



# Optimierung einer Pitot-Pumpe und deren Adaption zur Öl-Wasser-Trennung

**Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktoringenieur  
(Dr.-Ing.)**

von **Dipl.-Ing. Jan Meinhard Meyer**

geboren am 30.04.1986, in Wolfenbüttel (Deutschland)

genehmigt durch die Fakultät für Verfahrens- und Systemtechnik  
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Promotionskommission: Prof. Dr.-Ing. Lothar Mörl (Vorsitz)  
Prof. Dr.-Ing. Dominique Thévenin (Gutachter)  
Prof. Dr.-Ing. Kitano Majidi (Gutachterin)  
Prof. Dr.-Ing. Romuald Skoda (Gutachter)

eingereicht am: 31.03.2017

Promotionskolloquium am: 22.01.2018



*Die höchste Form des Glücks  
ist ein Leben  
mit einem gewissen Grad an Verrücktheit.*

Erasmus von Rotterdam  
(niederländischer Gelehrter, 1469-1536)



# Danksagung

Besonders danken möchte ich meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Dominique Thévenin für die Betreuung dieser Arbeit, der freundlichen Hilfe und der mannigfachen Ideengebung, die mir einen kritischen Zugang zu dieser Thematik eröffnete. Ich schaue gerne auf die zahlreichen Gespräche auf fachlicher und persönlicher Ebene zurück und habe unsere Dialoge stets als Ermutigung und Motivation empfunden.

Mein Dank gilt außerdem Priv.-Doz. Dr.-Ing. Gabor Janiga, der die numerische Abteilung zusammenhält und sich für alle Belange von uns Doktoranden einsetzt, so dass ein reibungsloser Arbeitsablauf für mich möglich war.

Die Qualität dieser Arbeit wäre nicht ohne die finanzielle Unterstützung durch das ZIM-Projekt des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie möglich gewesen. Diese hat dazu beigetragen, dass wir mit unserem Industriepartner *Zeilfelder Pumpen* (Christian Bornstein, Peter Zeilfelder) zielstrebig an der Trennpumpe arbeiten konnten. Für die unkomplizierte Zusammenarbeit mit den Kollegen aus Wolfsburg bin ich sehr dankbar. Die spätere finanzielle Unterstützung durch die Firma *Ruhrpumpen* (Dr. Wolfgang Paul) hat dazu beigetragen, dass hochwertige Messtechnik für den Trennpumpen-Prüfstand an der OvGU besorgt werden konnte. Die Qualität der experimentellen Validierung basiert auf diesen Messgeräten.

Ein ganz besonderer Dank geht an meine Mitdoktoranden am Lehrstuhl sowie alle Mitarbeiter der Werkstatt für die außerordentlich gute Zusammenarbeit. Diese Arbeit wäre ohne ihre Hilfe nicht möglich gewesen, weshalb ich mich bei allen herzlich bedanken will. Dabei sollen auch die zahlreichen studentischen Hilfskräfte nicht vergessen werden, die in meiner Zeit am Lehrstuhl als Hiwi, Bachelor- oder Masterarbeiter bei mir tätig waren. Sie haben mich hervorragend unterstützt und es war eine Freude zu sehen, wie sie kontinuierlich begannen mehr Interesse an dem Thema „Pitot-Pumpe“ zu entwickeln.

Meine Familie steht für mich im Mittelpunkt. Besonders danken möchte ich meinen Eltern, Herbert und Hilde, die mir meinen bisherigen Lebensweg ermöglichten.

Tief verbunden und dankbar bin ich meiner Freundin und Verlobten, Dörte, für ihre unglaublich hilfreiche Unterstützung und ihr Verständnis bei der Anfertigung dieser Doktorarbeit. Ich freue mich auf unseren neuen Lebensabschnitt.

*Jan Meinhard Meyer*  
31.03.2017



# Schriftliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Insbesondere habe ich nicht die Hilfe einer kommerziellen Promotionsberatung in Anspruch genommen. Dritte haben von mir weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form als Dissertation eingereicht und ist als Ganzes auch noch nicht veröffentlicht.

Magdeburg, den 31.03.2017





# Kurzfassung

Pumpen sind ein ständiger Begleiter in unserem alltäglichen Leben - manchmal ist ihr Wirken klar sichtbar, häufig arbeiten sie jedoch versteckt im Hintergrund. Durch den stetigen Anstieg der Weltbevölkerung wird es in den nächsten Jahren zu einem deutlichen Mehrbedarf kommen. Um dem steigenden Energieverbrauch entgegen zu wirken, sind effiziente Pumpentechnologien notwendig. Die in dieser Arbeit vorgestellte Pitot-Pumpe arbeitet im Bereich niedriger Volumenströme und hoher Drücke. Bei diesen Betriebspunkten werden normalerweise Verdrängerpumpen eingesetzt, weshalb wenige Forschungsansätze für Radialpumpen vorhanden sind. Die unkonventionelle Bauweise der Pitot-Pumpe erlaubt jedoch bei diesen Betriebspunkten Wirkungsgrade, die mit herkömmlichen einstufigen Radialpumpen nicht möglich sind.

Im ersten Abschnitt wird gezeigt, in wie weit durch Formoptimierung der Pumpenwirkungsgrad verbessert werden kann. Das namensgebende Bauteil in der Pumpe ist das Pitot-Rohr. Es dient zur Umwandlung von kinetischer Energie in statischen Druck und entspricht in Standardpumpen dem Spiralgehäuse. In dieser Arbeit wird mittels numerischer Methoden die Formgebung des Pitot-Rohres untersucht. Das Laufrad der Pumpe bleibt dauerhaft unverändert. Ein parametrisiertes CAD-Modell erlaubt alle Untersuchungen („Design of Experiments“) in einem automatisierten Prozess mit der haus-eigenen Software OPAL++ durchzuführen. Dabei kann zwischen einem schnellen Ansatz („low-fidelity“) und einem rechen-intensivem Ansatz („high-fidelity“) unterschieden werden, der jedoch alle Strömungsänderungen im Diffusorkanal des Pitot-Rohres und in der Außenströmung erfasst. Aus den Ergebnissen können erste Design-Regeln für projizierte Fläche  $A_p$ , benetzte Fläche  $S$ , sowie dem Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  und dem Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  abgeleitet werden. Eine alleinige Optimierung mit dem low-fidelity Ansatz erscheint noch nicht sinnvoll, da die Außenströmung im Rotor einen großen Einfluss auf den Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  hat. Ebenfalls wird gezeigt, dass Leitbleche im Diffusorkanal zu einer Kennlinienverschlechterung führen. Ein neu eingeführtes Pitot-Rohr-Konzept im Nur-Flügel-Design weist lediglich bei Überlast eine Kennlinienverbesserung auf. Als effektives Mittel zur Verbesserung des Betriebsverhaltens kann die Optimierung des Diffusorkanalquerschnitts vom Standard-Pitot-Rohr betrachtet werden. Hier lässt sich die Förderhöhe über die gesamte Kennlinie verbessern, wobei die Leistungsaufnahme nahezu unverändert bleibt.

Im zweiten Abschnitt werden Ergebnisse für eine adaptierte Pitot-Pumpe präsentiert: sie dient nicht nur zur Förderung, sondern gleichzeitig auch zur Trennung von Flüssig-Flüssig-Gemischen. Das Gemisch tritt am Einlass der Trennpumpe in den Rotor, wo es Zentrifugalkräften ausgesetzt ist. Am äußeren rotierenden Gehäuse kann das gereinigte Wasser durch den Hochdruckauslass (HDA) abgeführt werden. Die zu maximierenden Zielfunktionen sind Förderhöhe  $H_{HDA}$  und Trennungsgrad  $\eta_T$ . Letztere gibt eine Aussage

über die Wasserqualität am HDA relativ zum Einlass. Das Betriebsverhalten der Trennpumpe wird mittels „Design of Experiments“ untersucht, wobei sich der Flow-Split  $FS$  als wichtiger Betriebsparameter herausstellt. Die bereits für Strömungsmaschinen genutzten dimensionslosen Kennzahlen werden für die Trennpumpe adaptiert und für diverse Betriebszustände berechnet. Außerdem wird eine neue dimensionslose Kennzahl eingeführt, um Rückschlüsse auf den Flow-Split zu bekommen: der Trennpumpenkoeffizient  $K_{Trenn}$ . Er beinhaltet neben dem Flow-Split auch noch das Geschwindigkeitsverhältnis von Umfangs- zur Meridiangeschwindigkeitskomponente. Alle dimensionslosen Beiwerte werden mittels numerischer Simulationen und experimentellen Daten validiert. Es kann eine gute Übereinstimmung gezeigt werden. Die Daten zeigen außerdem, dass die Trennpumpe außerhalb des Cordier-Diagramms arbeitet. Eine Auslegung ist daher nicht mittels bestehender Daten von herkömmlichen Strömungsmaschinen möglich, sondern bedarf eigener Messwerte. Der Grundstein für weitere Untersuchungen kann durch die vorliegenden Ergebnisse geliefert werden.

