. Wie sich in Abbildung A 2-2 zeigt, liegt die Meßunsicherheit des Totaldruckverhältnisses immer unter einem Prozent des Meßwertes.

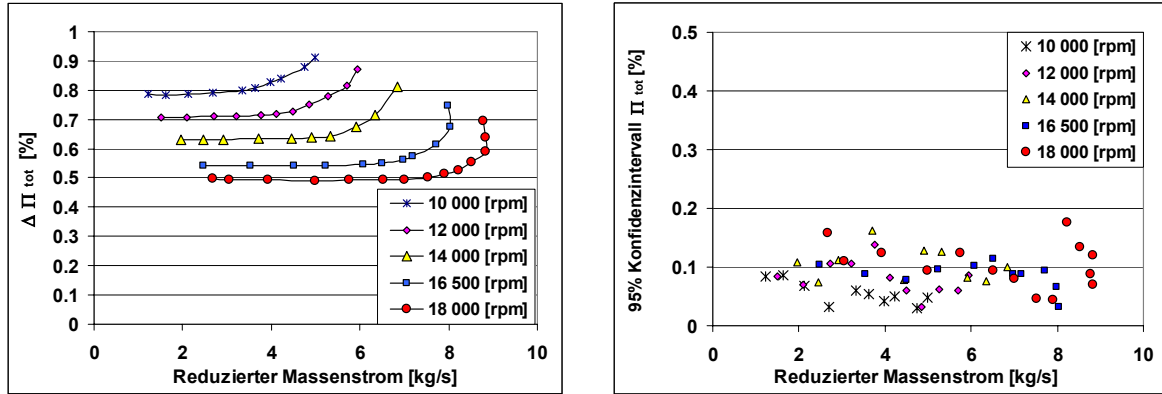


Abbildung A 2-2 Meßunsicherheit und 95% Vertrauensbereich des Totaldruckverhältnisses

Da die relativen Fehler mit einem abnehmenden gemessenen Differenzdruck zunehmen, läßt sich eine deutliche Abhängigkeit entsprechend den gemessenen Drehzahllinien erkennen. Der 95% Vertrauensbereich des gemessenen Mittelwertes liegt aber in jedem Falle bei höchstens einem Drittel der rechnerisch möglichen Meßunsicherheit.

Die anderen Kennfeldgrößen weisen zum Teil bemerkenswerte Fehlergrenzen auf. So erreicht die Meßunsicherheit des Wirkungsgrades in Abbildung A 2-3 bei der niedrigsten Drehzahl von 10 000 min<sup>-1</sup> Werte von 3.7 Wirkungsgradpunkten. Hier liegt der 95% Vertrauensbereich mit höchstens 10% des Meßwertes bei Bruchteilen der minimalen Meßunsicherheit.

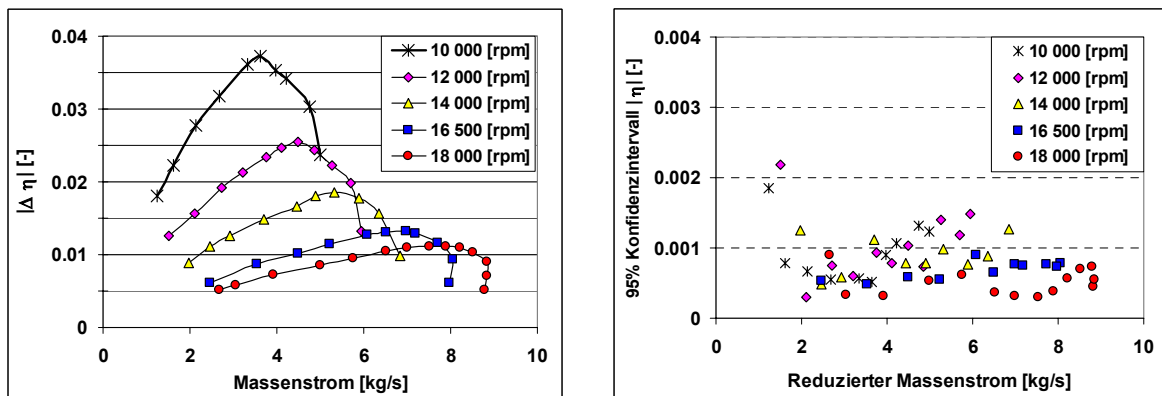
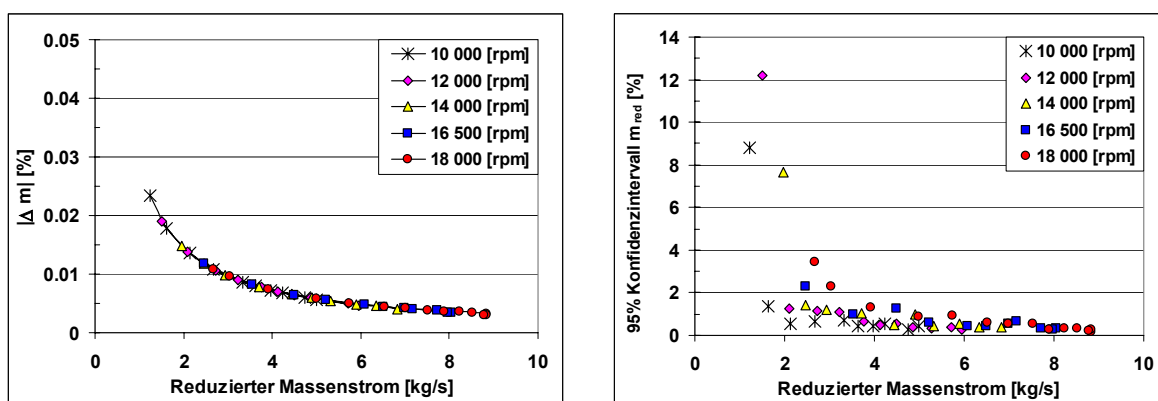


Abbildung A 2-3 Meßunsicherheit und 95% Vertrauensbereich des Wirkungsgrades

Anders stellt sich die Situation bei Massenstrom (Abbildung A 2-4) und Drehzahl (Abbildung A 2-5) dar. Beim Massenstrom führen stochastische Schwankungen zu einer Vergrößerung des Vertrauensbereiches, so daß dieser die Meßunsicherheit um mindestens den zehnfachen Wert übersteigt. Dies hat seinen Grund zum einen in der Bestimmung des Massenstromes mit einer Normdüse, zum anderen im Verhalten des Systems.

Durch niedrige Differenzdrücke der Düse und geringe Geschwindigkeiten in der Rohrleitung bei niedrigen Massenströmen nimmt die Meßunsicherheit überproportional zu. Die in der DIN 1952 angegebene Fehlertoleranz von 1% des Meßwertes wird dabei mit höchstens 0.025% des Meßwertes in jedem Fall weit unterschritten.



**Abbildung A 2-4 Meßunsicherheit und 95% Vertrauensbereich des reduzierten Massenstromes**

Ebenfalls bei niedrigen Massenströmen zeigen sich verstärkt Instabilitäten im Rohrleitungssystem, die zur Pumpgrenze hin immer weiter zunehmen. Daher schwankt auch der Massenstrom in diesem Bereich der Kennlinie mit größeren Amplituden um einen Mittelwert. Verstärkt wird dieser Effekt noch durch größere Schwankungen der Verdichterdrehzahl in diesen Kennfeldbereichen. Liegen die Kennfeldpunkte weit genug von der Pumpgrenze entfernt, liegt der Vertrauensbereich bei höchstens 1.5% des gemessenen Mittelwertes.

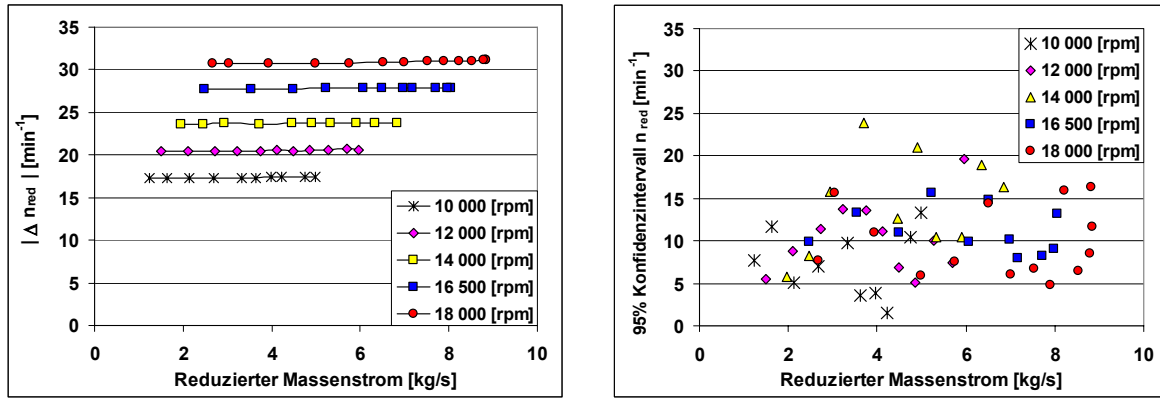


Abbildung A 2-5 Meßunsicherheit und 95% Vertrauensbereich der reduzierten Drehzahl

Für die Meßunsicherheit der reduzierten Drehzahl ergibt sich, wie schon beim Wirkungsgrad, eine Drehzahlabhängigkeit (Abbildung A 2-5, links). Da bei der Berechnung nur eine Abhängigkeit von der Temperatur und der Drehzahl besteht, wird der Fehler mit der Drehzahl skaliert und steigt oder sinkt mit ihr. Der Vertrauensbereich des Mittelwertes dagegen bewegt sich zwar in einem Bereich, der bis an die mögliche Meßunsicherheit heranreicht, ist aber ansonsten völlig stochastisch (Abbildung A 2-5, rechts).

Eine Verringerung der Meßunsicherheiten und der Vertrauensbereiche des gemessenen Mittelwertes kann nur durch genauere Meßaufnehmer und die Eliminierung von Schwankungen der Verdichterdrehzahl erreicht werden. So läßt sich z.B. durch Meßaufnehmer mit der Hälfte des hier erreichbaren Fehlerbandes, die Meßunsicherheit des Wirkungsgrades etwa halbieren. Hier ist vor allem eine hochgenaue Temperaturmessung von Vorteil, während sich genauere Druckaufnehmer bei der Massenstromerfassung, bei der Bestimmung von Druckverhältnissen und nachweisbar bei Sondenmessungen positiv auswirken. Eine konstantere Verdichterdrehzahl würde neben der Verringerung des Vertrauensbereiches der gemessenen Drehzahl vor allem die Vertrauensbereiche des gemessenen Massenstromes und der gemessenen Druckverhältnisse positiv beeinflussen. Da die Vertrauensbereiche des Druckverhältnisses und des Wirkungsgrades mit max. 40% bzw. max. 25% des gemessenen Mittelwertes die maximale Meßunsicherheit weit unterschreiten, ist vor allem eine konstantere Einstellung der Drehzahl wünschenswert, um auch die Vertrauensbereiche der gemessenen Drehzahl und des gemessenen Massenstromes weiter zu verringern.

---

## A-2.2 Reproduzierbarkeit der Messungen

Die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen beschränken sich nicht auf eine einzelne Verdichterkonfiguration, die einem umfangreichen Meßprogramm unterzogen wurde. Vielmehr wurden eine Reihe verschiedener Aufbauten untersucht, bei denen die Kennfelder und dabei z. T. statische Wanddrücke gemessen wurden. Dadurch ergab sich nicht die Möglichkeit, in ausreichendem Umfang Referenzpunkte anzufahren und dadurch die Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse zu überprüfen.

Da aber für zwei Konfigurationen auch Sondenmessungen in der Sammelspirale durchgeführt wurden, sind auch Meßreihen vorhanden, bei denen eine große Anzahl von Werten für nur einen Kennfeldpunkt aufgenommen wurde.

Bei diesen Messungen kamen Fünfloch-Zylindersonden zum Einsatz. Gemessen wurde in sieben Meßebenen über dem Umfang. Während der Messungen waren bis zu vier Sonden gleichzeitig im Einsatz. Dabei wurde bei der angestrebten reduzierten Drehzahl der Massenstrom eingestellt und dann die Sondenmessungen durchgeführt. Die Gesamtheit setzt sich aus Messungen zusammen, die an verschiedenen Tagen erfolgten. Aufgrund dieses Zeitaufwandes wurden größere Schwankungen der Drehzahl von  $\Delta n > \pm 30 \text{ min}^{-1}$  (Abbildung A 2-5) in Kauf genommen.

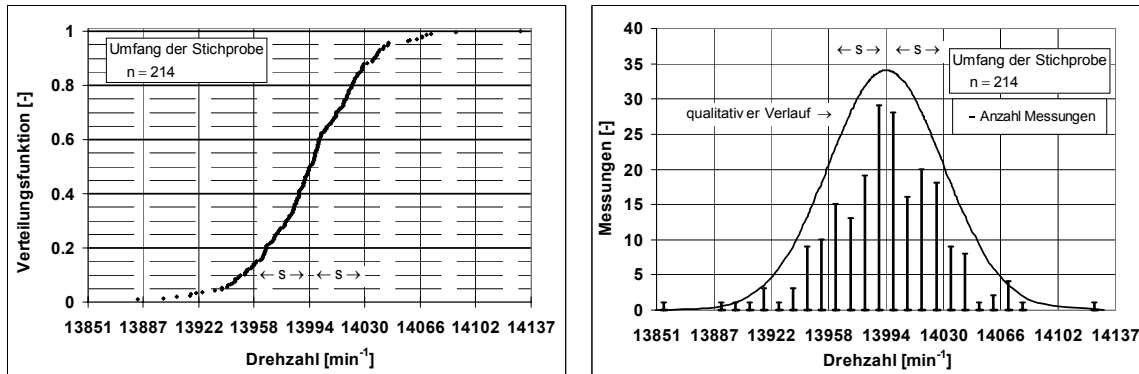
Die Messungen, aus deren Daten die Diagramme (Abbildung A 2-6 bis Abbildung A 2-9) erstellt wurden, wurden an der Verdichterkonfiguration mit asymmetrischem Diffusor und interner Spirale durchgeführt. Es handelt sich um den Datensatz 4 in Tabelle A 2-1. Auch bei diesen Diagrammen könnte, wie bei der Darstellung der Meßunsicherheiten, als Beispiel ein anderer Datensatz gewählt werden, ohne daß sich die beobachteten Schwankungen signifikant ändern.

| ↓ Meßgröße                                | Meßreihe ⇒                         | 1      | 2      | 3      | 4      |
|---|------------------------------------|--------|--------|--------|--------|
| $n_{\text{red}} [\text{min}^{-1}]$        | $\bar{X}$                          | 17995  | 18004  | 13995  | 13994  |
|   | s                                  | 24.0   | 29.1   | 30.4   | 35.8   |
|   | $\frac{s}{\bar{X}} \cdot 100 [\%]$ | 0.13   | 0.16   | 0.22   | 0.26   |
|   | $\Delta_{\text{max}}$              | 29.9   | 30.4   | 25     | 24.2   |
| $\dot{m}_{\text{red}} [\text{kg s}^{-1}]$ | $\bar{X}$                          | 7.67   | 4.53   | 4.53   | 5.85   |
|   | s                                  | 0.027  | 0.023  | 0.025  | 0.0299 |
|   | $\frac{s}{\bar{X}} \cdot 100 [\%]$ | 0.35   | 0.51   | 0.55   | 0.51   |
|   | $\Delta_{\text{max}}$              | 0.0003 | 0.0003 | 0.0003 | 0.0003 |
| $\pi [-]$                                 | $\bar{X}$                          | 2.06   | 2.19   | 1.65   | 1.67   |
|   | s                                  | 0.012  | 0.005  | 0.003  | 0.006  |
|   | $\frac{s}{\bar{X}} \cdot 100 [\%]$ | 0.58   | 0.23   | 0.18   | 0.36   |
|   | $\Delta_{\text{max}}$              | 0.012  | 0.011  | 0.011  | 0.011  |
| $\eta [-]$                                | $\bar{X}$                          | 0.706  | 0.671  | 0.737  | 0.824  |
|   | s                                  | 0.005  | 0.003  | 0.005  | 0.004  |
|   | $\Delta_{\text{max}}$              | 0.01   | 0.008  | 0.017  | 0.016  |

**Tabelle A 2-1 Reproduzierbarkeit und Meßunsicherheit der Kennfeldgrößen verschiedener Meßreihen der Sondenmessungen in der Sammelspirale**

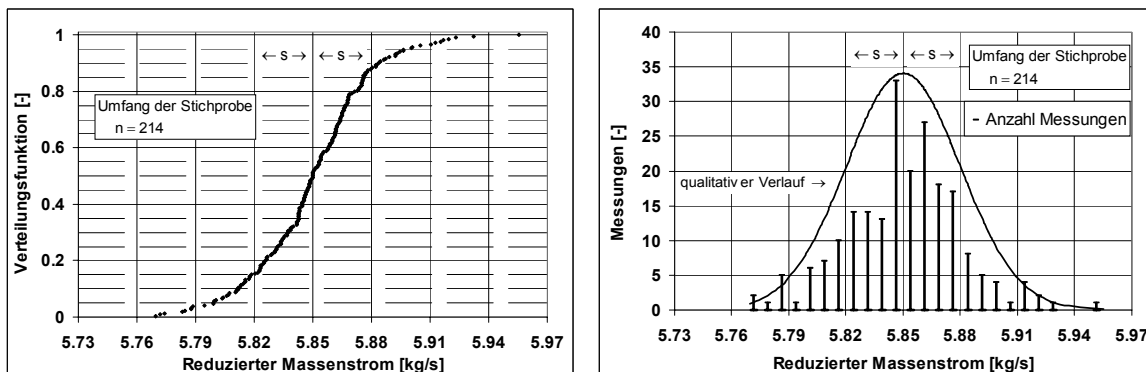
Alle in Abbildung A 2-6 bis Abbildung A 2-9 dargestellten Verläufe sind nach demselben Schema erstellt. Das linke Diagramm jeder Abbildung zeigt die Verteilung der Meßwerte, das rechte Diagramm die absolute Häufigkeit der Meßwerte. In den Diagrammen der absoluten Häufigkeiten ist zum Vergleich noch der qualitative Verlauf der Standard-Normalverteilung eingezeichnet. Die Säulen der Häufigkeiten umfassen die Summe der Meßwerte im Abstand eines Viertels der Standardabweichung.

Von allen Meßwerten in Abbildung A 2-6 bis Abbildung A 2-9 liegen etwa 70% innerhalb eines Bereiches von  $\pm 1 s$  und ca. 95% in einem Bereich von  $\pm 3 s$ . Dies entspricht den Intervallen der Standard-Normalverteilung.