Gefördert wurde die Forschung durch ein ZIM-Projekt des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie (Förderkennzeichen: KF2473102VT1). Das Resultat ist eine nationale Patentanmeldung (Veröffentlichungsnummer: DE112014004820A5) zwischen dem Industriepartner Zeilfelder Pumpen und dem Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik (LSS) der Otto-von-Guericke-Universität (OvGU) in Magdeburg.

# Abstract

Hydraulic pumps are a constant companion in our everyday life - sometimes their actions are clearly visible, but often they are hidden in the background. The steady increase in the world's population will lead to a significant additional demand in the years to come. In order to counteract the rising energy consumption, efficient pump technologies are necessary. The so-called Pitot-Tube Jet-Pump is presented in this work, which operates in the area of low volumetric flow rate and high pressure head. At these operating points, displacement pumps are normally used, which is why the available research approaches for radial pumps are very limited. However, the unconventional design of the Pitot-Tube Jet-Pump allows pump efficiencies at these operating points, which are not possible with conventional single-stage radial pumps.

The first part shows to which extent shape optimization can improve pump efficiency. The Pitot-tube (or pick-up tube), from which the pump derives its name, is used to convert kinetic energy into static pressure and corresponds to the spiral casing in standard radial pumps. In this work, the shape of the pick-up tube is investigated by means of numerical methods. The pump's impeller remains unchanged. A parametrized CAD model allows all investigations to be carried out using an automated approach (,i.e., „design of experiments“) with the in-house software OPAL++. A distinction can be drawn between a fast (,i.e., “low-fidelity”) and an expensive (,i.e., ‘high-fidelity’) approach. Nevertheless, the latter detects all flow changes in the Pitot-tube diffuser channel as well as in the external flow in the rotor chamber. The results provide means for the derivation of the first rules of design for the projected area  $A_p$ , the wetted area  $S$ , as well as the diffuser efficiency  $\eta_D$  and the pump efficiency  $\eta$ . Simply employing the low-fidelity approach does not guarantee the generation of favorable configurations, since the outer flow in the rotor greatly influences the pump efficiency  $\eta$ . It is also shown that guide plates in the diffuser channel lead to a severe deterioration in the characteristic curve. A newly introduced Pitot-tube with a „wing-only“ design only carries an improvement in the characteristic curve if an overload exists. It is shown that the most effective way to improve the operating performance is the optimization of the standard Pitot-tube diffuser channel cross-section. Here, the pump head can be improved over the entire characteristic curve, whereby the power consumption remains virtually unchanged.

In the second part, results are presented for an adapted Pitot-Tube Jet-Pump: here the pump is not only used for delivering pump head, but also for the separation of liquid-liquid mixtures. The mixture enters the rotation chamber at the inlet of the separation pump, where it is subjected to centrifugal forces. The purified water can be discharged through the high-pressure outlet (HDA) at the outer rotating casing. The functions to be maximized are pump head  $H_{HDA}$  at the high-pressure outlet and the separation efficiency  $\eta_T$ . The latter gives a statement on the water quality at the HDA relative to the

inlet. The operating behavior of the separation pump is investigated in this study using „design of experiments“. It is shown that the flow split  $FS$  is a crucial operating parameter. Already well-known dimensionless parameters for conventional rotating machinery are adapted for the separating pump and calculated for various operating points. In addition, in order to be able to reach a conclusion on the flow split, a new dimensionless parameter is introduced: the separation coefficient  $K_{Trenn}$ . All dimensionless coefficients are validated using numerical simulations and experimental data. A good agreement can be shown. The results also show that the separation pump operates outside the classical Cordier-chart. Using existing data from standard rotating machinery is therefore not possible. The presented separation pump requires individual measurement data points. The basis for further investigations is provided by the available results in this study.

The research was supported by a ZIM project of the German Federal Ministry of Economics and Energy (funding code: KF2473102VT1). The result is a national patent application (publication number: DE112014004820A5) with the industrial partner Zeilfelder Pumpen and the Laboratory of Fluid Dynamics and Technical Flows (LSS) at the Otto-von-Guericke-University (OvGU) in Magdeburg.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Aktuelle Situation</b>	<b>1</b>
1.1	Pumpenmarkt . . . . .	1
1.2	Meeresverschmutzung . . . . .	2
1.3	Vorgehensweise . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Die Radialpumpe</b>	<b>5</b>
2.1	Vorwort . . . . .	5
2.2	Laufradkennzahl . . . . .	6
2.3	Die Pitot-Pumpe . . . . .	7
2.4	Strömungsmechanik . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Mechanische Trennung</b>	<b>27</b>
3.1	Sedimentation . . . . .	27
3.2	Fliehkraftabscheider . . . . .	29
3.3	Zentrifugen . . . . .	29
3.4	Trennpumpen . . . . .	30
3.5	Dimensionslose Parameter für die Trennpumpe . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Numerische Methoden</b>	<b>35</b>
4.1	Vorwort . . . . .	35
4.2	RANS-Gleichung . . . . .	35
4.3	Mehrphasenströmung (Euler-Euler) . . . . .	37
4.4	Turbulenz . . . . .	42
4.5	Algorithmen für statistische Versuchsplanung in OPAL++ . . . . .	45
<b>5</b>	<b>Verbesserung des Pumpenbetriebs</b>	<b>49</b>
5.1	Optimierungspotenzial in der Pitot-Pumpe? . . . . .	49
5.2	Optimierungsmethodik . . . . .	53
5.3	Formänderung Pitot-Rohr („low-fidelity“) . . . . .	55
5.4	Formänderung Pitot-Rohr („high-fidelity“) . . . . .	60
5.5	Diffusorkanal mit profilierter Außenkontur . . . . .	81
5.6	Leitbleche im Diffusorkanal . . . . .	88
5.7	Adaption des Pitot-Rohr-Kopfes . . . . .	90
5.8	Querschnittsaufweitung des Diffusorkanals . . . . .	96
5.9	Fazit . . . . .	100
<b>6</b>	<b>Entwurf einer Trennpumpe</b>	<b>103</b>
6.1	Vorgeschichte . . . . .	103
6.2	Betriebsparameter der Trennpumpe . . . . .	104
6.3	Zielfunktionen der Trennpumpe . . . . .	106
6.4	Weiterentwicklung der Trennpumpe . . . . .	107
6.5	Strömungslöser . . . . .	109
6.6	Einfluss von Betriebsparametern auf Druckaufbau und Trennung . . . . .	115
6.7	Verteilung von Öl-Volumenanteil in der Trennpumpe für unterschiedliche Betriebspunkte . . . . .	116

6.8	Variierender Öl-Gehalt am Einlass . . . . .	120
6.9	Auswertung dimensionsloser Betriebsparameter . . . . .	122
6.10	Vorhersage der Trennförderung für eine skalierte Trennpumpe . . . . .	125
6.11	Prüfstand mit kontinuierlichem Durchfluss . . . . .	129
6.12	Validierung . . . . .	133
6.13	Fazit . . . . .	142
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>147</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>151</b>
	<b>Eigene Veröffentlichungen</b>	<b>159</b>
	<b>Betreute Arbeiten</b>	<b>161</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>163</b>
<b>A</b>	<b>Experimentelle Messunsicherheit</b>	<b>165</b>
A.1	Unsicherheit für Trennungsgrad $\chi(\eta_T)$ . . . . .	166
A.2	Unsicherheit für Förderhöhe $\chi(H_{HDA})$ . . . . .	167
A.3	Unsicherheit für Druckziffer $\chi(\psi_{HDA})$ . . . . .	168
A.4	Unsicherheit für Durchflusszahl $\chi(\Phi)$ . . . . .	169
A.5	Unsicherheit für Schnelllaufzahl $\chi(\sigma)$ . . . . .	169
A.6	Unsicherheit für Durchmesserzahl $\chi(\delta)$ . . . . .	170
A.7	Unsicherheit für Trennpumpenfaktor $\chi(K_{Trenn})$ . . . . .	170
<b>B</b>	<b>Technische Zeichnungen</b>	<b>173</b>

# Kapitel 1

## Aktuelle Situation

### 1.1 Pumpenmarkt

Die Industrieforderungen an die Qualität von Pumpen sind im Laufe der letzten Jahrzehnte immer weiter angestiegen. Dies betrifft unterschiedliche Aspekte wie Fertigungskosten, Wirkungsgrad, Wartung und Leistungsaufnahme. Der Grund ist, dass Pumpen in fast allen Bereichen des Lebens vorkommen und somit einen großen Beitrag am globalen Energieverbrauch darstellen. In [1] wird erwähnt, dass alle Pumpen weltweit für nicht weniger als 10 % des globalen Energieverbrauchs verantwortlich sind. Da mit der stetig wachsenden Weltbevölkerung auch mehr Pumpen benötigt werden, wird der Energiebedarf weiter steigen. Es ist daher wichtig, Pumpe and Anlagensystem korrekt auszulegen. Auch wenn schon diverse Best-Practice Guidelines [2] vorhanden sind, scheint die korrekte Umsetzung immer noch Schwierigkeiten zu bereiten. Erste Zahlen, die das Ausmaß quantifizieren, werden dazu in [1] geliefert. Die Umstellung auf hocheffiziente Pumpensysteme innerhalb aller Branchen können weltweit 4 % des Gesamtstromverbrauchs einsparen. Dies ist vergleichbar mit dem Verbrauch von 1 Milliarde Menschen in Privathaushalten. Auch wenn solche globalen Auswertungen meist nicht exakt stimmen, geben sie doch einen Anhaltspunkt darüber, wie groß der Bedarf an neuen, ressourcenschonenden Technologien ist. Schließlich wird immer noch ein Großteil der elektrischen Energie für die Pumpen durch Kohle gewonnen. Mit deren Verbrennung geht die Emission von CO<sub>2</sub> als Nebenprodukt einher, welches sich nachteilig auf die Umwelt auswirkt. Allein im Zeitraum zwischen 2000 und 2013 ist nach [3] die globale CO<sub>2</sub>-Emission durch Elektrizitätsgewinnung um 50 % angestiegen - Tendenz steigend. Ein Gegenwirken ist nur durch weitere Forschung an hocheffizienten Pumpensystemen möglich.

Die sinnvolle Energieausnutzung im Pumpensektor ist auch in der Politik ein Thema. Hier wird versucht dem übermäßigen Verbrauch z. B. durch die europäische Ökodesign-Richtlinie 2009/125/EG für die umweltgerechte Gestaltung energieverbrauchsrelevanter Produkte entgegenzuwirken. Insbesondere die gesamte Anlage muss betrachtet und von vornherein richtig ausgelegt werden. Nach [4] werden zwei Drittel aller Anlagen fehlerhaft ausgelegt (meist überdimensioniert), so dass sie bis zu 60 % zu viel Energie benötigen.

## 1.2 Meeresverschmutzung

Die Verschmutzung von Gewässern durch Öl gelangt hauptsächlich durch Großereignisse in den medialen Mittelpunkt der Bevölkerung. Dazu zählt die Havarie des Frachtschiffs „Rena“ der „Diana Shipping Company“ vor Neuseeland im Jahre 2011. Rund 350 Tonnen Rohöl sind dabei ins Meer geflossen, nachdem das Frachtschiff auf ein Riff lief. Die Medienpräsenz ist zum einen damit zu begründen, dass diese Unglücke sofort ersichtliche Umweltschäden hervorrufen, wie z. B. öl-verschmierte Sandstrände, zerstörte Pflanzenwelt und nicht zu vergessen: die öl-verschmierten Meerestiere und Seevögel. Solche Tankerunfälle sind jedoch eher selten und zählen nicht zu den Hauptursachen für die Ölverschmutzung der Meere. Nach [5] kann man die durch Schifffahrt bedingte Verschmutzung in folgende Unterpunkte unterteilen:

- Tanker im Normalbetrieb: 28,5 %
- Tankerunfälle: 21,8 %
- Bilgenöl und Treibstoff: 45,4 %
- Schiffsreparaturen: 0,7 %
- Havarien (keine Tanker): 3,6 %

Hauptverursacher für Ölkontamination ist das Ablassen von Bilgewater in Häfen oder auf hoher See (45,4 %). Dieses Wasser sammelt sich im Rumpf des Schiffes und besteht aus einer Mischung aus Kühlwasser, sowie Treib- und Schmierölen. Gemäß der *International Maritime Organization* ist es weltweit nur erlaubt Bilgewater mit einer Öl-Konzentration kleiner 15 ppm wieder zurück ins Meer zu geben. Das dies nicht immer befolgt wird, zeigt der hohe Anteil an Öl-Verschmutzung durch das Bilgewater. Frachtschiffe im Normalbetrieb tragen ebenfalls erheblich zur Ölverschmutzung bei (28,5 %). Leerstehende Tanks der Frachtschiffe werden häufig mit Meerwasser als Ballast geflutet. Da die Tanks auch für Öl genutzt werden, befindet sich Restöl an den Wänden, das sich mit dem Wasser vermischt und gereinigt werden muss. Nach [5] ergibt sich für einen 200.000-Tonnen-Tanker bis zu 800 Tonnen Restöl an den Wänden. Methoden zur Reinigung sind vorhanden, wodurch die Ölkontamination durch Ballastwasser stetig abgenommen hat. In Kombination stellen Bilge- und Ballastwasser zusammen mehr als drei viertel der gesamten Wasserverunreinigung durch die Schifffahrt dar. Mit dem weltweit steigenden Energiekonsum wird der Öltransport über das Meer nicht wirklich abnehmen. Derzeit wird rund die Hälfte des gesamten geförderten Rohöls über das Meer transportiert [5]. Die Gefahr von Tankerunfällen, aber auch die kontinuierliche Belastung steigt dadurch immer weiter an.

Wechselt man den Blick auf die Erdöl und Erdgas Industrie, so besteht hier seitens der Bohrseln tagtäglich die Gefahr der Ölkontamination, da dort großen Mengen an Produktionswasser („produced water“) entstehen, welche nach Aufreinigung über Bord geschüttet werden. Dieses Produktionswasser fällt neben den geförderten Rohstoffen an und besteht aus Formationswasser, gelösten Salzen, verschiedenen Rohölen (dispergiert, gelöst, frei), dispergierten Feststoffanteilen (Sand und Schlamm), Schwermetallen und verschiedenen Chemikalien, die als Additiva zur Leistungssteigerung bei der Förderung verwendet werden. Bei diesem toxischen Gemisch handelt es sich zwar um ein Abfallprodukt, auf Grund hoher Sicherheitsvorschriften kann dieses jedoch nicht so einfach ins Meer zurückgegeben werden. Um ein Gefühl für die benötigte Reinheit, der über Bord geschütteten Abwasser zu bekommen, sind einige Grenzwerte aus verschiedenen Regionen für Produktionswasser



im Folgenden aufgelistet:

- Im europäischen Raum gilt das Oslo Paris Abkommen (OSPAR) zum Schutz der Nordsee und des Nordostatlantiks. Es schreibt vor, dass Plattformen im Mittel kein Wasser mit mehr als 30 mg/l Öl ins Meer ablassen dürfen [6];
- Die amerikanische Umweltschutzbehörde (USEPA; United States Environmental Protection Agency) schreibt Monatsmittelwert von 29 mg/l pro Tag vor [7];
- vor Australien ist der Tagesmittelwert auf 30 mg/l beschränkt [7];
- für die Volksrepublik China gilt ein Monatsmittelwert kleiner 10 mg/l pro Tag [7].