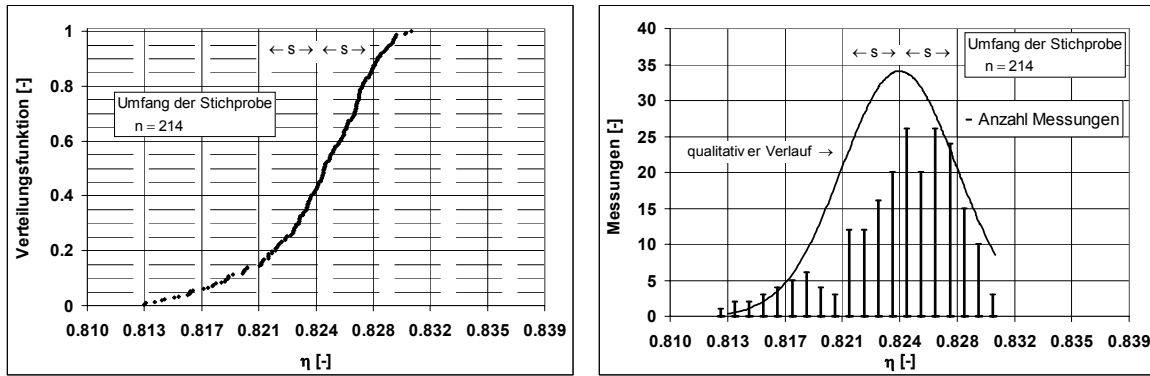
**Abbildung A 2-6** Verteilung und Häufigkeit der gemessenen reduzierten Drehzahl  
 $n_{\text{red}}=14\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $m_{\text{red}}=5.85\ \text{kg s}^{-1}$ ;  $\pi=1.67$ ;  $\eta=0.824$

Die Standardabweichung der Drehzahl (Abbildung A 2-6) nahm für alle Sondenmessungen einen Wert von etwa  $s = \pm 30\ \text{min}^{-1}$  an. Damit bewegt sich die Standardabweichung der Drehzahl bei Meßreihen in einem Bereich von 0.3% bis 0.16% der reduzierten Drehzahl. Das Auftreten dieser gleichbleibenden Drehzahlschwankung hat seine Ursache in der Drehzahlregelung des Verdichters.



**Abbildung A 2-7** Verteilung und Häufigkeit des gemessenen reduzierten Massenstromes  
 $n_{\text{red}} = 14\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $m_{\text{red}} = 5.85\ \text{kg s}^{-1}$ ;  $\pi = 1.67$ ;  $\eta = 0.824$

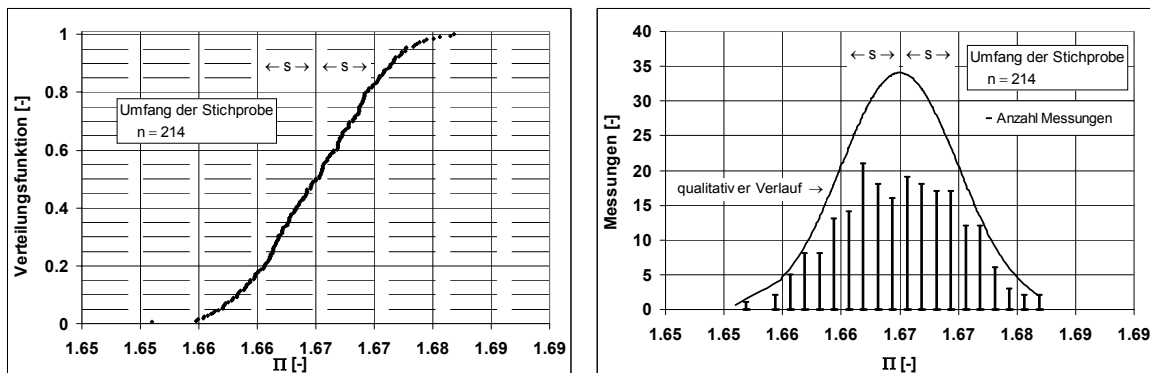
Die Standardabweichung des Massenstromes der Meßreihen (Tabelle A 2-1) zeigt keine Abhängigkeit von der Verdichterdrehzahl oder dem eingestellten Massenstrom. Werden 95% aller Meßwerte berücksichtigt (Abbildung A 2-7), liegen diese in einem Intervall von  $\pm 1.5\%$  des Mittelwertes, was dem Vertrauensbereich der Kennfeldmessungen in Abbildung A 2-4 entspricht.



**Abbildung A 2-8** Verteilung und Häufigkeit des gemessenen Wirkungsgrades

$n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $m_{\text{red}}=5.85\text{ kg s}^{-1}$ ;  $\pi=1.67$ ;  $\eta=0.824$

Bei den Wirkungsgradmessungen befinden sich 95% der aufgenommenen Werte in einem Bereich von  $\pm 2$  Punkten (Abbildung A 2-8). Auffällig dabei ist die offensichtliche Unsymmetrie der Verteilung, mit einem steiler abfallenden rechten Ast der gemessenen Häufigkeiten. Ebenfalls in einem Bereich von  $\pm 2\%$  (relativ) bewegt sich das Totaldruckverhältnis (Abbildung A 2-9).



**Abbildung A 2-9** Verteilung und Häufigkeit des gemessenen Totaldruckverhältnisses

$n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $m_{\text{red}}=5.85\text{ kg s}^{-1}$ ;  $\pi=1.67$ ;  $\eta=0.824$

Beide Größen wurden von den im Spiralenquerschnitt befindlichen Sonden beeinflusst. Da die Messungen bei den unterschiedlichsten Sondenpositionen (und mit variierender Sondenanzahl) erfolgten, wurde der Querschnitt mit jedem Meßpunkt anders versperrt. Die Störung der Strömung in der Spirale wirkt sich negativ auf die Totaldruckverluste und damit auch auf das gemessene Totaldruckverhältnis und den gemessenen Wirkungsgrad aus. Aus diesem Grund kann wahrscheinlich davon ausgegangen werden, daß es sich bei den hier aufgeführten Schwankungen um Maximalwerte handelt, die bei ungestörter Strömung kleiner ausfallen.

---

Wird ein Intervall der dreifachen Standardabweichung ( $3s$ ) betrachtet, dann entspricht dieses Intervall für die Meßgrößen Totaldruck, Wirkungsgrad und reduzierter Drehzahl mindestens der einfachen, höchstens aber der dreifachen Meßunsicherheit dieser Meßgrößen. Beim Massenstrom entspricht dieses Intervall dem 95% Vertrauensbereich der Kennfeldmessungen, bei denen der Mittelwert aus fünf nacheinander aufgenommenen Meßwerten gebildet wird. Abgesehen von der Beeinflussung des Wirkungsgrades und des Totaldruckverhältnisses durch die Sondenmessung, zeigt sich auch bei der Reproduzierbarkeit der Drehzahl und des Massenstromes, daß sich eine konstantere Drehzahlregelung vorteilhaft auf die Qualität der Meßwerte auswirken würde.



Anhang 3 Abbildungen

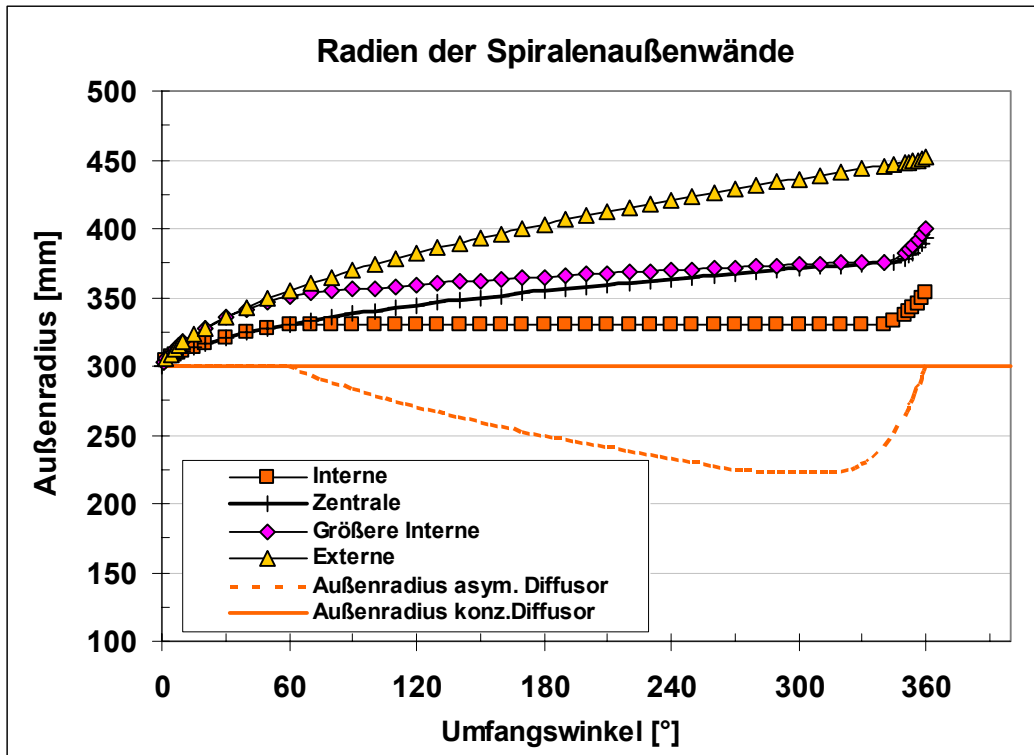


Abbildung A 3-1 Radien der Spiralenaußenwände

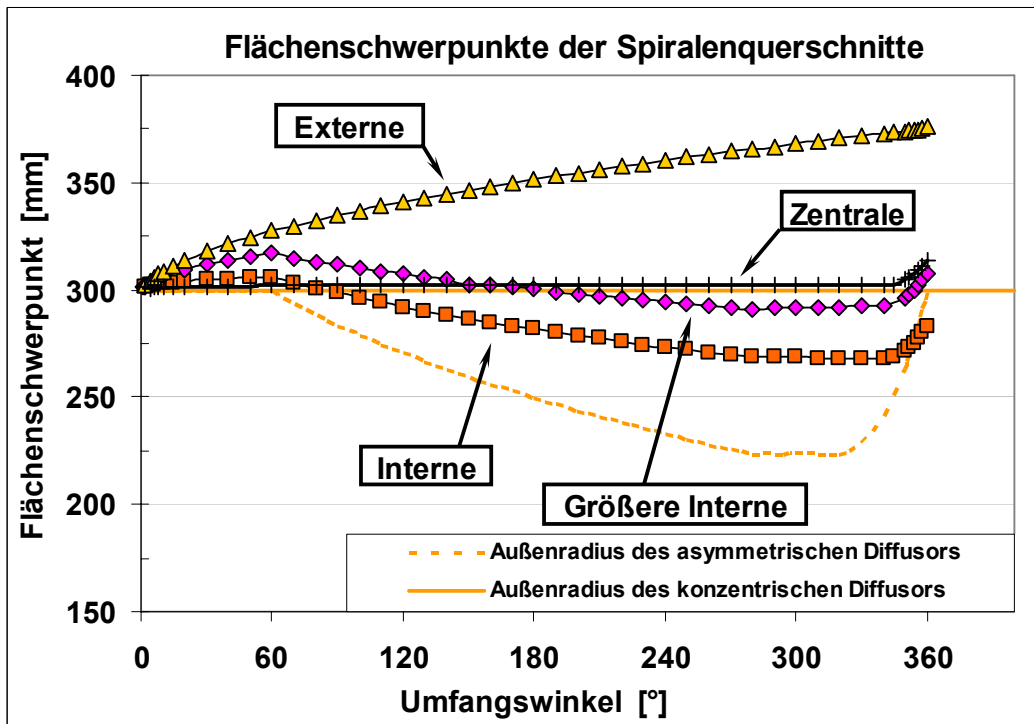


Abbildung A 3-2 Schwerpunktradien der Spiralenquerschnitte

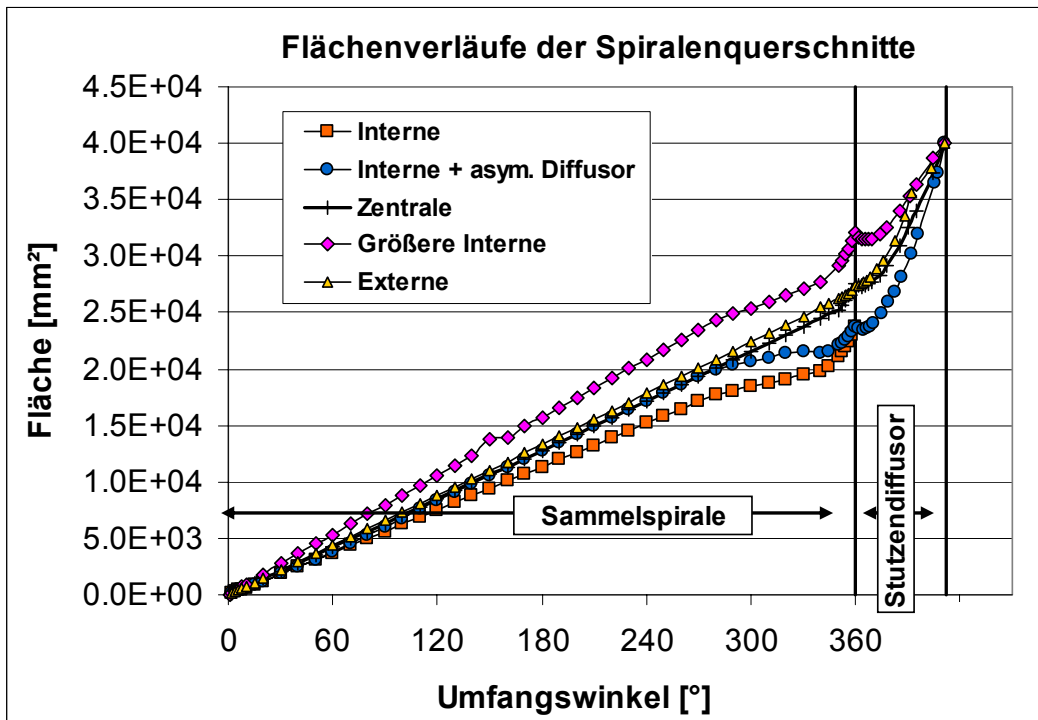


Abbildung A 3-3 Flächenverlauf der Spiralenquerschnitte

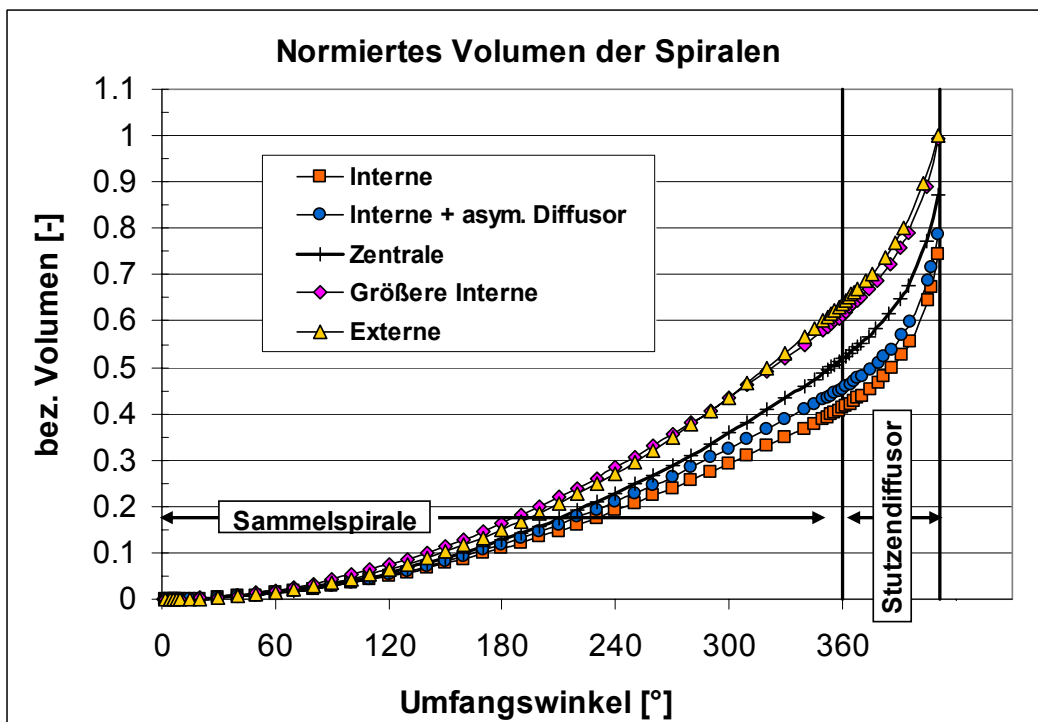


Abbildung A 3-4 Mit dem Gesamtvolumen der externen Spirale normierter Volumenverlauf der Sammelspiralen

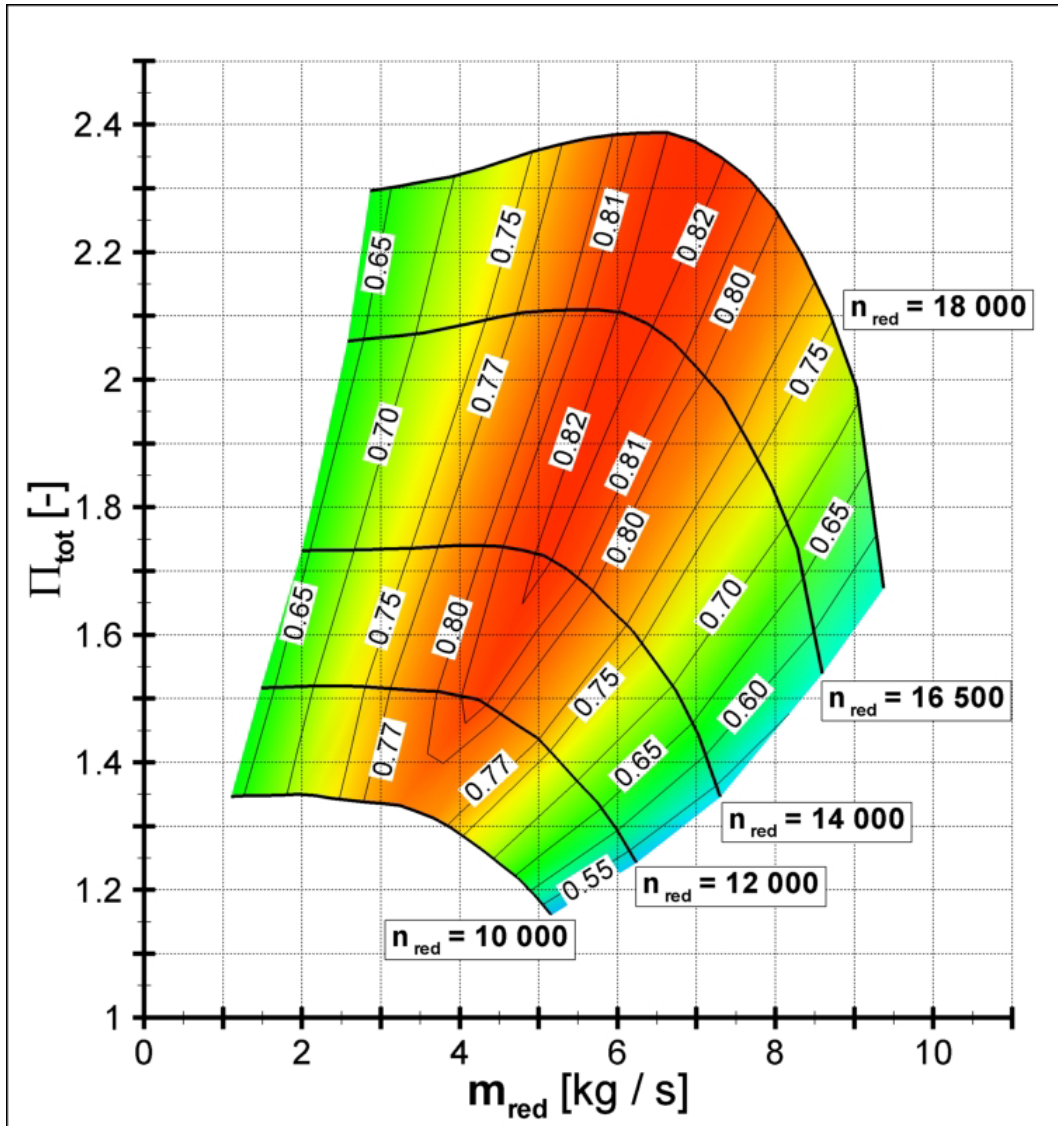


Abbildung A 3-5 Drehzahlkennfeld des Verdichters mit konzentrischem Diffusor und externer Spirale