Diese straffen Vorgaben auf den Offshore-Anlagen können nicht von einer einzigen Trennanlage erfüllt werden. Ein Zusammenspiel diverser Trenntechniken ist hierfür nötig (mechanisch, thermisch und chemisch). Ein Überblick über die verschiedenen Trennverfahren auf Offshore-Anlagen ist in [8] zusammengefasst. Es zeigt die bereits verwendeten Koppelungsmöglichkeiten der Verfahren, um die hohen Anforderungen an die Wasserqualität fürs Überbordschütten zu erreichen. Neben technischen Herausforderungen werden in [8] auch Kostenabschätzungen durchgeführt. Aktuell werden nach [8] auf Offshore Anlagen Zentrifugen eher für die Trennung von flüssig-gasförmigen Gemischen verwendet. Bei den Öl-Wasser-Gemischen werden die (nicht rotierenden) Hydrozyklone genutzt. Aber auch diese werden immer in Kombination mit anderen Verfahren zur Vortrennung [9] verwendet. Dies zeigt, dass die komplexe Physik bei der kontinuierlichen Trennung von Öl-Wasser-Gemischen besser verstanden werden muss, um weitere Fortschritte bei der Entwicklung neuer, effizienter Trenntechnologien zu erreichen.

### 1.3 Vorgehensweise

Die theoretischen Grundlagen sowie der aktuelle Forschungsstand auf dem Gebiet der Hochdruckkreiselpumpen und der kontinuierlichen, mechanischen Trennung werden in Kapitel 2 und 3 erläutert. Es wird dabei der Bezug zur verwendeten Pitot-Pumpe hergestellt, welche eine spezielle Form der Radialpumpe ist. Da die Optimierungen und Auslegung in dieser Arbeit numerisch erfolgen, sollen in Kapitel 4 die verwendeten numerischen Methoden erläutert werden (ein- und mehrphasig). Das bedeutet besonders für die mehrphasigen Simulationen eine Auswahl der wirkenden Grenzflächeninteraktionen. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse zur Steigerung der Pumpeneffizienz diskutiert. Optimiert wird dabei die Form des Pitot-Rohres. Das Laufrad bleibt in der ganzen Arbeit unverändert. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse für die Trennpumpe (Flüssig-Flüssig-Trennung) analysiert. Eine abschließende Bewertung, mit Hinweisen für zukünftige Arbeiten, erfolgt in Kapitel 7.



# Kapitel 2

## Die Radialpumpe

### 2.1 Vorwort

Bei der Art der Energieumsetzung in Fluiden unterscheidet man zwei große Kategorien der Fluidenergiemaschinen: die *Verdrängermaschinen* und die *Strömungsmaschinen*. Auch wenn die Pitot-Pumpe zu den hydraulischen Strömungsmaschinen gehört, arbeitet sie dennoch - wie die Verdrängermaschine - bei Betriebspunkten mit niedrigem Volumenstrom und hohen Förderdrücken. Auf Grund dieses überlappenden Einsatzbereiches sollen kurz die wesentlichen Unterschiede zwischen den beiden Maschinenarten beschrieben werden.

**Strömungsmaschine (hydrodynamisches Prinzip):** Für die Energieumsetzung relevant ist bei der Strömungsmaschine lediglich das Laufrad und das Leitrad - sie bilden zusammen die sogenannte „Stufe“. Dabei wird einzig im Laufrad dem Fluid Arbeit zugeführt. Beim Durchströmen der rotierenden Maschine ändert sich der Geschwindigkeitsvektor in Größe und Richtung, woraus gemäß dem zweiten Newtonschen Gesetz eine Kraft  $\mathbf{F}$  auf das Fluid resultiert. Dieser „dynamische Wandel“ zwischen Druck und Geschwindigkeit charakterisiert die Energieumsetzung in einer Strömungsmaschine und basiert vorwiegend auf Drehimpulsänderung. Die Druckänderungen in der Maschine sind proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit, was bedeutet, dass Druckauf/-abbau und Förderstrom direkt voneinander abhängig sind.

**Verdrängermaschine (hydrostatisches Prinzip):** Im Gegensatz dazu wird das Fluid bei den Verdrängermaschinen „paketweise“ in einzelnen Zellen transportiert. Der resultierende Druck ist dabei proportional zur aufgebrachten Kraft in dem Transportvolumen und wirkt direkt auf die Kolbenfläche. Die Druckänderungen innerhalb einer Verdrängermaschine sind dabei unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit. Es liegt vorwiegend Volumenänderungsarbeit vor, die bei rotierenden Verdrängermaschinen z. B. durch Drehkolben, Hubkolben oder Kreiskolben erzeugt wird. Die Kolben sind mit einer Maschinenwelle verbunden und wirken durch ihre Rotationsbewegung auf das Fluid. Entsprechende Auswahlkriterien, wann eine Verdrängermaschine gegenüber einer Strömungsmaschine zu bevorzugen ist, sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Gesuchte Eigenschaft	VM	SM
Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Fördermenge	+	
Betrag der Fördermenge		+
Druckerhöhung pro Stufe	+	
Betrieb bei mehrphasigen Systemen	+	
Viskose Fluide	+	
Hohe Drehzahl		+
Resistent gegen Verschleiß		+
Pulsationsfreie Strömung		+

**Tabelle 2.1:** Vergleich von Verdrängermaschine (VM) und Strömungsmaschine (SM); Zutreffende Eigenschaften sind mit '+' gekennzeichnet.

## 2.2 Laufradkennzahl

Wie die Reynolds-Zahl  $Re$  in der Strömungsmechanik, so ist es auch bei den Strömungsmaschinen sinnvoll eine Beschreibung für geometrisch ähnliche Laufräder zu definieren. Dies erfolgte in den Anfängen der Pumpenentwicklung durch die geometrische Verhältnisse wie Radbreite zu Außendurchmesser  $\frac{b_2}{D_2}$  oder Innen- zu Außendurchmesser  $\frac{D_1}{D_2}$ . Die Klassifizierung, die sich letztendlich jedoch durchgesetzt hat, wurde im Jahre 1902 vom deutschen Maschinenbauingenieur Rudolf Camerer für Wasserturbinen eingeführt und später auch auf Pumpen übertragen. Es handelt sich um die spezifische Drehzahl  $n_q$ , die im europäischen Raum (siehe z. B. DIN EN ISO 17769-1) über die Drehzahl  $n$ , der Förderhöhe  $H$  und den Volumenstrom  $Q$  definiert ist.

$$n_q = n \cdot \frac{\sqrt{\frac{Q}{1 \text{ m}^3/\text{s}}}}{\left(\frac{H}{1 \text{ m}}\right)^{3/4}} \quad [\text{min}^{-1}] \quad (2.1)$$

Um Verwirrungen bei der Einheitenbetrachtung zu vermeiden, sei vorweggenommen, dass  $n_q$  in dieser Form weder dimensionslos noch einer Drehzahl (1/min oder 1/s) entspricht. Bei der Nutzung muss  $n$  in  $\text{min}^{-1}$ ,  $Q$  in  $\text{m}^3/\text{s}$  und  $H$  in m angegeben werden. Dies beschreibt die Drehzahl, die durch die Pumpe benötigt wird, um eine Fördermenge von  $1 \text{ m}^3$  auf eine Höhe von 1 m zu befördern. Damit stellt sich für eine bestimmte Pumpe eine charakteristische Größe ein, die sich auch mit der Pumpendrehzahl nicht ändert. Je kleiner  $n_q$  desto mehr geht die Laufradgestaltung Richtung Radialrad (kleiner Volumenstrom bei hohen Drücken pro Stufe), während für große  $n_q$  eine axiale Beschauelung am effizientesten ist (großer Volumenstrom bei kleinem Stufendruck).

Weitere Darstellungsformen der Laufradkennzahlen sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Dabei sei auch auf das regionale Vorkommen verwiesen. Man kann erkennen, dass alle Formen ineinander umformbar sind. Die Abhängigkeit der Bauform des Laufrades bleibt bei allen Kennzahlen gleich. Es wird außerdem in Tabelle 2.2 der mögliche Arbeitsbereich zur Auslegung von Turbomaschinen angegeben. Diese Grenzen sind jedoch je nach Literaturquelle unterschiedlich und haben somit keine Allgemeingültigkeit. Für die Tabelle wurde der Bereich von  $n_q = 10$  bis  $400 \text{ min}^{-1}$  nach [10] verwendet. Andere Autoren nutzen jedoch leicht verschobene Grenzen, wie z. B. zwischen 10 und  $300 \text{ min}^{-1}$  nach [11] oder zwischen 22 bis  $350 \text{ min}^{-1}$  nach [2]. Auch wenn Unterschiede in den Grenzbereichen liegen, so zeigt dies jedoch, dass bei Kreiselpumpe ein Limit bei kleinen  $n_q$ -Werten vorhanden ist. Unterhalb dieser Grenzen kann eine konventionelle Radialpumpe nur noch

Definition	Gleichung	Umrechnung	Bereich
<b>Schnellläufigkeit</b> (dimensionslos)	$n_y = n \cdot \frac{Q^{1/2}}{\Delta e^{3/4}}$	-	0,03 ... 1,2
<b>Type number (ISO)</b> dimensionslos	$\omega_s = 2\pi n \cdot \frac{Q^{1/2}}{\Delta e^{3/4}}$	$\omega_s = 6,283 \cdot n_y$	0,2 ... 7,5
<b>Asien</b>	$n_q = n[\text{min}^{-1}] \cdot \frac{Q[m^3/\text{min}]^{1/2}}{H[m]^{3/4}}$	$n_q = 2576,2 \cdot n_y$	80 ... 3000
<b>Europa</b>	$n_q = n[\text{min}^{-1}] \cdot \frac{Q[m^3/s]^{1/2}}{H[m]^{3/4}}$	$n_q = 332,6 \cdot n_y$	10 ... 400
<b>Schnelllaufzahl</b>	$\sigma = 2,11 \cdot n \cdot \frac{Q^{1/2}}{\Delta e^{3/4}}$	$\sigma = 2,11 \cdot n_y$	0,06 ... 2,5

**Tabelle 2.2:** Unterschiedliche Definition der Radlaufkennzahl zur Klassifizierung von Turbomaschinen. Der gängige Arbeitsbereich von Radial- bis Axialmaschinen ist ebenfalls angegeben. Der  $n_y$ -Bereich entspricht den Daten aus [10]; Umrechnungsfaktoren sind angepasst aus [13].

verlustarm betrieben werden, wenn sie mehrstufig konstruiert wird. Einstufig sind normalerweise bei solchen Werten nur noch Verdrängerpumpen nutzbar. Eine Ausnahme bildet die Pitot-Pumpe. Sie kann nach [12] selbst bei spezifischen Drehzahlen von  $n_q = 1 \text{ min}^{-1}$  in einstufiger Bauform noch effizient genug arbeiten, um industriell eingesetzt zu werden. Für Standardkreiselpumpen wäre eine Vielzahl an Stufen hierfür nötig.

## 2.3 Die Pitot-Pumpe

Da die Pitot-Pumpe eine eher unbekanntere Form der einstufigen Radialpumpe darstellt, soll in diesem Abschnitt näher erläutert werden, wo die Pitot-Pumpe ihren Ursprung hat und warum es ihr möglich ist, bei Betriebspunkten niedriger spezifischer Drehzahl effizienter zu arbeiten als herkömmliche Pumpen.

### 2.3.1 Historische Entwicklung

Ihren Ursprung hat die Pitot-Pumpe Anfang des 20. Jahrhunderts, wo erste Patente [14] im Bereich hoher Drücke und niedriger Volumenströme erschienen. Zu diesem Zeitpunkt bestand der Rotor noch aus offenen Laufrädern. Forschungsberichte sind bis dahin zu der Pumpe nicht vorhanden, jedoch wurde während des 2. Weltkrieges intensiv durch die Deutschen und Briten [15; 16] an der Pitot-Pumpe geforscht. Beide waren auf der Suche nach alternativen Treibstoffeinspritzsystemen für Flugzeuge und Raketen, welche genau diese Betriebspunkte niedriger spezifischer Drehzahl benötigen. Bisher wurde dies durch

wartungsintensive, mehrstufige Kreiselpumpen durchgeführt oder durch empfindliche und kostspielige Verdrängerpumpen. In Abbildung 2.1 sind einige gängige einstufige Pumpentypen aufgetragen, die nach dem hydrodynamischen Prinzip arbeiten und prinzipiell in Fragen kommen könnten. Die einzige Pumpe, die jedoch bei sehr kleinen  $n_q$ -Werten effizient arbeiten kann, ist die Pitot-Pumpe. Selbst die „Partial Emission“ Pumpe, die auch schon bei kleineren  $n_q$ -Werten arbeiten kann als eine Kreiselpumpe, ist schlechter als die Pitot-Pumpe. Weitere Vorteile der Pitot-Pumpe sind:

- platzsparend und leicht (Betriebspunkt wird 1-stufig erreicht);
- so gut wie keine Wartungsarbeiten (einzige dynamische Dichtung arbeitet auf der druckarmen Saugseite, wodurch kostengünstige und langlebige Dichtungssysteme sichergestellt werden können);
- Pumpe kann auf der gesamten Kennlinie arbeiten und weist keine Instabilitäten bei niedrigem Volumenstrom auf;
- Betrieb erfolgt pulsationsfrei.

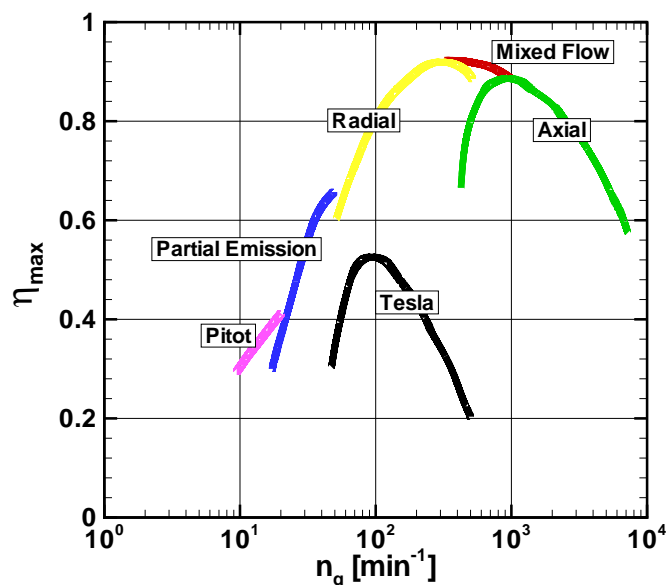
Eine Steigerung der Effizienz wurde für die Pitot-Pumpe in den 60er Jahren erlangt, als geschlossene Laufradkanäle hinzugefügt wurden [17]. Weitere Ideen wurden in diversen Patenten niedergeschrieben [18; 19; 20; 21]. Hervorzuheben ist dabei der Erfinder John W. Erickson, der zu dieser Zeit für die Firma KOBE gearbeitet hat und auf den ein Großteil der Erfindungen zurückzuführen ist. Von ihm wurde auch eine der am meisten zitierten Veröffentlichungen zum Thema Pitot-Pumpe verfasst [15].

Das Interesse an der Pitot-Pumpe ist auch in der heutigen Zeit nicht gänzlich erloschen, was erst kürzlich auf dem Gebiet veröffentlichte Patente der Firmen KSB [22], SUNDSTRAND [23] oder WEIR SPECIALITY PUMPS [24] zeigen. In den folgenden Bereichen wird die Pitot-Pumpe heute noch angewendet:

- *Nahrungsmittelindustrie*: Hochdruckreinigung für Schlachthäuser, Obst- und Gemüseanlagen;
- *Sprühanlagen*: Obst- und Gemüsegelder, sowie Desinfektion von Gebäude und Vieh;
- *Hochdruckstrahl-Reinigung*: Industriegeräte, Flugplatzrollbahnen;
- *Umkehrosmose*: Meerwasserentsalzungsanlagen (benötigen Drücke von ca. 80 bar);
- *Bergbau*: Staubbeseitigung, Mineralentfernung, allgemeine Gerätereinigung;
- *Petrochemie*: Beförderung von Rohbenzin und flüssigem Petroleumgas;
- *Papierwerke*: Reinigung von Filtern, Sieben und Maschinenteilen.