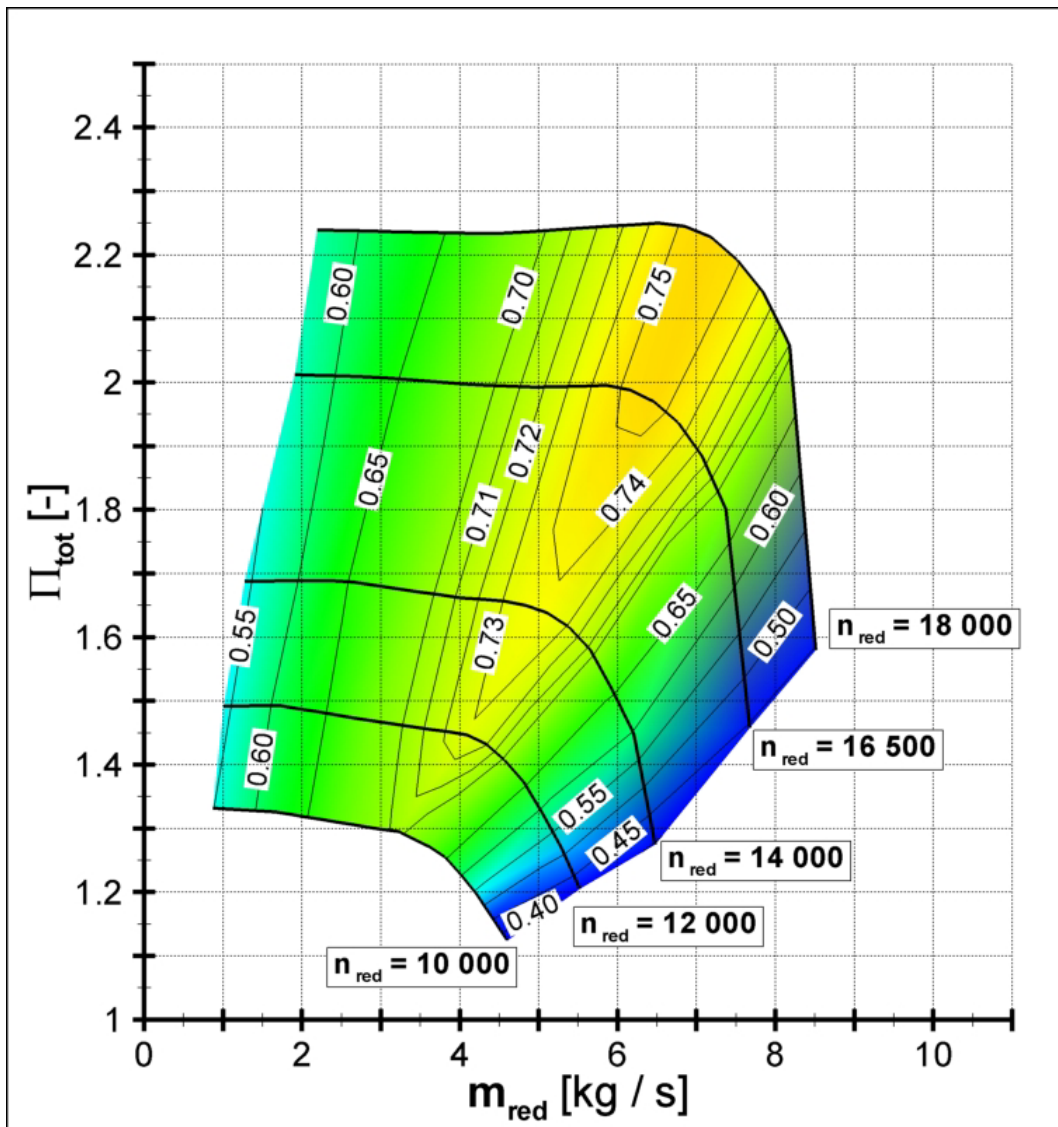


Abbildung A 3-6 Drehzahlkennfeld des Verdichters mit konzentrischem Diffusor und interner Spirale

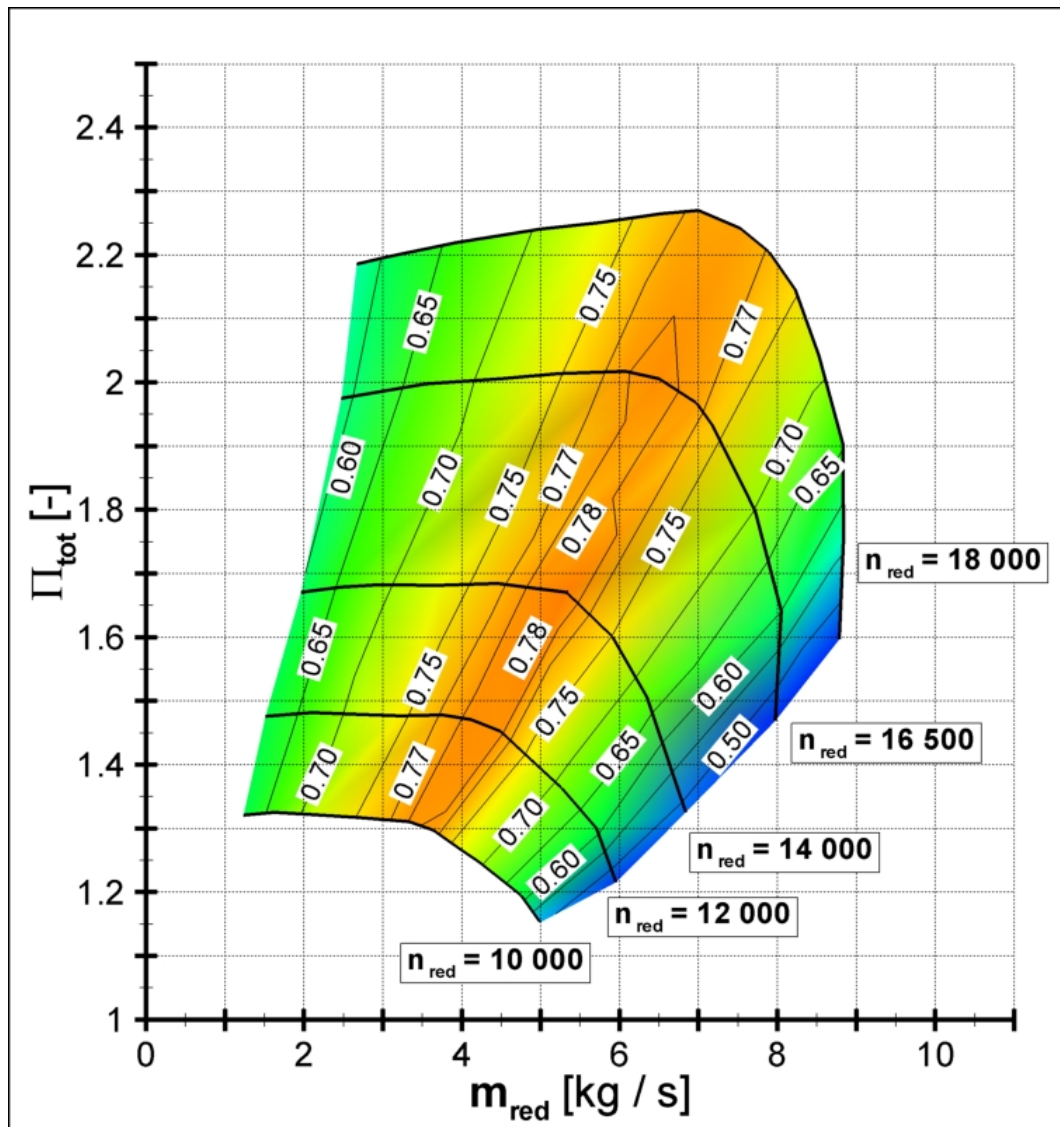


Abbildung A 3-7 Drehzahlkennfeld des Verdichters mit asymmetrischem Diffusor und interner Spirale

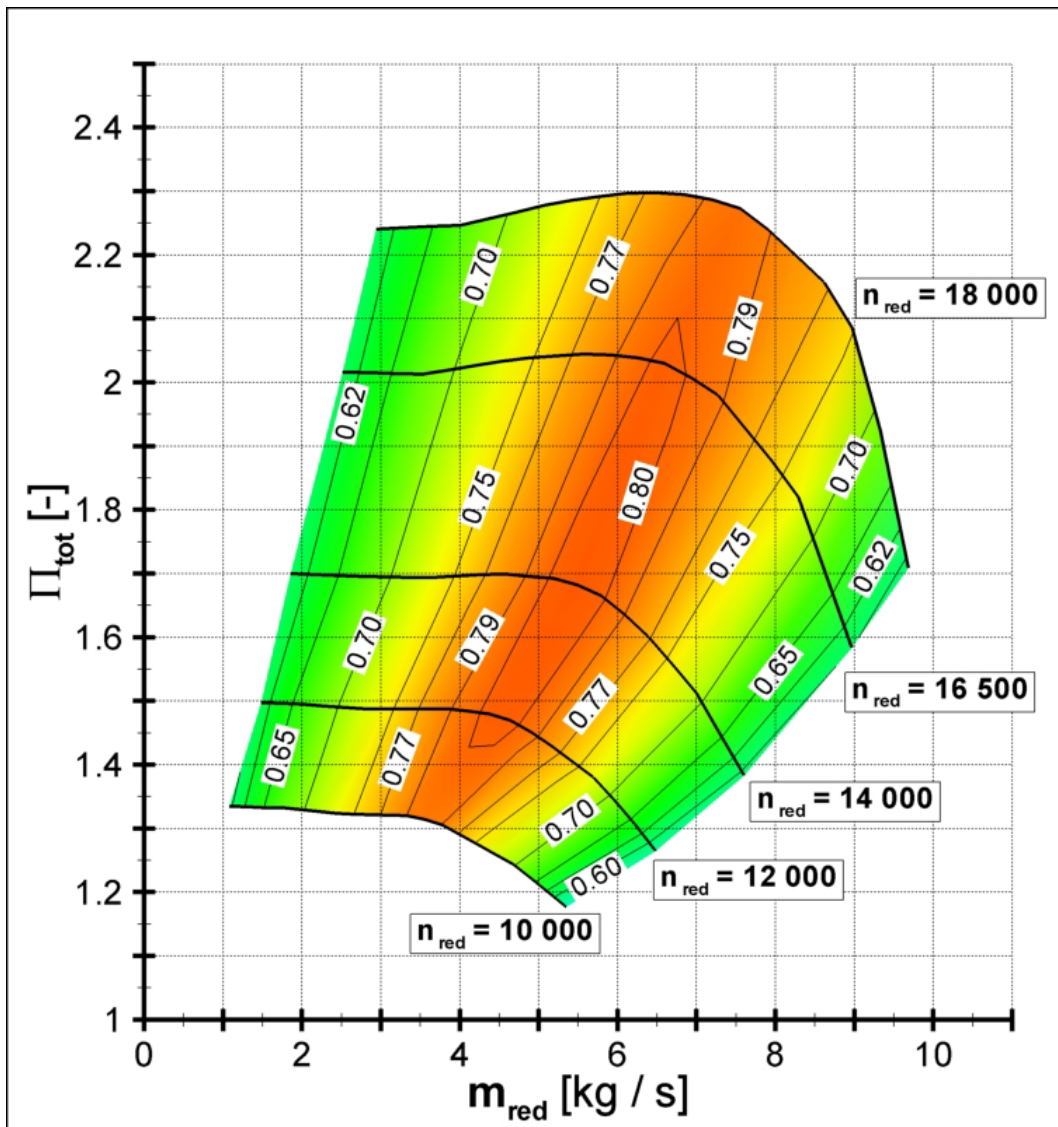


Abbildung A 3-8 Drehzahlkennfeld des Verdichters mit konzentrischem Diffusor und größerer interner Spirale

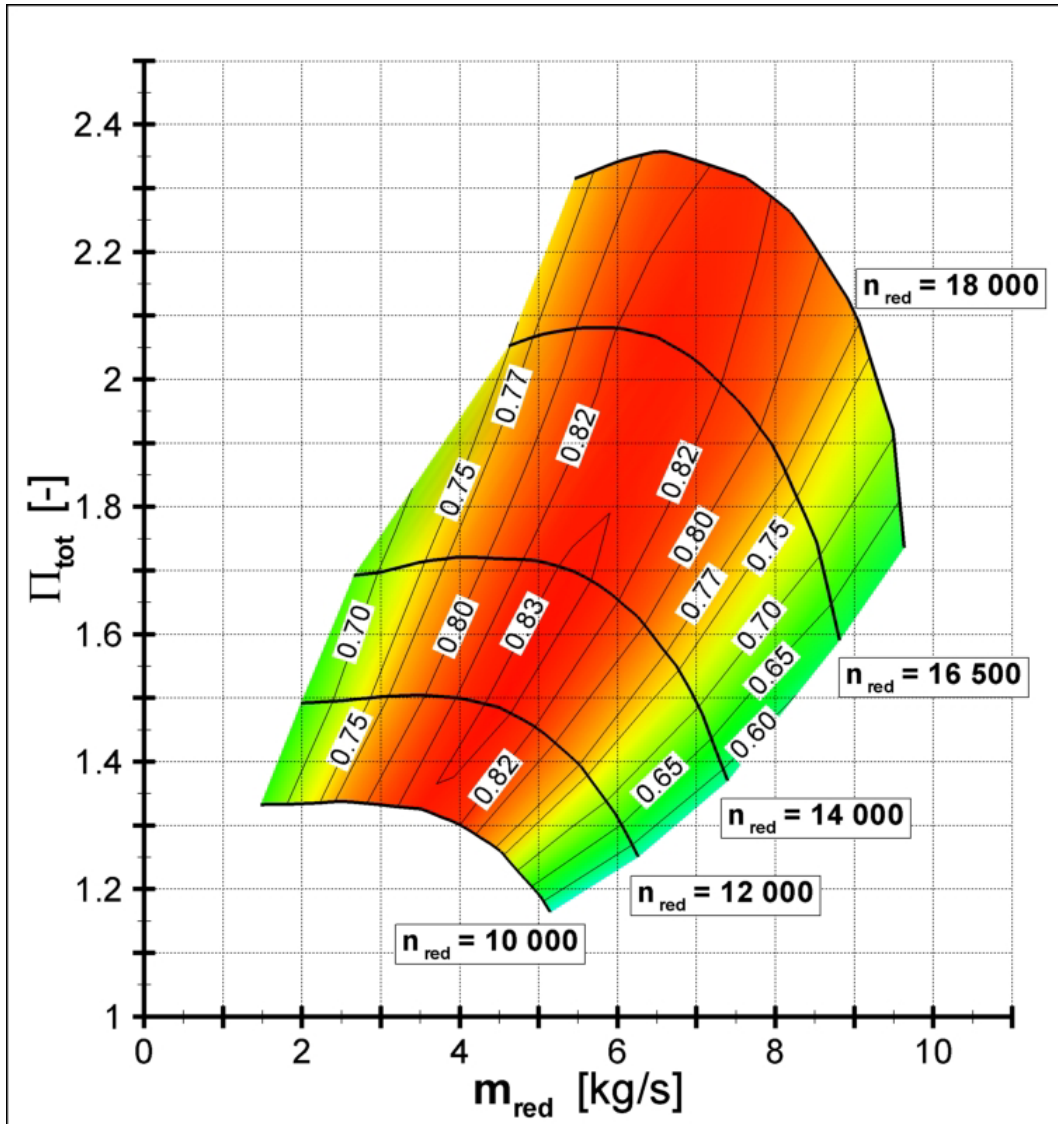


Abbildung A 3-9 Drehzahlkennfeld des Verdichters mit Low-Solidity Diffusor und größerer interner Spirale