### 2.3.2 Funktionsweise

Die Pitot-Pumpe besteht im wesentlichen aus 3 Komponenten: Rotor, Laufrad und Pitot-Rohr. Diese sind in Abbildung 2.2 dargestellt und beschreiben eine Stufe. Das Fluid gelangt über den Einlass in das Laufrad der Pitot-Pumpe, welches aus geraden, rechteckigen Kanälen besteht. Es wird mittels des hydrodynamischen Prinzips in radiale Richtung nach außen befördert, wobei die kinetische Energie und der statische Druck immer weiter erhöht werden. Dieses Prinzip ist mit normalen Radialpumpen gemein. Das Fluid tritt

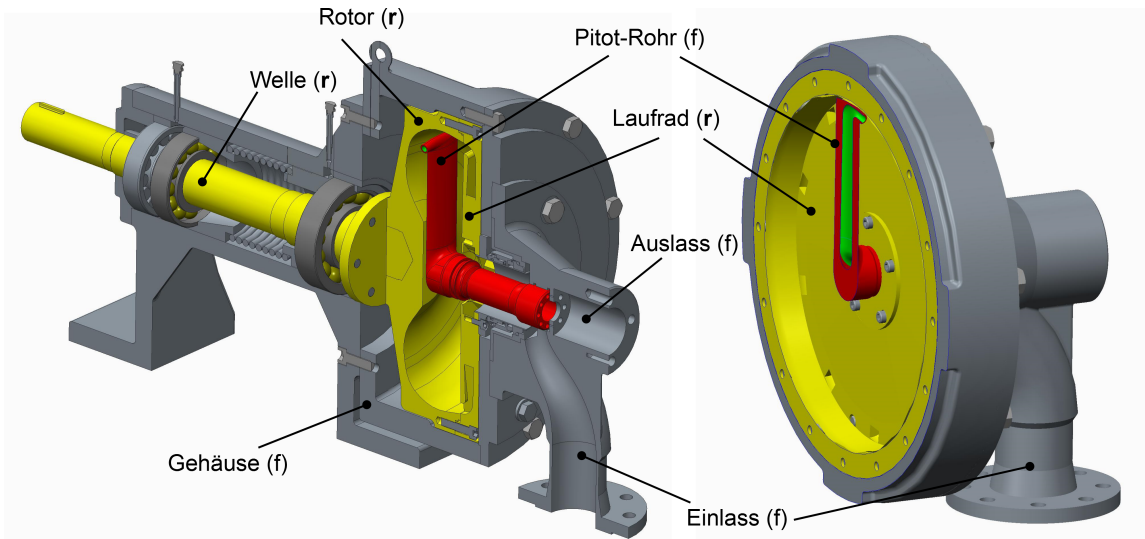


**Abbildung 2.1:** Vergleich der maximalen hydraulischen Effizienz  $\eta_{max}$  verschiedener Pumpen, die nach dem hydrodynamischen Prinzip arbeiten mit variierender spezifischer Drehzahlen  $n_q$  (adaptiert aus [12]).

danach jedoch nicht wie gewohnt in ein Spiralgehäuse, sondern gelangt in eine rotierende Kavität (der Rotor in Abbildung 2.2). Das Fluid dreht sich im Rotor mit nahezu der gleichen Geschwindigkeit wie die Wand. Zwischen Wand und Fluid kommt es jedoch zu Schlupf, wodurch die Fluidmasse mit einer etwas geringeren Tangentialgeschwindigkeit bewegt wird, als die des Rotors. Diese Differenzgeschwindigkeit wird größer, je größer die hydraulische Rauigkeit auf der Rotoroberfläche. Ein weiterer Anstieg der Differenzgeschwindigkeit wird durch die turbulente Vermischung durch das feste Abnehmerrohr im Rotor verursacht (auch Pitot-Rohr in Abbildung 2.2 genannt), welches sich knapp bis an die innere Rotorwand in radiale Richtung erstreckt. Die Außenkontur ist bei allen industriellen Anwendungen flügel förmig.

Das in der Pumpe eher ungewöhnliche Pitot-Rohr verleiht ihr auch ihren charakteristischen Namen. Das Prinzip des Rohres basiert auf dem Konzept von Henri de Pitot<sup>1</sup>, welches zur Ermittlung des Gesamtdruckes von Flüssigkeiten oder Gasen dient. Es besteht aus einem spindelförmigen Metallkörper, der in Strömungsrichtung ausgerichtet wird und an der Stabspitze eine Bohrung aufweist. Diese ist mit einem Kanal mit der Umgebung verbunden. Idealerweise wird das anströmende Fluid parallel in die Bohrung geleitet. Ist das Pitot-Rohr am anderen Ende geschlossen, kommt das Fluid im Rohr völlig zur Ruhe. Der dynamische Druck in der Bernoullischen Beziehung wird dadurch zu Null. Der Druck am Pitot-Rohr-Eintritt entspricht in diesem Fall dem Gesamtdruck im System (statischer Druck plus dynamischer Druck) und wird auch als Staudruck bezeichnet. In der Pitot-Pumpe fungiert das Staurohr aber nicht als Messsonde sondern als Diffusor. Daher besitzt der Austrittskanal eine stetige Querschnittserweiterung, wodurch die kinetische Fluidenergie im Rotor in nutzbare Druckenergie umgewandelt wird. Es übernimmt daher vom Prinzip die Aufgabe eines herkömmlichen Spiralgehäuses.

<sup>1</sup>französischer Wasserbauingenieur (1695 - 1771)



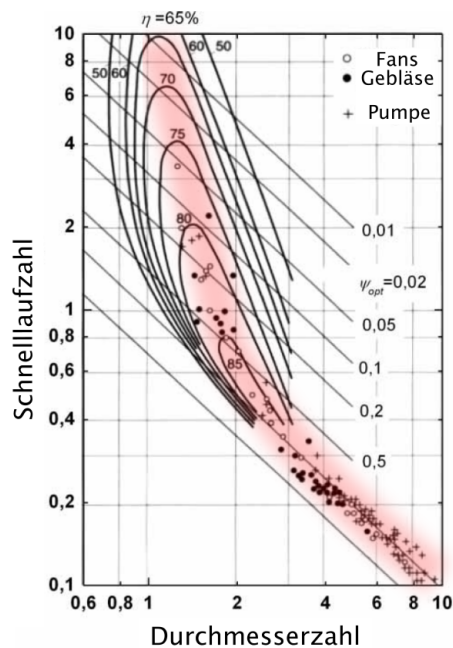
**Abbildung 2.2:** Modell einer Pitot-Pumpe und entsprechende Bezeichnungen; feststehende (f) und rotierende (r) Komponenten markiert; Pitot-Rohr in rot hervorgehoben.

Die Pitot-Pumpe kann über die gesamte Kennlinie betrieben werden (von Nullförderhöhe bis maximaler Volumenstrom) und weist keine Instabilitäten, z. B. bei kleinen Volumenströmen, auf. Anhand des eben skizzierten Aufbaus der Pitot-Pumpe lässt sich auch der Grund für ihre Überlegenheit bei niedriger spezifischer Drehzahl erklären. Die geschlossenen Laufradkanäle, sowie der mit der gleichen Drehzahl rotierende Rotor sorgen für kleine Relativgeschwindigkeiten zwischen Wand und Fluid. Dadurch sind Seitenwandreibungsverluste (für diese Betriebspunkte der dominierende Verlustfaktor bei Standardpumpen) fast gar nicht vorhanden. Hohe Relativgeschwindigkeiten treten lediglich zwischen der Wand des festen Pitot-Rohrs und dem Fluid im Rotor auf. Im Vergleich zur klassischen Radialpumpe ist der Gesamtanteil an den Verlusten hierbei jedoch gering. Außerdem erfolgt die Umwandlung von kinetischer Energie in Druckenergie durch das Pitot-Rohr effizienter als in einem Spiralgehäuse. All dies sorgt dafür, dass nach [25] die Förderhöhe in der Pitot-Pumpe 1,6 mal so groß ist, wie die einer einstufigen Standardkreiselpumpe bei gleichem Durchmesser und gleichem Betriebspunkt. Effizientes Arbeiten ist daher mit Standardpumpen nur mit kostspieligen, mehrstufigen Varianten möglich. Nimmt man beispielhaft Betriebspunkte an, die in der Nähe der Werte liegen, die in dieser Arbeit untersucht werden ( $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ ,  $Q = 16 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $H = 300 \text{ m}$ ,  $n_q = 3 \text{ min}^{-1}$ ), so würde z. B. die 5-stufige Radialpumpe „Modell 3355“ der Firma „ITT Goulds Pumps“ in Frage kommen, um in gleichen Bereichen zu arbeiten. In [26] wird berichtet, dass mit Pitot-Pumpen maximale Betriebswerte von  $H = 2000 \text{ m}$  bei Nullförderhöhe und  $Q = 100 \text{ m}^3/\text{h}$  im Bestpunkt möglich sind. Die Drehzahl ist nach oben hin bis zu  $6321 \text{ min}^{-1}$  möglich [17].

### 2.3.3 Forschung auf dem Bereich niedriger spezifischer Drehzahl

Für Einsatzgebiete gängiger Kreiselpumpen ( $n_q = 10 \dots 400 \text{ min}^{-1}$ ) sind in der Literatur unzählige Studien in den letzten Jahrzehnten durchgeführt worden. Dazu zählen unter anderem Untersuchungen zu komplexen Strömungsphänomenen im Schaufelrad [27; 28; 29; 30], Optimierung von Schaufel und Spiralgehäuseform [31; 32; 33], Nutzung





**Abbildung 2.3:** Ursprüngliche Darstellungsform (logarithmisch) zur Auslegung von Turbomaschinen nach Otto Cordier [37]. Band mit effizienten Turbomaschinen ist rot hervorgehoben.

von Modellen reduzierter Ordnung zur Leistungsanalyse [34] sowie die Beschreibung von Kavitation [35; 36]. Es gibt empirische Auslegungswerkzeuge, wie das Cordier-Diagramm [37; 38] in Abbildung 2.3, welche sehr zuverlässig bei der Auslegung von Pumpen im Betriebspunkt besten Wirkungsgrades (BEP) sind.

Soll das Pumpenlaufrad für kleine spezifische Drehzahlen ausgelegt werden, so bedarf es schmaler, enger Schaufelkanäle. Begründet werden kann dies durch die spezifische Drehzahl, wenn man sie, wie in [11] gezeigt, zusätzlich in Abhängigkeit von Geometrieparametern darstellt.

$$n_q = n \cdot \frac{\sqrt{Q}}{H^{3/4}} = 186 \cdot \frac{\Phi^{1/2}}{\Psi^{3/4}} \cdot \left( \frac{b_2}{D_{2m}} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{D_{2a} + D_{2i}}{2 \cdot D_{2m}} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

Es gilt: je kleiner  $n_q$ , desto kleiner die Schaufelaustrittsbreite  $b_2$  bei gleichbleibendem mittlerem Durchmesser  $D_m$ . Der Index  $a$  und  $i$  in Gleichung 2.2 entsprechen der Innen- und Außendurchmesserposition der Druckkante des Laufrades, während  $\Psi$  und  $\Phi$  die dimensionslose Druckziffer und die dimensionslose Durchflusszahl darstellen. Die kleine Schaufelaustrittsbreite macht jedoch die Herstellung immer anspruchsvoller, da die Sandkerne in den Gussmodellen leichter zusammenbrechen und die Zwischenräume schwieriger zu reinigen sind. Nach [39] liegt für gängige Gießverfahren ein Herstellungslimit von  $b_2/D_m = 0,01$  vor. Damit sind die konventionellen Designmethoden nicht ohne weiteres auf niedrige spezifische Drehzahlen anwendbar. Im Folgenden sollen kurz einige Forschungsergebnisse aufgelistet werden, in denen versucht wurde ein besseres Verständnis bezüglich des Laufraddesigns bei kleinem  $n_q$  zu gewinnen.

#### Konventionelle Kreiselpumpe:

In [39] wird der Einfluss von Formänderungen des Laufrades und des Spiralgehäuses

auf das Betriebsverhalten untersucht. Dabei werden Betriebspunkte im  $n_q$ -Bereich von  $7 \text{ min}^{-1}$  bis  $26 \text{ min}^{-1}$  untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass die Optimierung des Spiralgehäuses ausschlaggebend für effiziente Pumpen im Bereich kleiner  $n_q$ -Werte ist. Der Einfluss von Formänderungen beim Laufrad (hier Auslasswinkel  $\beta_2$ ) haben nur sehr geringen Einfluss.

Seitenwandreibungsverluste und Strömungsinstabilitäten bei niedrigem Volumenstrom können durch halboffene Pumpenräder reduziert werden. Dies wird in [40; 41] im Bereich  $7 \text{ min}^{-1} < n_q < 13 \text{ min}^{-1}$  untersucht. Ein direkter Vergleich zeigt, dass halboffene Laufräder mit vergrößertem Verhältnis von (i) Spaltabstand zur Zunge zu (ii) Laufradbreite am Auslass das Instabilitätsproblem nahezu eliminieren können. Sie weisen jedoch kleinere hydraulische Effizienz und eine kleinere Förderhöhe auf, verglichen mit einem geschlossenen Laufrad. Das liegt daran, dass die Tangentialgeschwindigkeit am Laufradaustritt bei halboffenen Laufrädern durch Rückströmung deutlich geringer ist.

Der Einfluss eines komplexen Mehrkanallaufrades, bestehend aus langen, mittleren und kurzen Schaufeln, wurde in [42] für  $n_q = 18 \text{ min}^{-1}$  auf das Kennlinienverhalten getestet. Die Laufschaufelzahl wurde dabei zwischen 4 und 24 variiert. Für die komplexeste Konfiguration konnten die Strömungsinstabilitäten bei kleinen Volumenströmen abgeschwächt werden.

### **Pitot-Pumpe:**

Die Forschungsergebnisse aus dem vorherigen Abschnitt haben gezeigt, dass die Anwendung von herkömmlichen Radialpumpen für kleine  $n_q$ -Werte, immer einen Kompromiss aus Förderhöhe, Kennlinienstabilität und Effizienz darstellen. Die Pitot-Pumpe bietet durch ihre Bauweise für niedrige  $n_q$ -Werte einen effizienteren Betrieb, wurde jedoch in der Wissenschaft bisher nicht intensiv erforscht. Es folgt daher ein kurzer Überblick über aktuelle Studien auf diesem Gebiet.

Der Einfluss zweier verschiedener Mehrkanallaufräder mit insgesamt 16 langen und kurzen Schaufeln wird für eine Pitot-Pumpe in [43] mittels 3D stationärer numerischer Simulationen untersucht (hier  $n_q = 4 \text{ min}^{-1}$ ). Das eine Laufrad ist vollständig geschlossen, während das andere halboffen ist. Eine anschließende Energieanalyse zeigt, dass der sprunghafte Übergang zwischen Schaufelkanal und Rotorkavität beim geschlossenen Laufrad für starke Verluste sorgt. Hier bietet ein halboffenes Laufrad Vorteile. Dasselbe geschlossene Laufrad wird in [44] für  $n_q = 4 \text{ min}^{-1}$  noch einmal untersucht. Diesmal liegt der Fokus auf den Strömungsphänomenen innerhalb des komplexen Mehrkanallaufrades. Es werden stationäre 3D Simulationen durchgeführt, wobei durch die Autoren festgestellt wird, dass sich das höchste Risiko von Kavitation am Laufradeinlass auf der Saugseite befindet. Sie zeigen außerdem, dass das Risiko der Strömungsablösung durch die zusätzlich eingeführten kleinen Laufschaufeln reduziert werden kann.

Verschiedene geschlossene Laufräder werden für eine Pitot-Pumpe in [45] für  $n_q = 3 \text{ min}^{-1}$  untersucht. Wie gewohnt bleibt der Schaufelkanalquerschnitt rechteckig und gerade, jedoch wird der Aufweitungswinkel variiert. Die Autoren zeigen, dass es durch Rezirkulation am Laufradauslass zu Effizienzverlusten von bis zu 5 % kommen kann, wenn der Schaufelkanal nicht entsprechend dem Betriebspunkt ausgelegt wird.

Der Einfluss von Formänderungen des Diffusorkanals innerhalb des Pitot-Rohres auf die Pumpenperformance wird in [46] mittels CFD untersucht. 3 Design-Konfigurationen werden ausgewählt. Es kann gezeigt werden, dass Veränderungen in der Querschnittsform des Diffusors sich vorteilhaft auf die Kennlinien (Förderhöhe, Effizienz und Leistung) und

den Diffusorwirkungsgrad auswirken.

Ein ähnliches Ergebnis wird in [47] festgestellt, wo die Deformierung des Diffusorkanals durch eine Netz-Morphing Technik in einer automatisierten Schleife erfolgt. Es werden zwei Zielfunktionen untersucht: der Totaldruckverlust im Diffusor und die projizierte Fläche des Diffusors im Rotor. Beide sind gegenläufig, weshalb ein Satz an optimalen Konfigurationen präsentiert wird (die Pareto-Front).