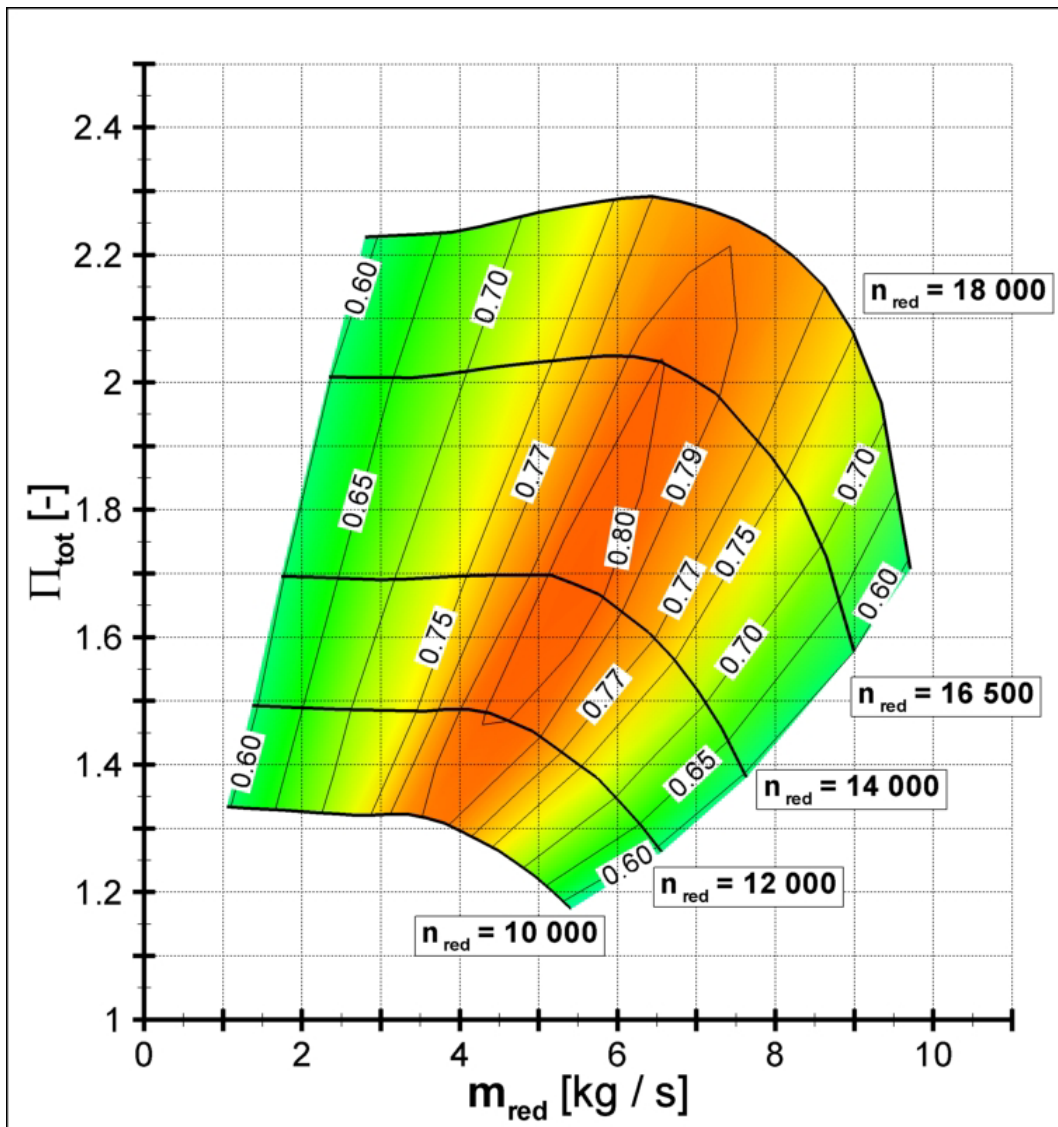


Abbildung A 3-10 Drehzahlkennfeld des Verdichters mit unbeschaufeltm, parallelwandigem Diffusor und größerer interner Spirale



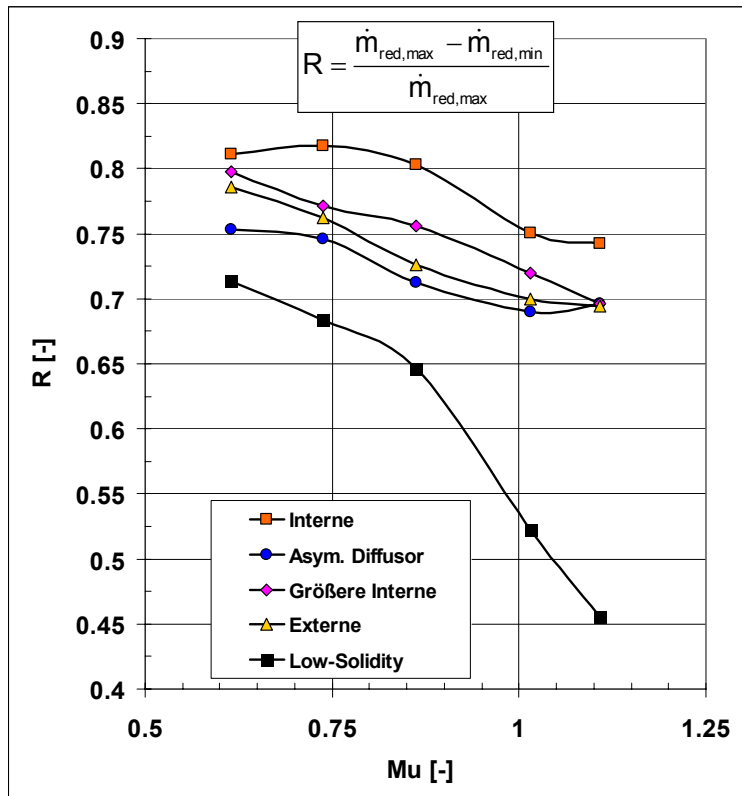


Abbildung A 3-11 Bezogene Kennfeldbreite des „Großen Radialverdichters“ des TFD

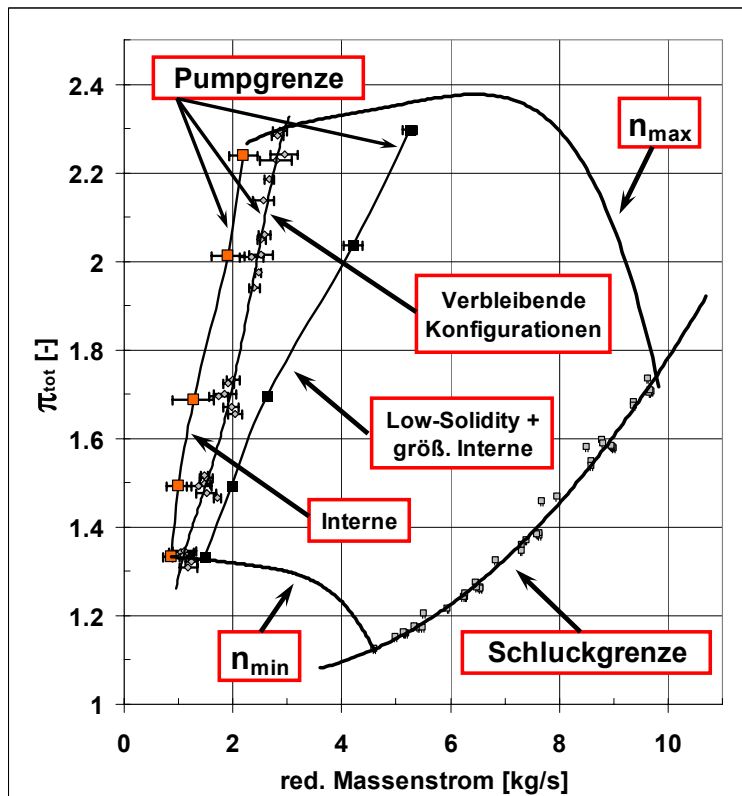


Abbildung A 3-12 Kennfeldgrenzen des „Großen Radialverdichters“ des TFD

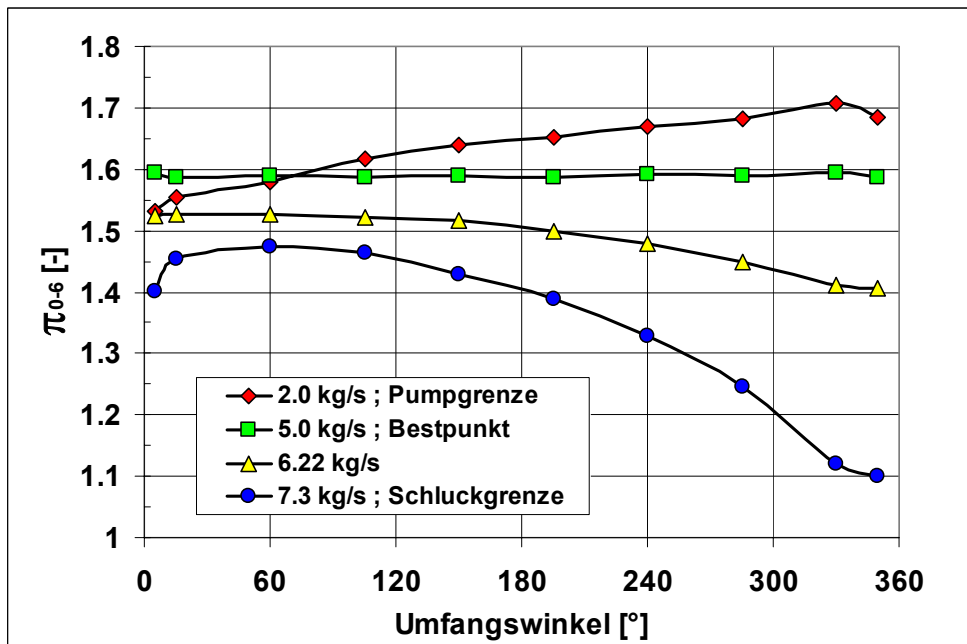
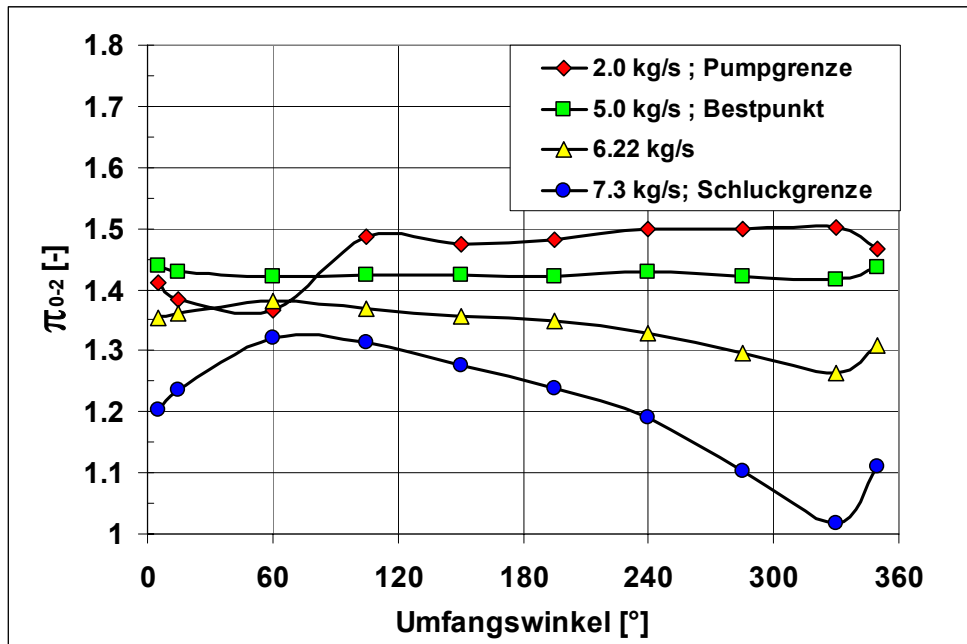


Abbildung A 3-13 Umfangsdruckverteilung am Laufrad- und Diffusoraustritt  
 Verdichter mit konzentrischem unbeschaukeltem Diffusor; externe Spirale  
 $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$

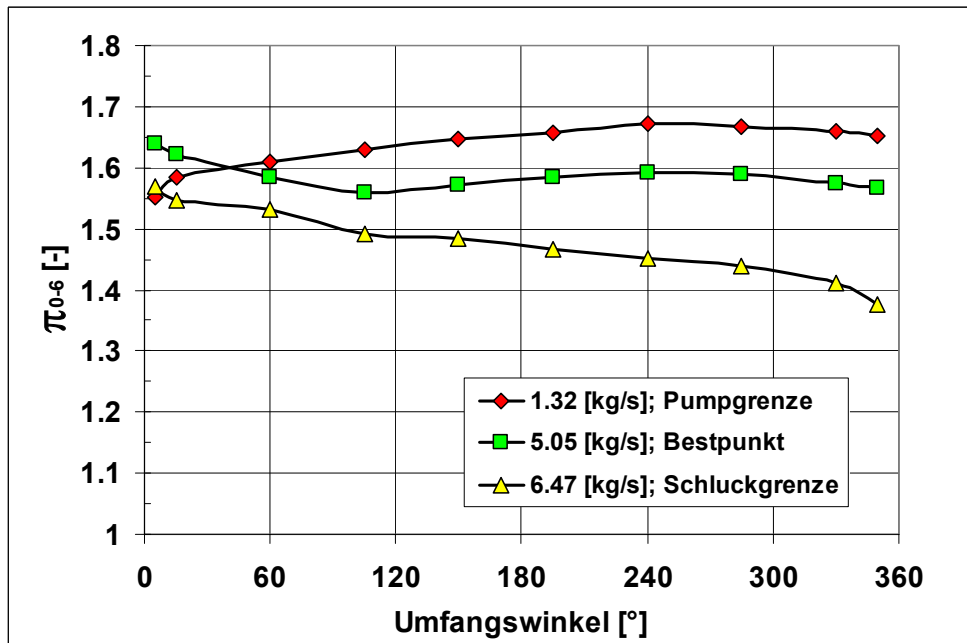
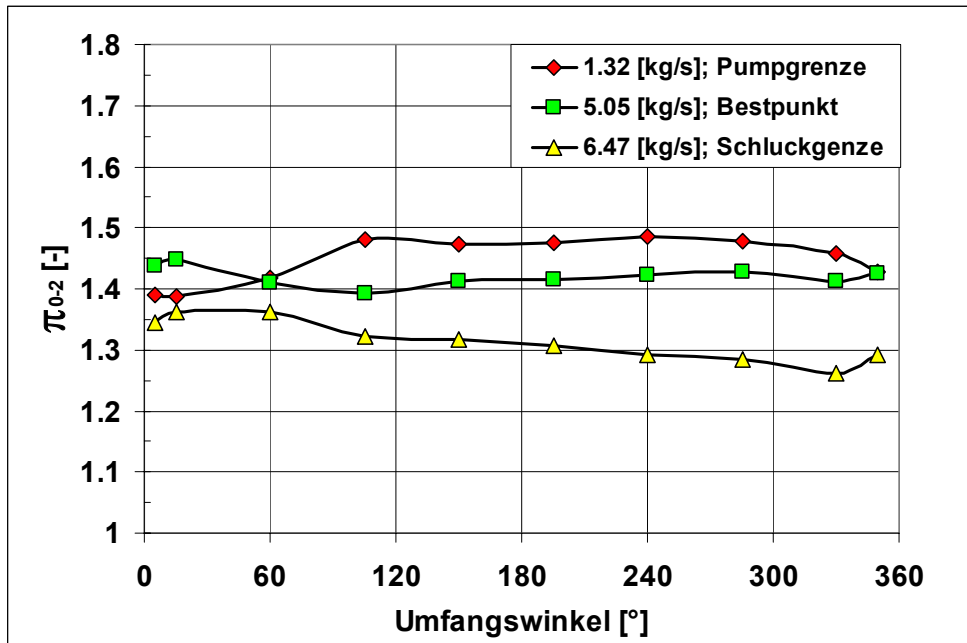


Abbildung A 3-14 Umfangsdruckverteilung am Laufrad- und Diffusoraustritt  
 Verdichter mit konzentrischem, unbeschaukeltem Diffusor; interne Spirale  
 $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$

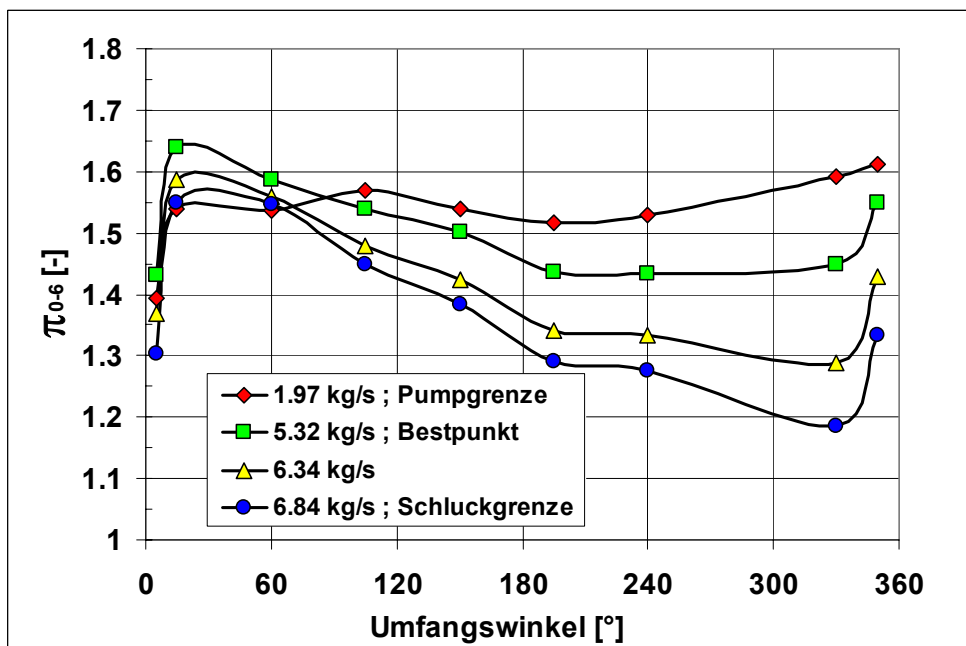
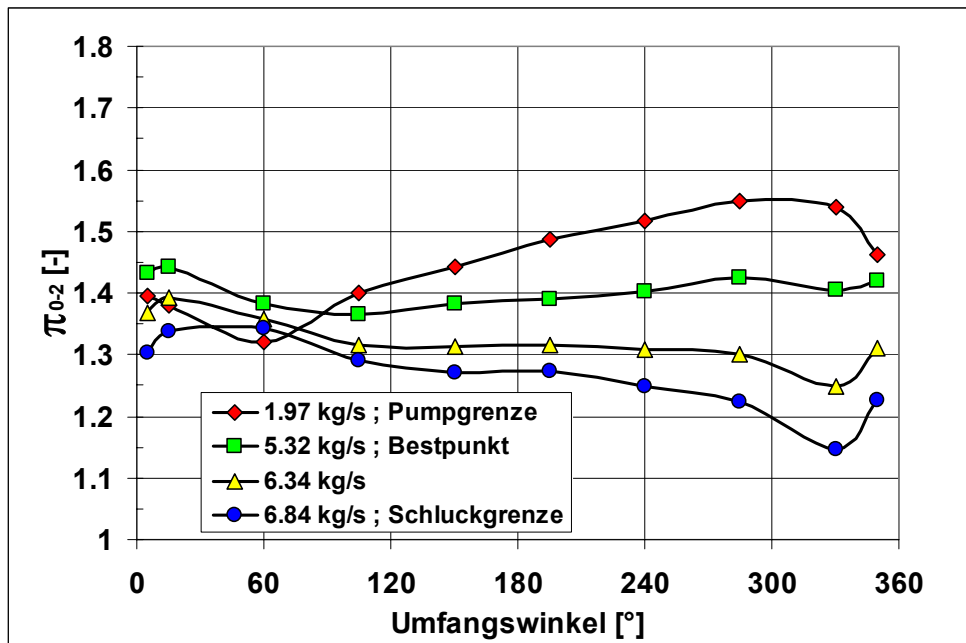


Abbildung A 3-15 Umfangsdruckverteilung am Laufrad- und Diffusoraustritt Verdichter mit asymmetrischem Diffusor und interner Spirale  $n_{red}=14\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$

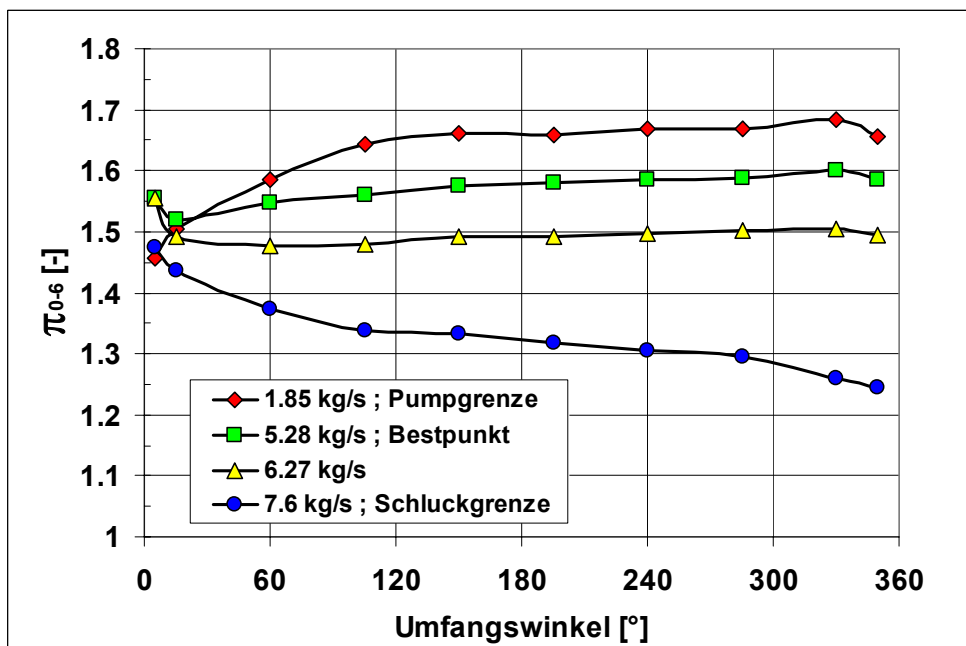
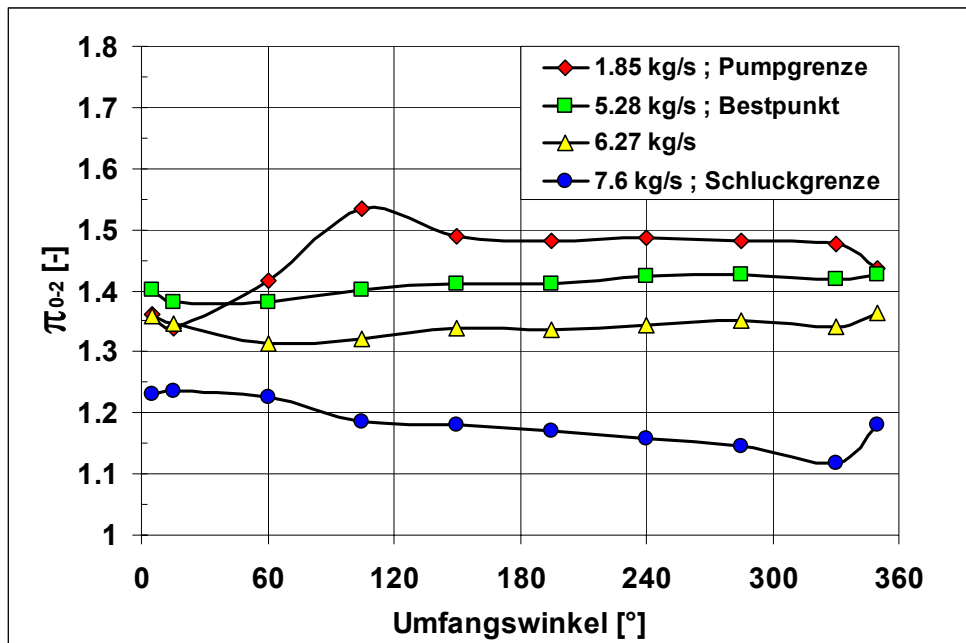


Abbildung A 3-16 Umfangsdruckverteilung am Laufrad- und Diffusoraustritt  
 Verdichter mit schaufellosem Diffusor und größerer interner Spirale  
 $n_{red}=14\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $\mu = 0.86$

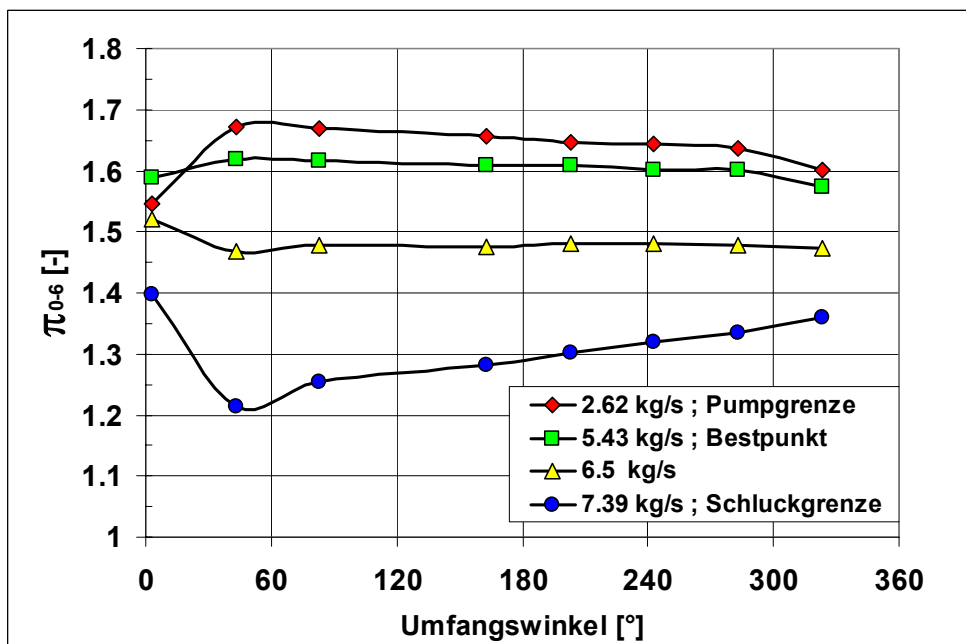
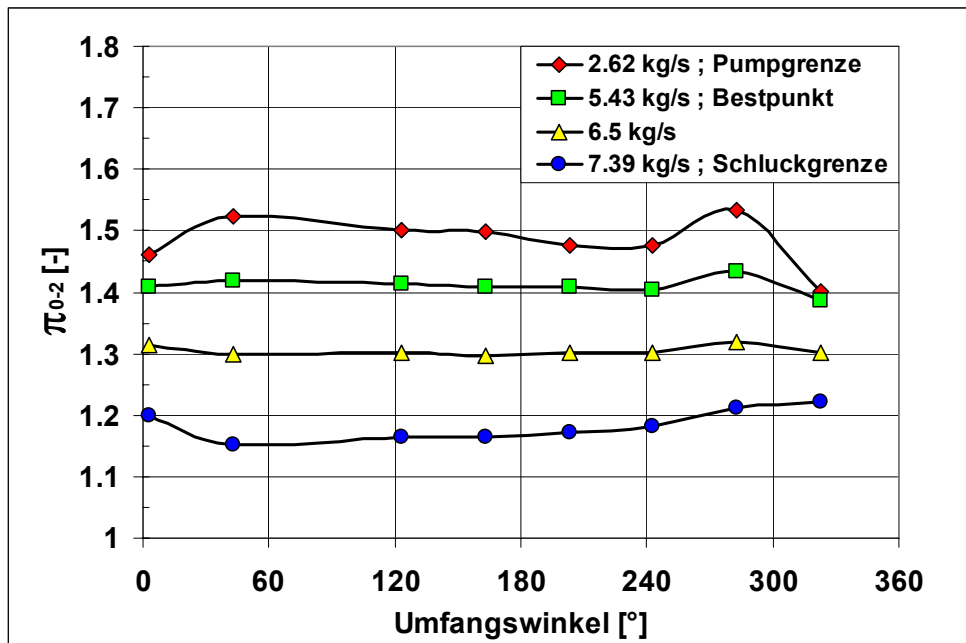


Abbildung A 3-17 Umfangsdruckverteilung am Laufrad- und Diffusoraustritt  
 Verdichter mit Low-Solidity Diffusor und größerer interner Spirale  
 $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$

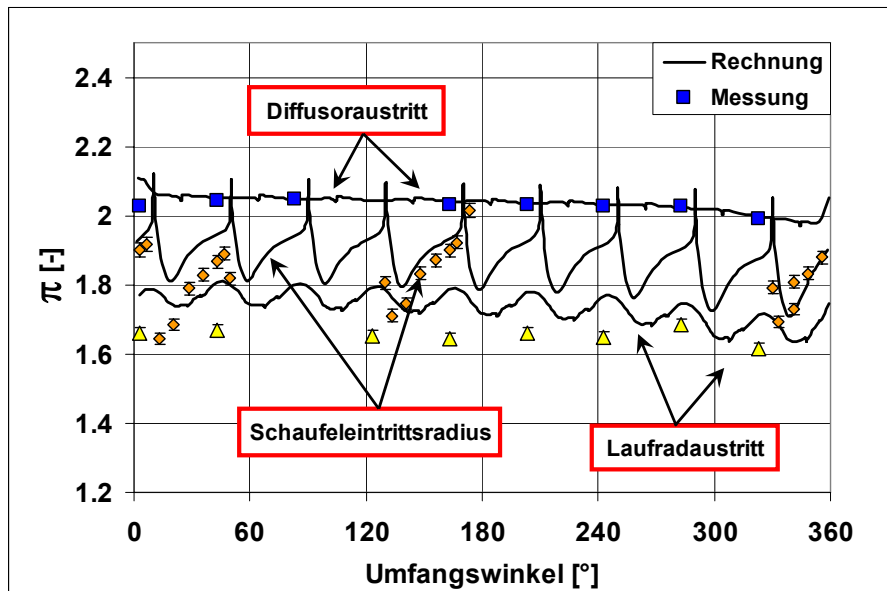


Abbildung A 3-18 Gemessene und gerechnete Umfangsdruckverteilung;  
Verdichter mit Low-Solidity Diffusor –  $n_{\text{red}}=18\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 1.11$ ;  
 $m_{\text{red}}=8.3\text{ kg s}^{-1}$

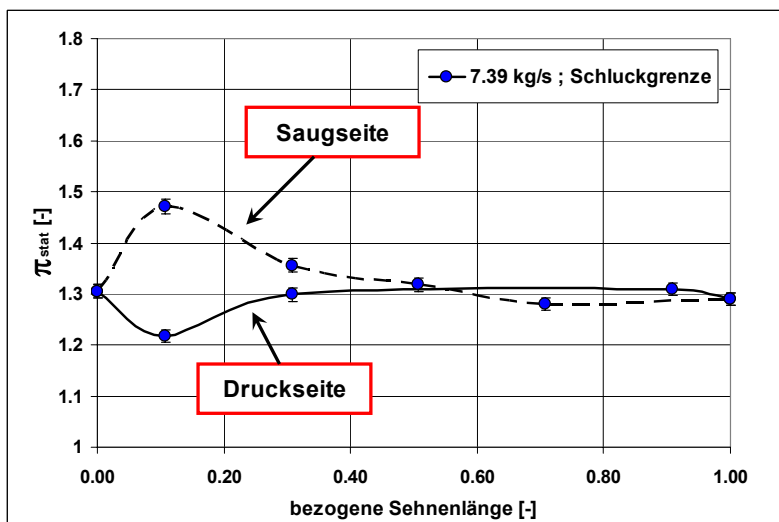
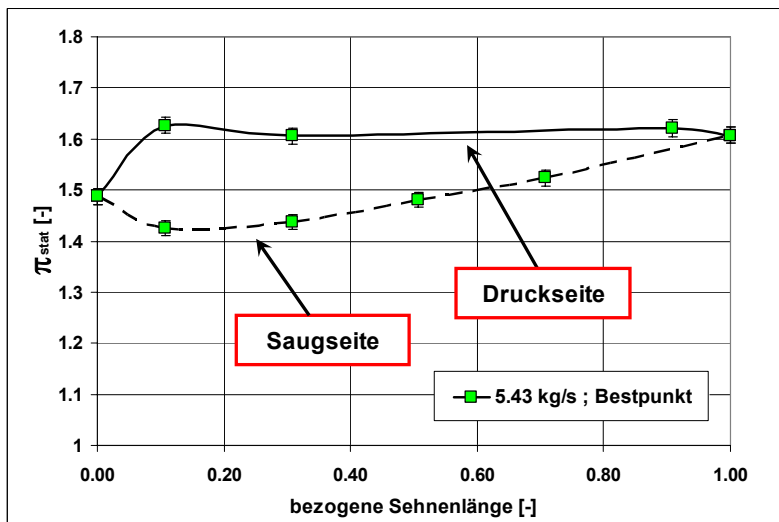
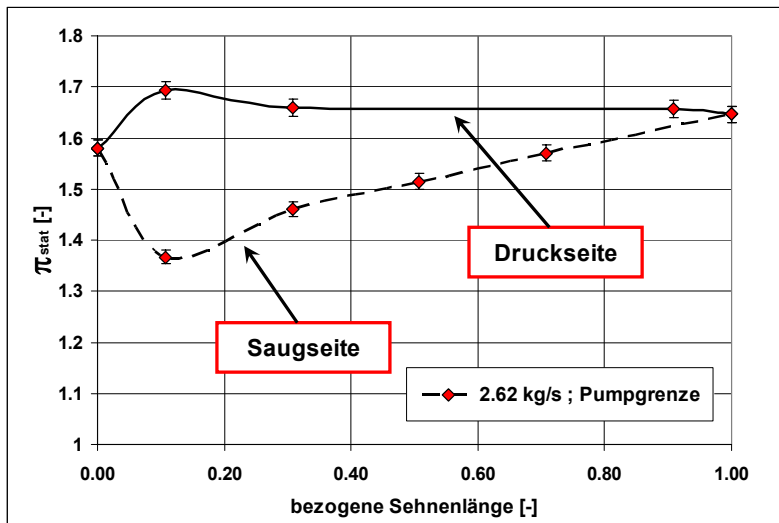


Abbildung A 3-19 Gemessene Profildrücke der Diffusorbeschaufelung –  $n_{red}=14\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$



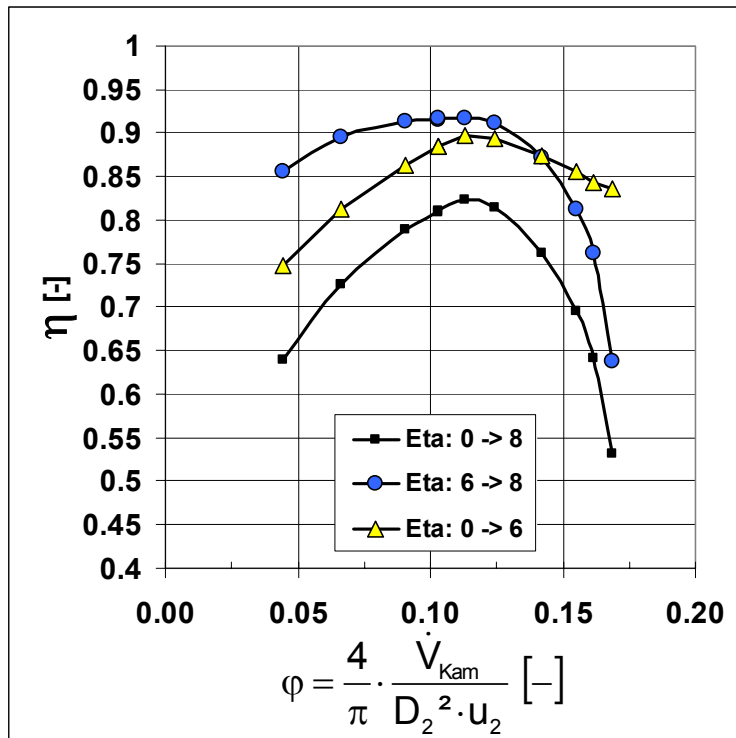


Abbildung A 3-20 Wirkungsgrade des Verdichters –  $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$   
 Verdichter mit externer Spirale und unbeschaufeltem, konvergentem Diffusor

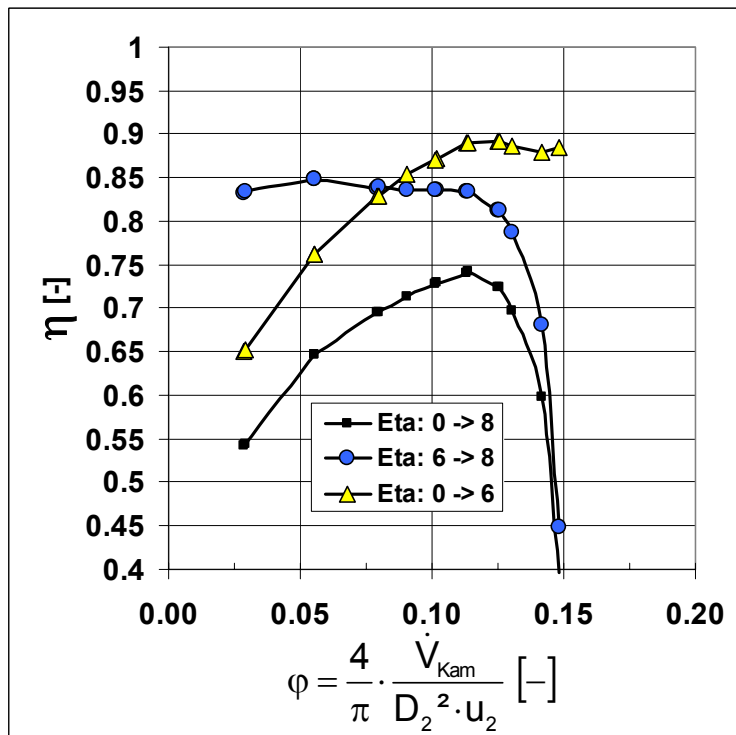


Abbildung A 3-21 Wirkungsgrade des Verdichters –  $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$   
 Verdichter mit interner Spirale und unbeschaufeltem, konvergentem Diffusor

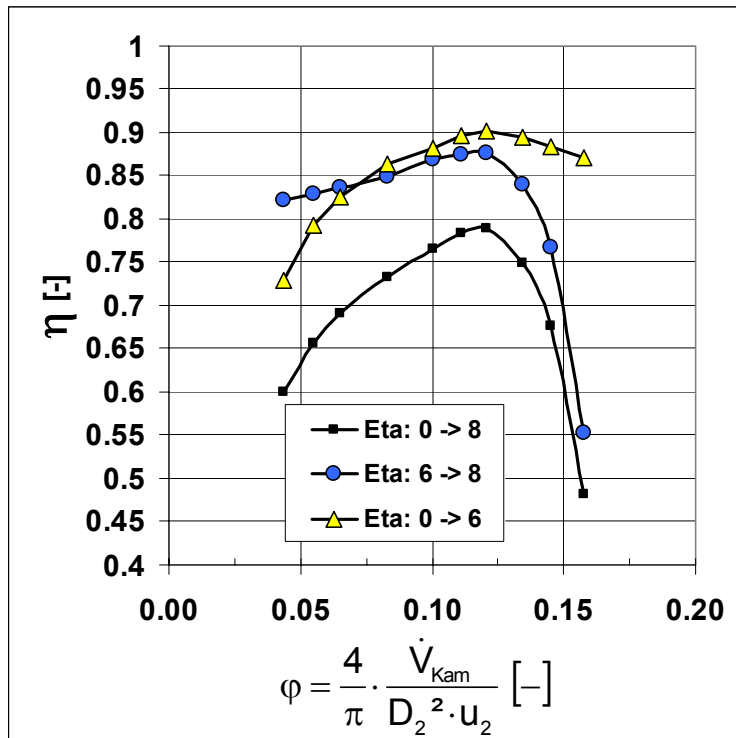


Abbildung A 3-22 Wirkungsgrade des Verdichters –  $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$   
 Verdichter mit interner Spirale und asymmetrischem Diffusor

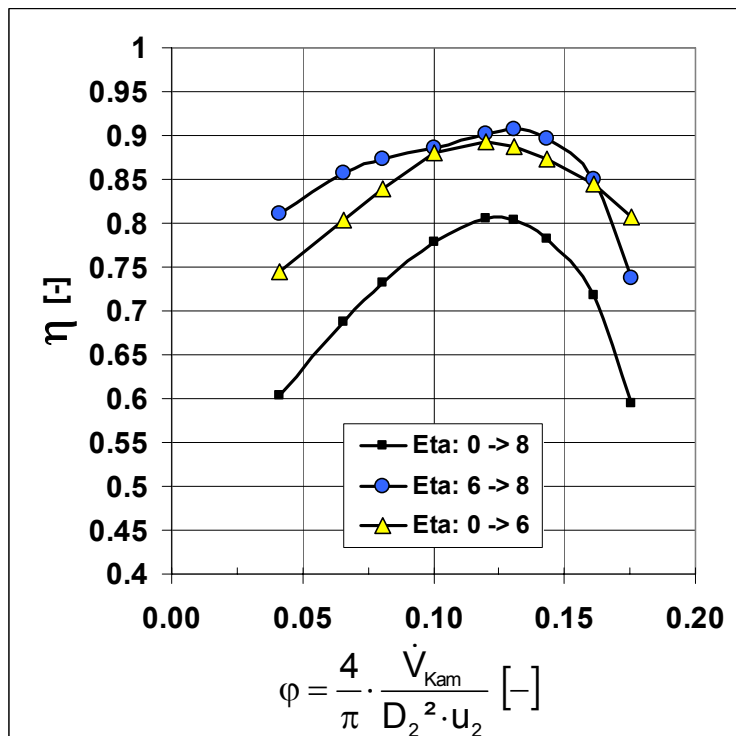


Abbildung A 3-23 Wirkungsgrade des Verdichters -  $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$   
 Verdichter mit größerer interner Spirale und unbeschaufeltem Diffusor

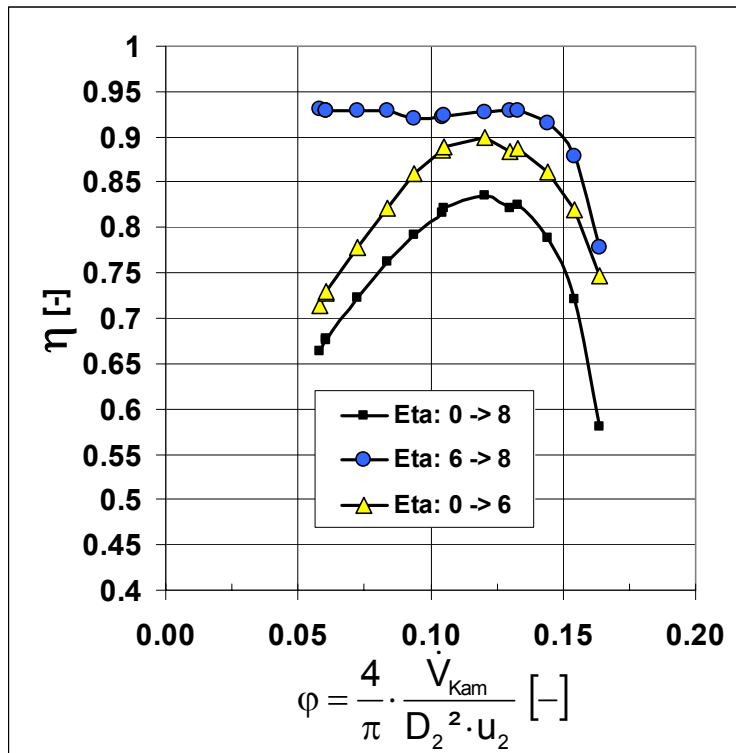


Abbildung A 3-24 Wirkungsgrade des Verdichters –  $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$   
 Verdichter mit größerer interner Spirale und Low-Solidity Diffusor

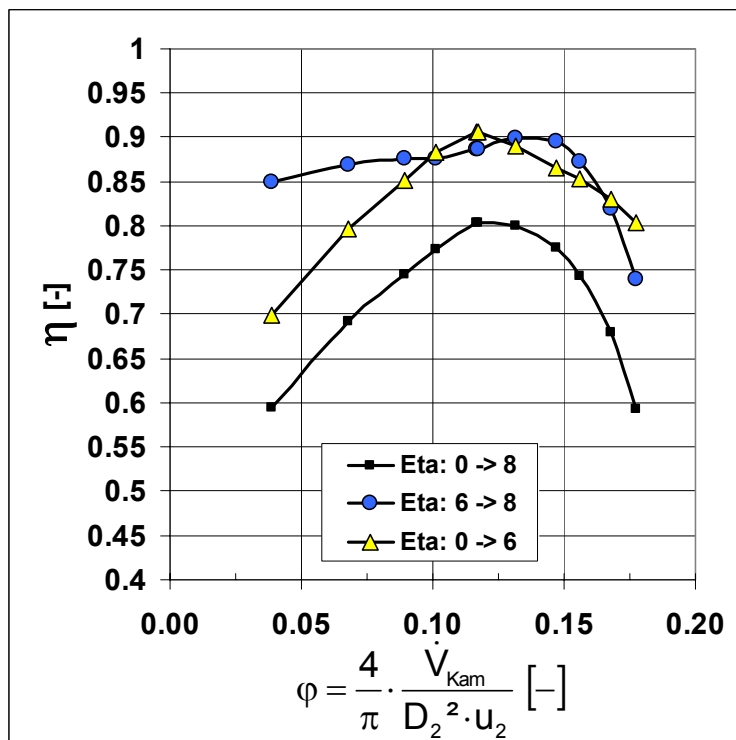
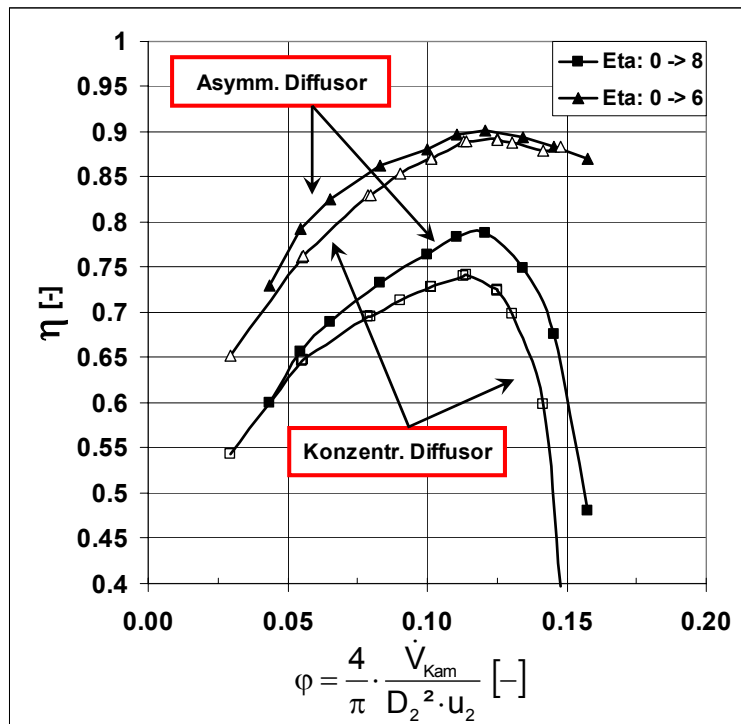
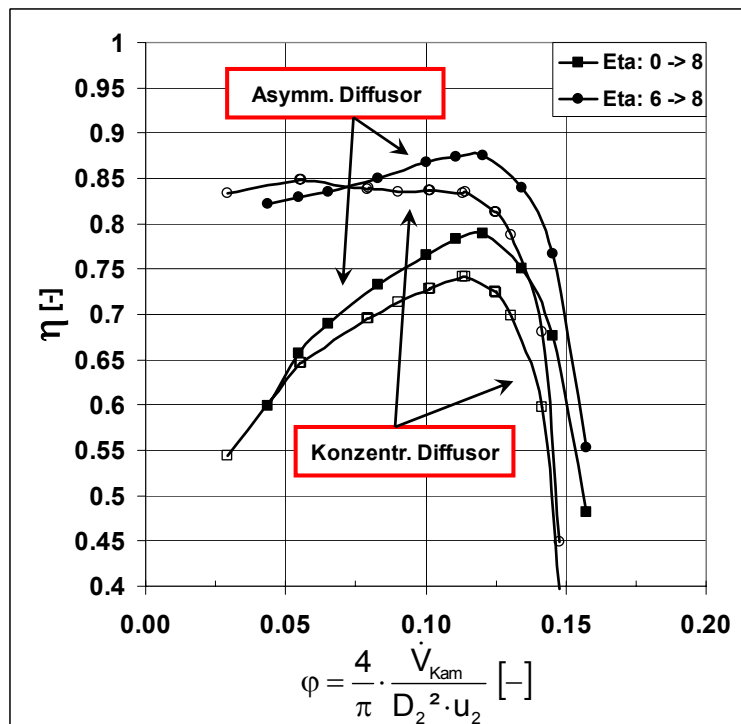


Abbildung A 3-25 Wirkungsgrade des Verdichters –  $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$   
 Verdichter mit größerer, interner Spirale und parallelwandigem Diffusor;



a) Wirkungsgrad bis Diffusoraustritt



b) Wirkungsgrad der Spirale (inklusive Stützdiffusor)

Abbildung A 3-26 Komponentenwirkungsgrade des Verdichters mit konzentrischem bzw. asymmetrischem Diffusor; interne Spirale –  $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$

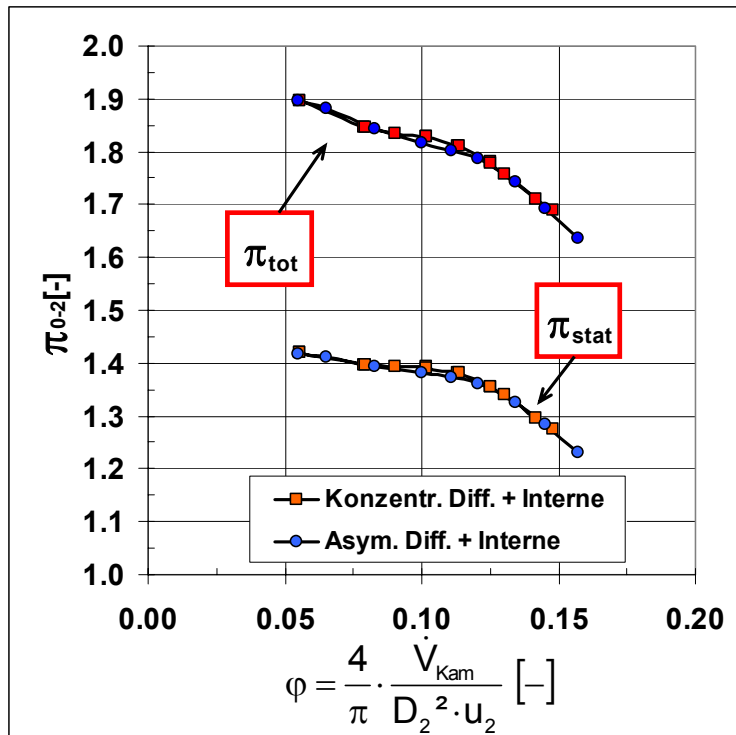


Abbildung A 3-27 Druckverhältnisse des Verdichters mit interner Spirale und konzentrischem bzw. asymmetrischem Diffusor  
 $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$

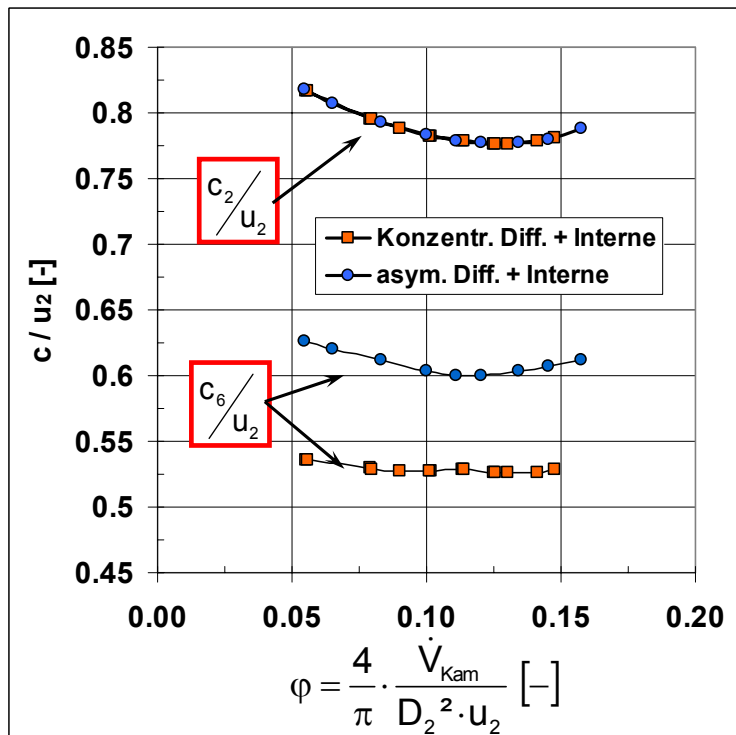


Abbildung A 3-28 Geschwindigkeitsverhältnisse des Verdichters mit interner Spirale und konzentrischem bzw. asymmetrischem Diffusor  
 $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$

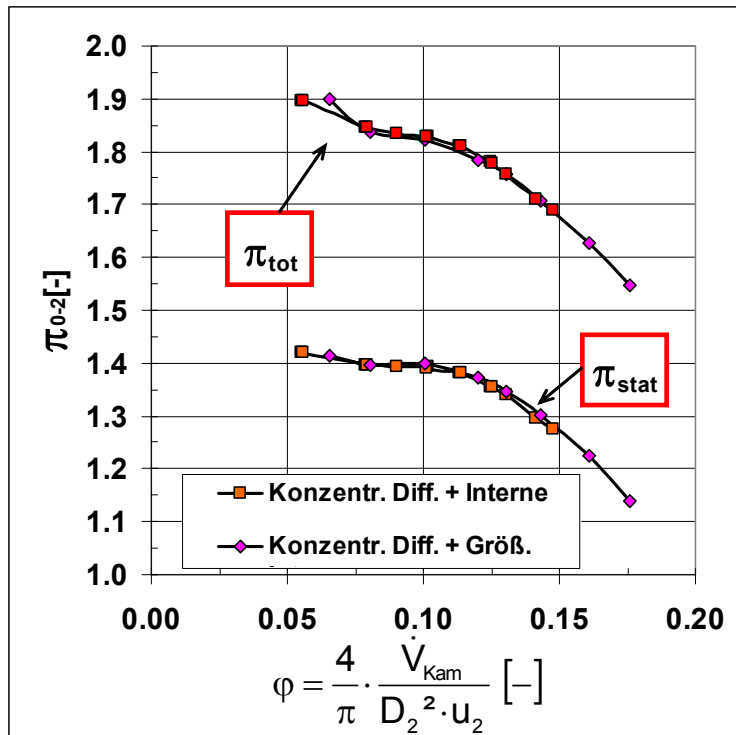


Abbildung A 3-29 Druckverhältnisse des Verdichters mit konzentrischem Diffusor und interner Spirale bzw. größerer interner Spirale  
 $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$

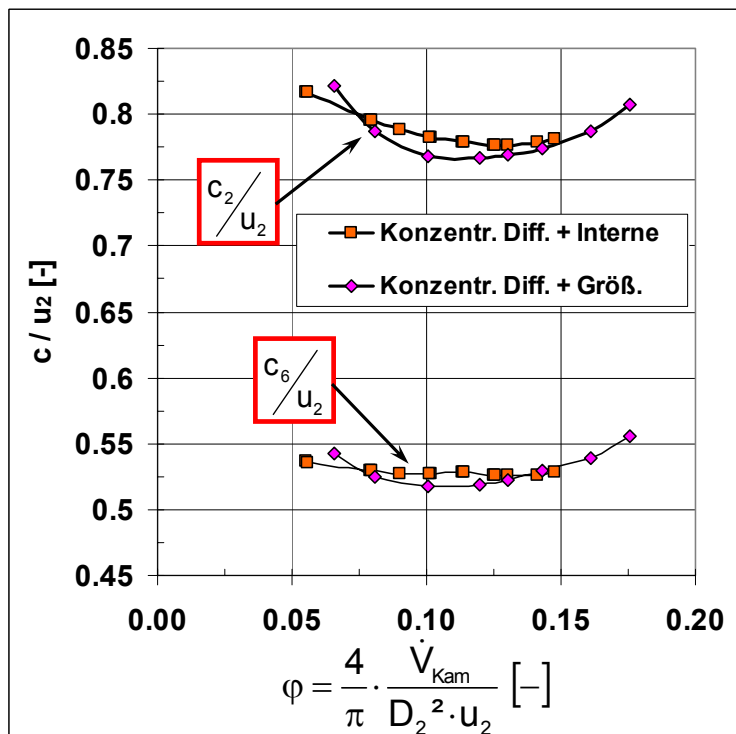


Abbildung A 3-30 Geschwindigkeitsverhältnisse des Verdichters mit konzentrischem Diffusor und interner Spirale bzw. größerer interner Spirale  
 $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$

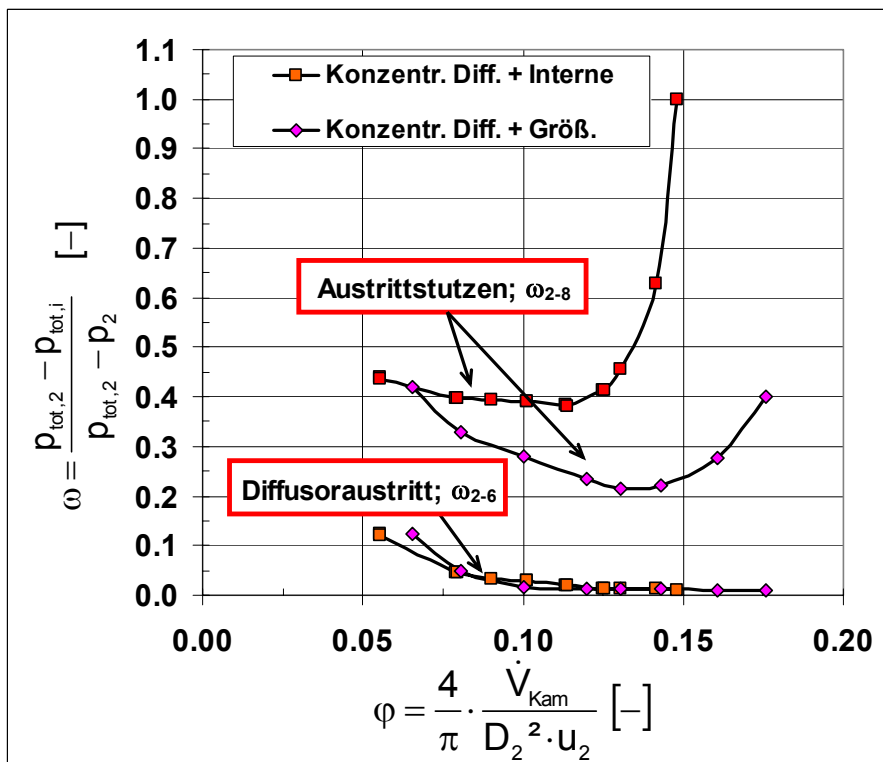
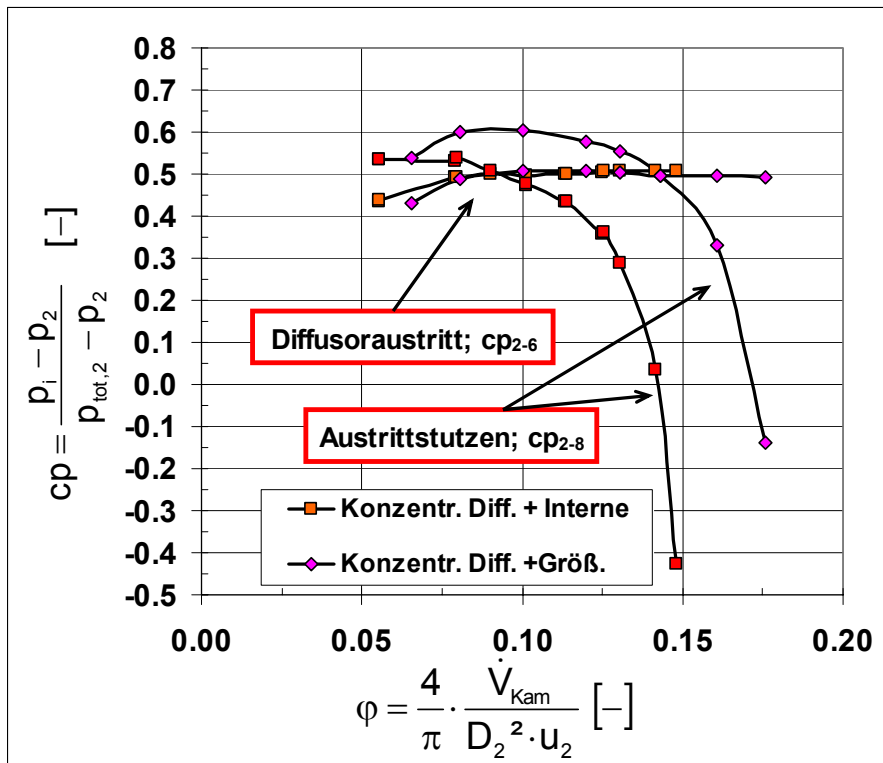


Abbildung A 3-31  $C_p$  und  $\omega$  des Verdichters mit interner Spirale bzw. größerer interner Spirale; konzentrischer, unbeschauelter Diffusor –  $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$

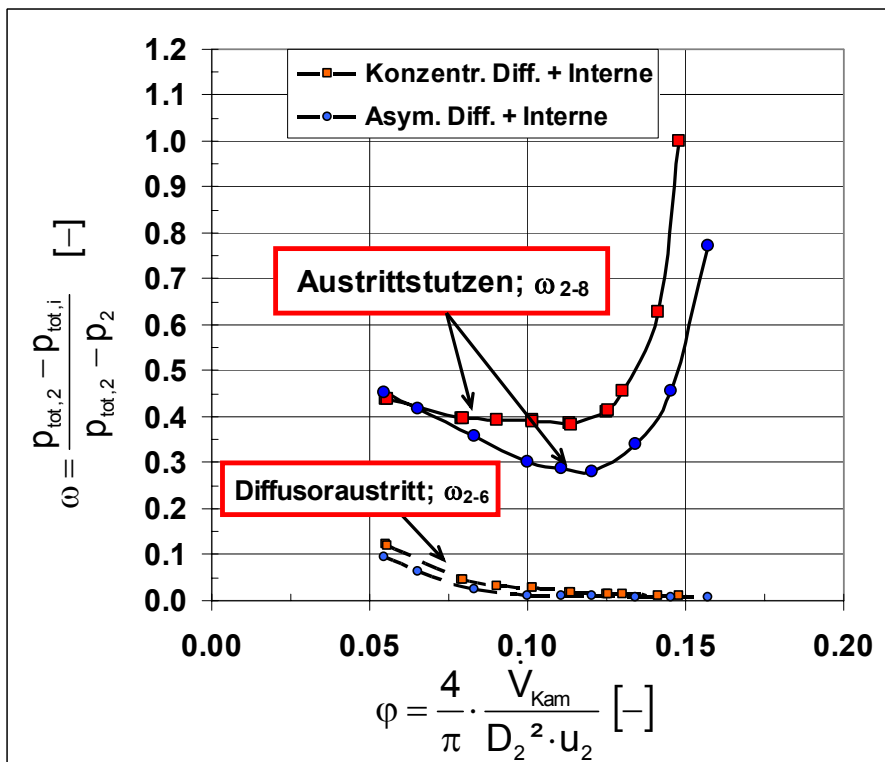
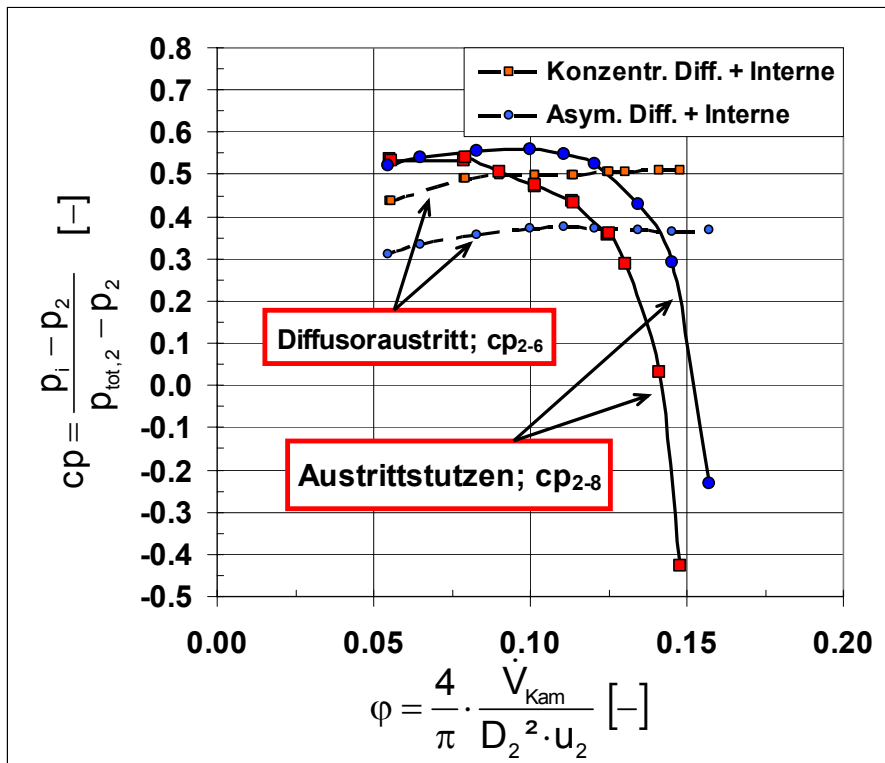


Abbildung A 3-32  $C_p$  und  $\omega$  des Verdichters mit interner Spirale und konzentrischem bzw. asymmetrischem Diffusor –  $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 0.86$



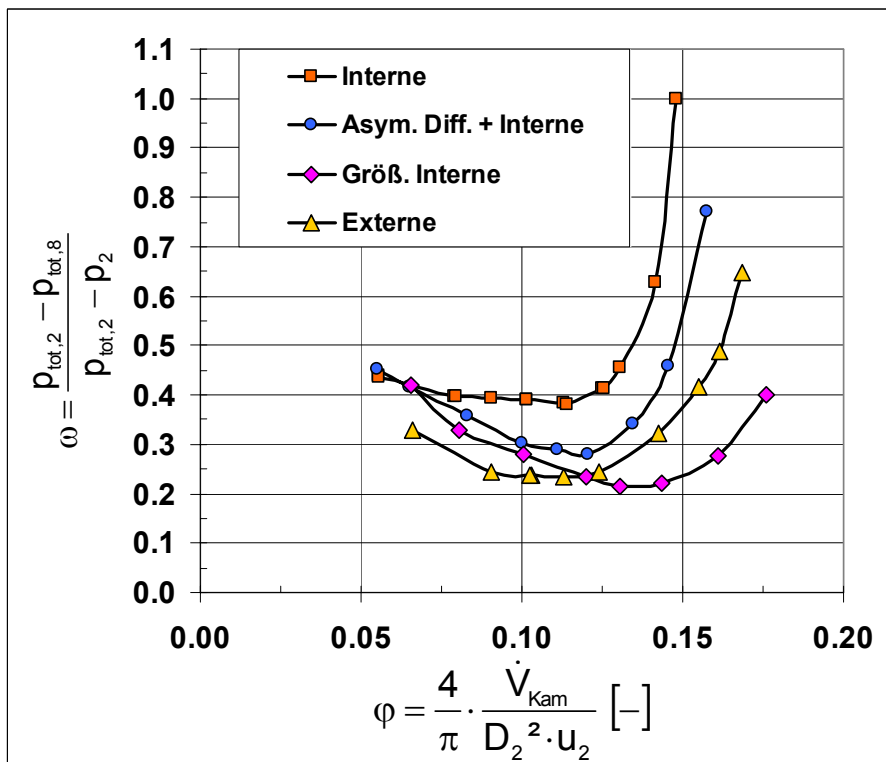
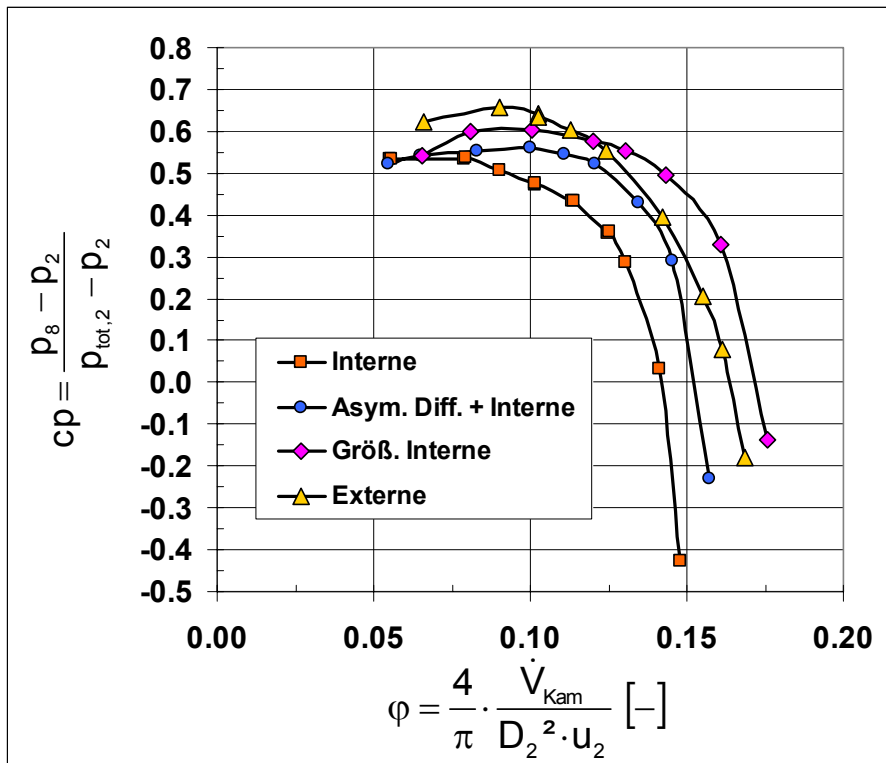


Abbildung A 3-33 Drucksteigerungs- und Verlustkoeffizient der Verdichterkonfigurationen  $n_{red}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\mu = 0.86$

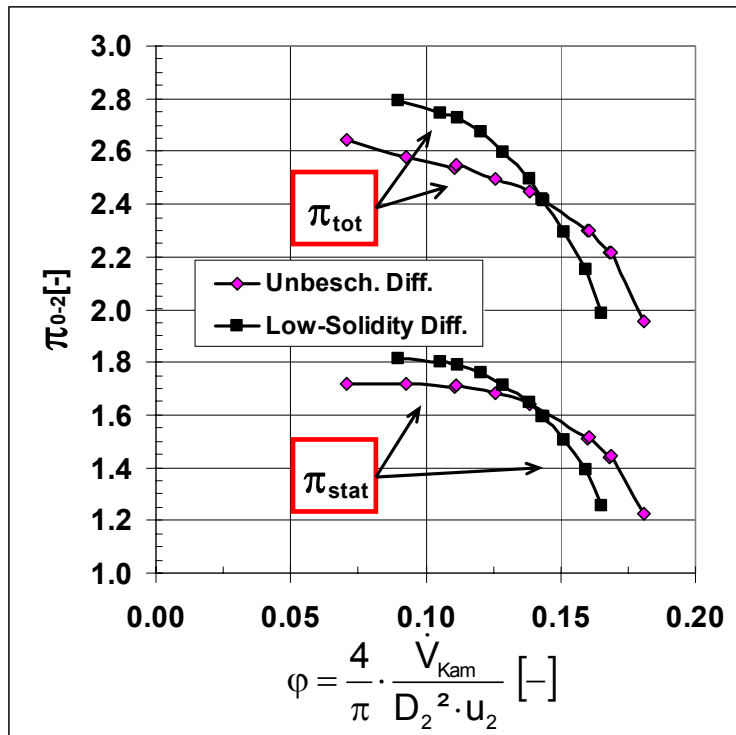


Abbildung A 3-34 Druckverhältnisse des Verdichters mit größerer interner Spirale und LS-Diffusor bzw. unbeschaukeltem Diffusor –  $n_{red}=18\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $Mu = 1.11$

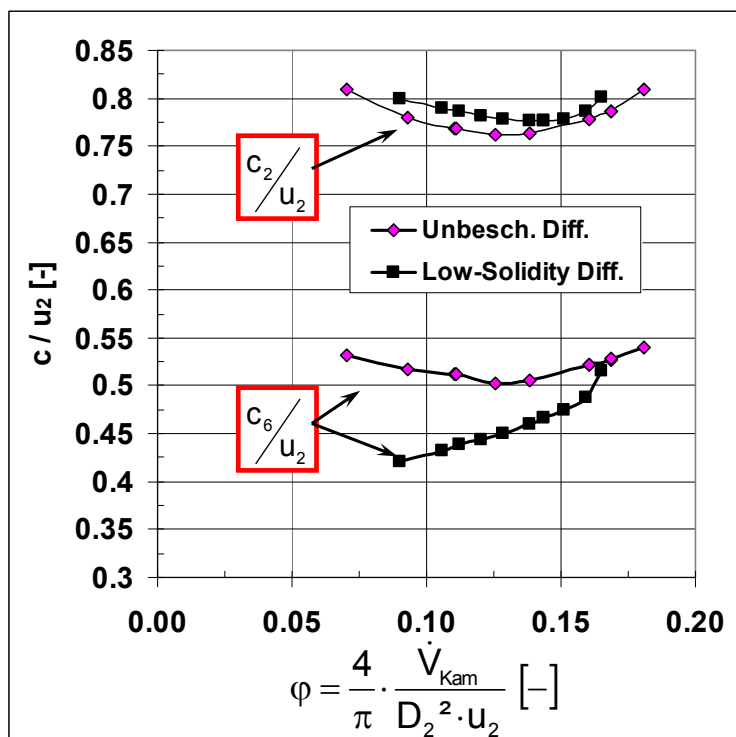


Abbildung A 3-35 Geschwindigkeitsverhältnisse des Verdichters mit größerer interner Spirale und LS-Diffusor bzw. unbeschaukeltem Diffusor  $n_{red}=18\ 000\ \text{min}^{-1}$ ;  $Mu = 1.11$

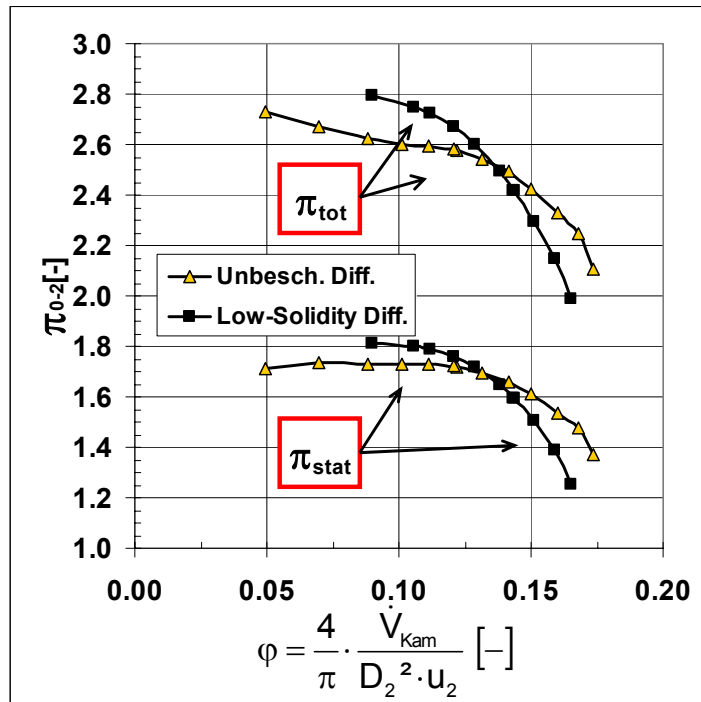


Abbildung A 3-36 Druckverhältnisse des Verdichters –  $n_{red}=18\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 1.11$   
 Verdichter mit größerer interner Spirale und LS-Diffusor  
 Verdichter mit externer Spirale und unbeschaukeltem Diffusor

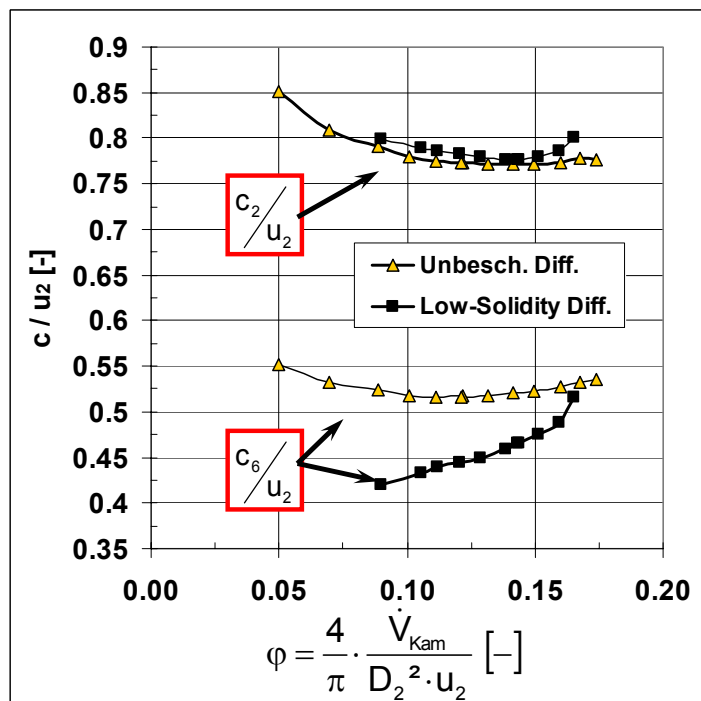


Abbildung A 3-37 Geschwindigkeitsverhältnisse des Verdichters  
 Verdichter mit größerer interner Spirale und LS-Diffusor  
 Verdichter mit externer Spirale und unbeschaukeltem Diffusor  
 $n_{red}=18\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 1.11$

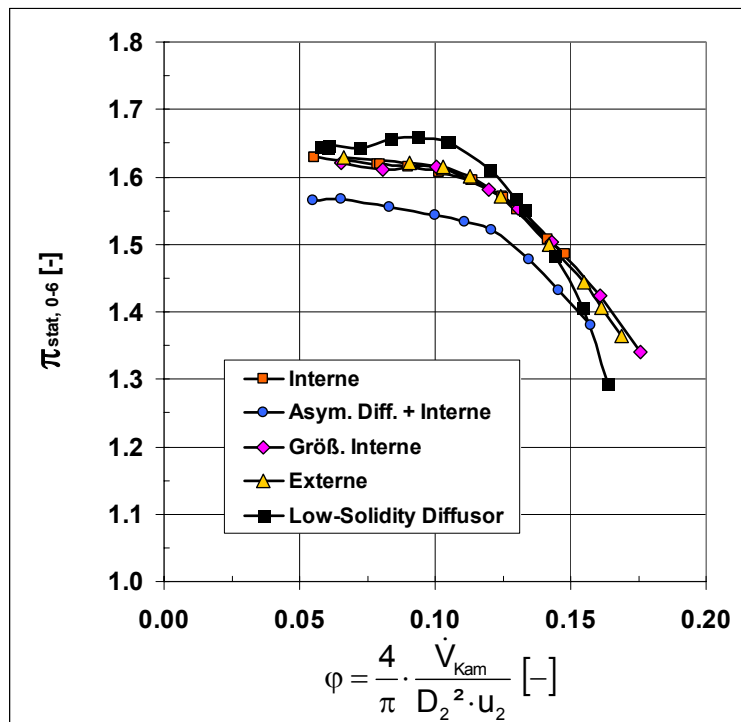


Abbildung A 3-38 Druckverhältnis am Diffusoraustritt; alle Konfigurationen  $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$

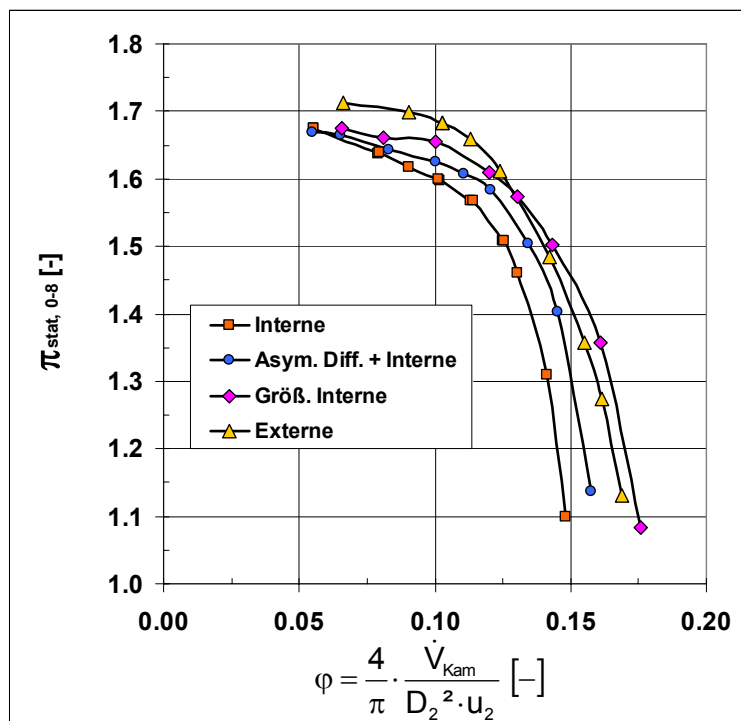


Abbildung A 3-39 Druckverhältnis am Verdichteraustritt alle Konfigurationen  $n_{\text{red}}=14\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 0.86$

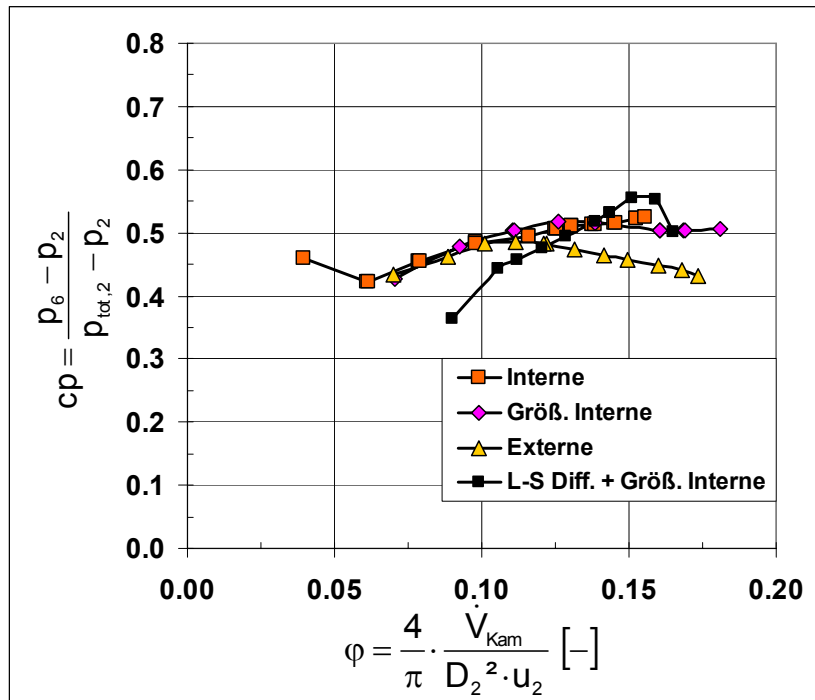


Abbildung A 3-40 Drucksteigerungskoeffizient des Radialdiffusors  
 $n_{red}=18\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 1.11$

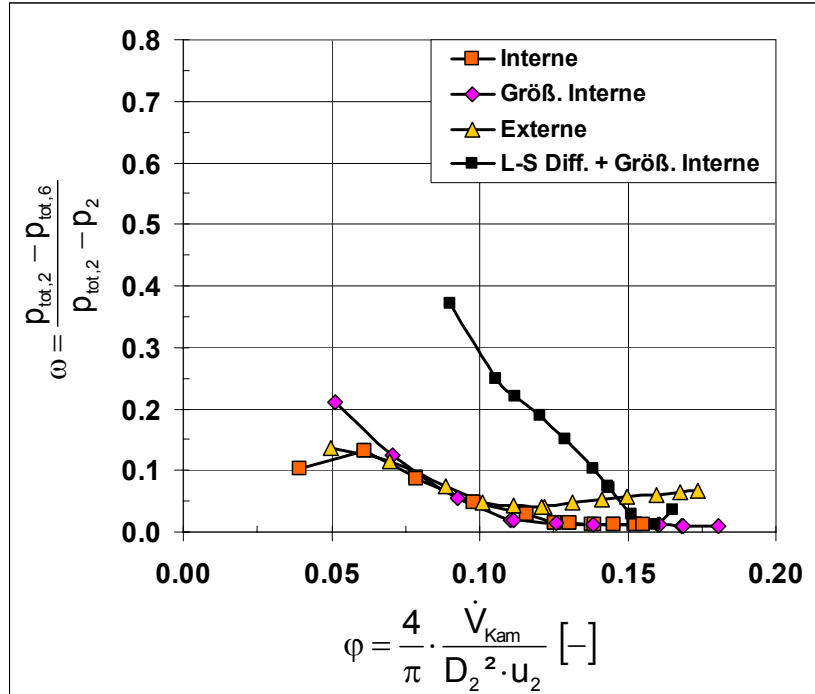


Abbildung A 3-41 Verlustkoeffizient des Radialdiffusors –  $n_{red}=18\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $Mu = 1.11$

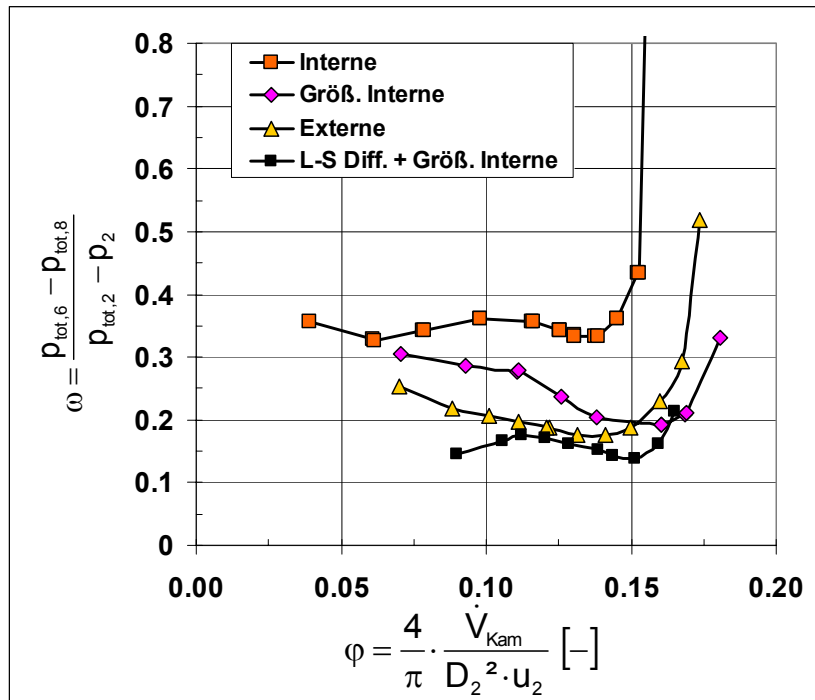


Abbildung A 3-42 Verlustkoeffizient der Sammelspirale –  $n_{\text{red}}=18\,000\text{ min}^{-1}$ ;  $\text{Mu} = 1.11$

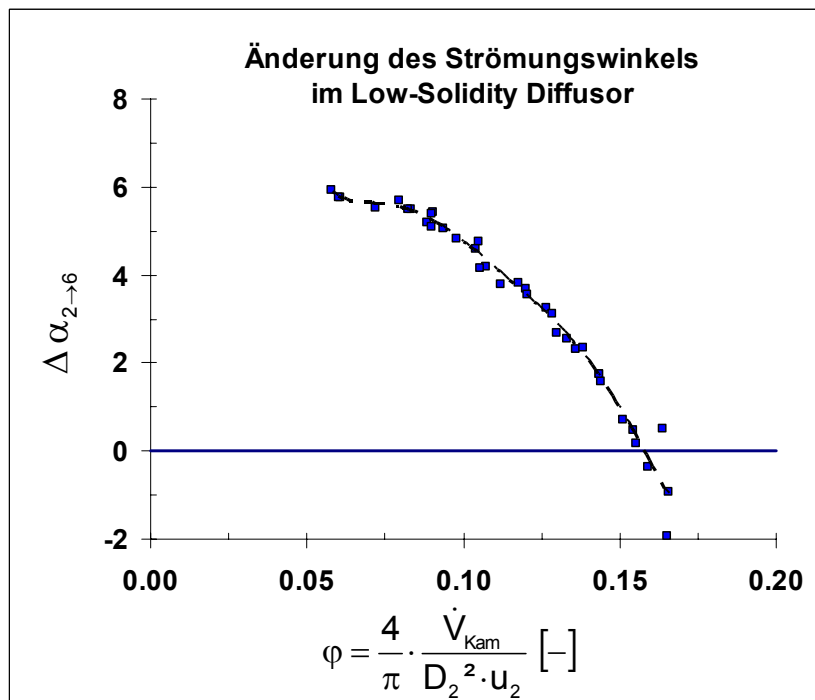


Abbildung A 3-43 Änderung des Strömungswinkels im Low-Solidity Diffusor

Anhang 4 Tabellen

| Anschlußfeld | Nummer | Winkel | Radius |
|--------------|--------|--------|--------|
| A            | 1      | 3.00   | 295.00 |
|              | 2      | 3.00   | 210.00 |
| B            | 1      | 355.73 | 251.99 |
|              | 2      | 348.23 | 251.99 |
|              | 3      | 340.74 | 251.99 |
|              | 4      | 333.24 | 251.99 |
|              | 5      | 329.90 | 251.99 |
| C            | 1      | 43.00  | 295.00 |
|              | 2      | 43.00  | 210.00 |
| D            | 1      | 83.00  | 295.00 |
|              | 2      | 83.00  | 210.00 |
| E            | 1      | 123.00 | 295.00 |
|              | 2      | 123.00 | 210.00 |
| F            | 1      | 163.00 | 295.00 |
|              | 2      | 163.00 | 210.00 |
| G            | 1      | 206.56 | 251.99 |
|              | 2      | 180.74 | 251.99 |
|              | 3      | 203.23 | 251.99 |
|              | 4      | 209.90 | 251.99 |
|              | 5      | 188.23 | 251.99 |
|              | 6      | 173.24 | 251.99 |
|              | 7      | 195.73 | 251.99 |
| H            | 1      | 182.20 | 289.40 |
|              | 2      | 174.80 | 260.64 |
|              | 3      | 171.78 | 253.75 |
|              | 4      | 171.24 | 258.01 |
|              | 5      | 179.98 | 278.82 |
|              | 6      | 181.81 | 291.74 |
|              | 7      | 173.97 | 266.71 |
|              | 8      | 169.90 | 251.99 |
|              | 9      | 179.28 | 283.32 |
|              | 10     | 177.54 | 269.04 |
|              | 11     | 176.28 | 275.15 |
| I            | 1      | 203.00 | 295.00 |
|              | 2      | 203.00 | 210.00 |
| J            | 1      | 140.74 | 251.99 |
|              | 2      | 129.90 | 251.99 |
|              | 3      | 148.23 | 251.99 |
|              | 4      | 163.23 | 251.99 |
|              | 5      | 133.24 | 251.99 |
|              | 6      | 166.56 | 251.99 |
|              | 7      | 155.73 | 251.99 |
| K            | 1      | 243.00 | 295.00 |
|              | 2      | 243.00 | 210.00 |
| L            | 1      | 283.00 | 295.00 |
|              | 2      | 283.00 | 210.00 |
| M            | 1      | 323.00 | 295.00 |
|              | 2      | 323.00 | 210.00 |
| N            | 1      | 28.23  | 251.99 |
|              | 2      | 3.23   | 251.99 |
|              | 3      | 20.74  | 251.99 |
|              | 4      | 46.56  | 251.99 |
|              | 5      | 49.90  | 251.99 |
|              | 6      | 9.90   | 251.99 |
|              | 7      | 35.73  | 251.99 |
|              | 8      | 43.23  | 251.99 |
|              | 9      | 13.24  | 251.99 |
|              | 10     | 6.56   | 251.99 |

Tabelle A 4-1 Position der statischen Druckbohrungen im Low-Solidity Diffusor  
(0° entspricht der Position der Spiralezunge)





**Lebenslauf**

**Name:** Tom Steglich  
**Geburtsdatum:** 04. Januar 1975  
**Geburtsort:** Kühlungsborn  
**Familienstand:** ledig

**Schulbildung**

1981 – 1991 Polytechnische Oberschule Kröpelin  
1992 – 1993 Gymnasium Bad Doberan

**Wehrdienst**

07 / 1993 – 06 / 1994

**Studium**

10 / 1994 – 09 / 2000 Maschinenbaustudium an der Universität Rostock  
Vertiefungsrichtung „Angewandte Mechanik“

**Praktika**

05 / 1994 – 08 / 1994 Dethloff Maschinenbau GmbH, Neubukow  
09 / 1997 – 01 / 1998 MuZ Engineering GmbH, Zschopau Hohndorf

**Berufstätigkeit**

01 / 2001 – 04 / 2006 Wissenschaftlicher Mitarbeiter  
Institut für Strömungsmaschinen (IfS), Universität Hannover  
(jetzt Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik)

seit 01 / 2007 Entwicklungsingenieur  
Voith Turbo Aufladungssysteme GmbH & Co. KG, Gommern

---