## 2.4 Strömungsmechanik

Die Strömungsmechanik im rotierenden Laufrad einer Radialpumpe ist sehr detailliert in der verfügbaren Fachliteratur dokumentiert. Hierbei sollen besonders die beiden Werke von Alexey Stepanoff [11] und Carl Pfeleiderer [48] hervorgehoben werden. Sie bilden zwei wesentlichen Grundlagenwerke bezüglich der Berechnung und Auslegung von Strömungsmaschinen - insbesondere der Radialpumpen. Doch auch andere Fachbücher geben einen guten Überblick über die Grundprinzipien in Radialpumpen [10; 49; 50; 51]. Auf die wichtigsten Aspekte für diese Arbeit soll hier eingegangen werden. Mehr Details und Herleitungen sind in den eben aufgeführten Quellen zu finden.

### 2.4.1 Geschwindigkeitsdreieck

Betrag und Richtung des Fördermediums im Laufrad einer Radialpumpe sind davon abhängig, ob man es von außerhalb aus einem ruhenden System beobachtet oder sich in einem rotierenden Bezugssystem mit dem Laufrad bewegt. Die Geschwindigkeit im festen Bezugssystem nennt man Absolutgeschwindigkeit  $\mathbf{v}$ , die Geschwindigkeit im rotierenden System Relativgeschwindigkeit  $\mathbf{w}$ . Beide stehen durch die Umfangsgeschwindigkeit  $\mathbf{u}$

$$|\mathbf{u}| = |\boldsymbol{\omega}| \cdot r \quad (2.3)$$

miteinander in Relation. Die Umfangsgeschwindigkeit nimmt mit steigendem Radius linear zu, wobei von konstanter Winkelgeschwindigkeit  $\boldsymbol{\omega}$  ausgegangen werden kann. Für ein Radialrad bedeutet dies unterschiedliche Umfangsgeschwindigkeiten am Laufradeintritt (Position 1) und am Laufradaustritt (Position 2). Hierbei gilt  $\mathbf{u}_1(r_1) < \mathbf{u}_2(r_2)$ . Die vektorielle Addition von Relativ- und Umfangsgeschwindigkeit ergibt die Absolutgeschwindigkeit:

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} + \mathbf{w}. \quad (2.4)$$

Eine anschauliche Methode ist die Darstellung der Geschwindigkeitskomponenten in einem Vektordiagramm, welches auch als Geschwindigkeitsdiagramm bezeichnet wird (siehe Abbildung 2.4). Diese Dreiecke können für jeden Punkt entlang der Strombahn innerhalb der Schaufel bestimmt werden. Der Winkel zwischen Relativ- und Umfangsgeschwindigkeit wird als  $\beta$  bezeichnet und der Winkel zwischen Absolut- und Umfangsgeschwindigkeit als  $\alpha$ . Des Weiteren wird für die Umfangskomponenten der Absolut- und Relativgeschwindigkeit der Index „u“ verwendet. Die Meridiankomponente mit dem Index „m“ steht senkrecht auf der Umfangsgeschwindigkeit.

Bei der Durchströmung des Radiallaufrades wird dieses von innen nach außen durchströmt (siehe Abbildung 2.5). Die Geschwindigkeitsdreiecke sind am Eintritt und Austritt

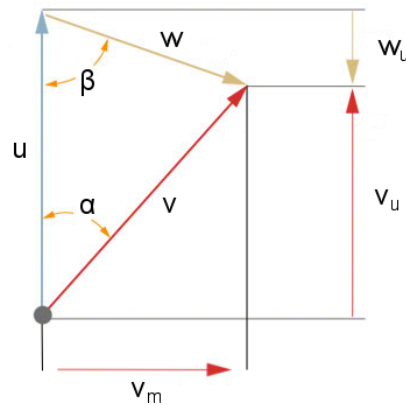


Abbildung 2.4: Geschwindigkeitsdreieck mit Strömungswinkeln.

ingezeichnet. Die Relativgeschwindigkeit zeigt in Schaufelrichtung und die Umfangsgeschwindigkeit tangential zur Kreisbahn. Solange die Strömung exakt der Laufradkontur folgt spricht man auch von „schaufelkongruenter Strömung“. Diese Annahme wird für die theoretischen Betrachtungen an einer Pumpe durchweg angenommen, falls nicht anders erwähnt. Damit entspricht der Relativwinkel  $\beta$  gleichzeitig dem geometrischen Aus- und Eintrittswinkel des Laufrades. Gemäß Gleichung 2.4 ergibt sich die Absolutgeschwindigkeit für beide Positionen aus der vektoriellen Addition der beiden Terme.

Die Meridiangeschwindigkeiten am Laufradaustritt und -eintritt lassen sich auch über den Volumenstrom beschreiben

$$|\mathbf{v}_{m1,2}| = \frac{Q}{D_{1,2} \cdot \pi \cdot b_{1,2}}, \quad (2.5)$$

wobei der jeweilige Laufraddurchmesser  $D$  und die Schaufelradbreite  $b$  bekannt sein müssen.

Durch die Kenntnisse über die Geschwindigkeitskomponenten lassen sich trigonometrische Rückschlüsse auf die Strömungswinkel  $\beta_{1,2}$  im Laufrad aus Abbildung 2.5 ziehen.

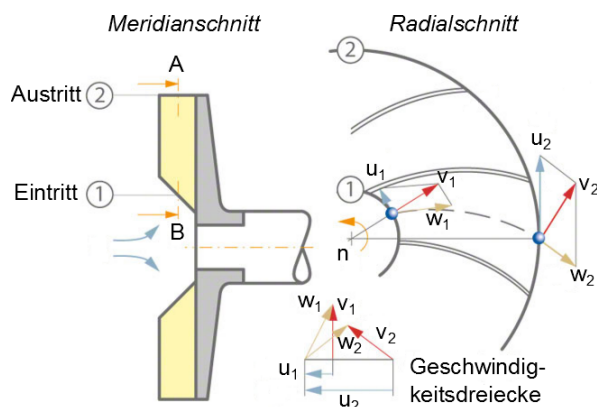
$$\tan \beta_1 = \frac{|\mathbf{v}_{m,1}|}{|\mathbf{u}_1| - |\mathbf{v}_{u,1}|} \quad (2.6)$$

$$\tan \beta_2 = \frac{|\mathbf{v}_{m,2}|}{|\mathbf{u}_2| - |\mathbf{v}_{u,2}|} \quad (2.7)$$

### 2.4.2 Rotierende Fluide (Rotor)

Rotiert man einen symmetrischen Fluidbehälter um seine Achse, so entsteht ein Fliehkraftfeld. Damit verbunden sind zur Außenwand wirkenden Zentrifugalkräfte  $\mathbf{F}_{zent}$ , welche dafür sorgen, dass ein Fluidelement auf einer Kreisbahn gehalten wird. Diese rotierende Kreisbewegung von Fluidelementen wird als *Wirbelbewegung* definiert. Fluidelemente auf einer Kreisbahn haben die gleiche Winkelgeschwindigkeit  $\omega$ .

$$|\mathbf{F}_{zent}| = m|\omega|^2 r = m \frac{|\mathbf{u}|^2}{r} \quad (2.8)$$



**Abbildung 2.5:** Geschwindigkeitsdreiecke im Radialschnitt entlang des Schaufelschnitts A-B (angepasst von www.ksb.com).

Durch die zusätzliche Zentrifugalkraft muss sich ein Gleichgewicht im rotierenden Fluid einstellen. Dieses lässt sich anhand der Eulerschen Bewegungsgleichung für eine stationäre, reibungslose Rotationsbewegung wie folgt darstellen:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{|\mathbf{u}|^2}{r}. \quad (2.9)$$

Der Zusammenhang wird auch als *radiales Druckgleichgewicht* bezeichnet und zeigt, dass die zunehmenden Zentrifugalkräfte durch den ansteigenden Druckgradienten in radialer Richtung ausgeglichen werden. Hierbei wird angenommen, dass keine Quergeschwindigkeiten in der Strömung vorliegen - lediglich die Umfangsgeschwindigkeit  $\mathbf{u}$ .

Kennt man den Geschwindigkeitsverlauf im rotierenden Behälter, so kann man durch Integration von Gleichung 2.9 den entsprechenden Druckverlauf bestimmen. Allgemein lässt sich der Geschwindigkeitsverlauf wie folgt definieren:

$$\mathbf{u} \cdot r^i = konst. \quad (2.10)$$

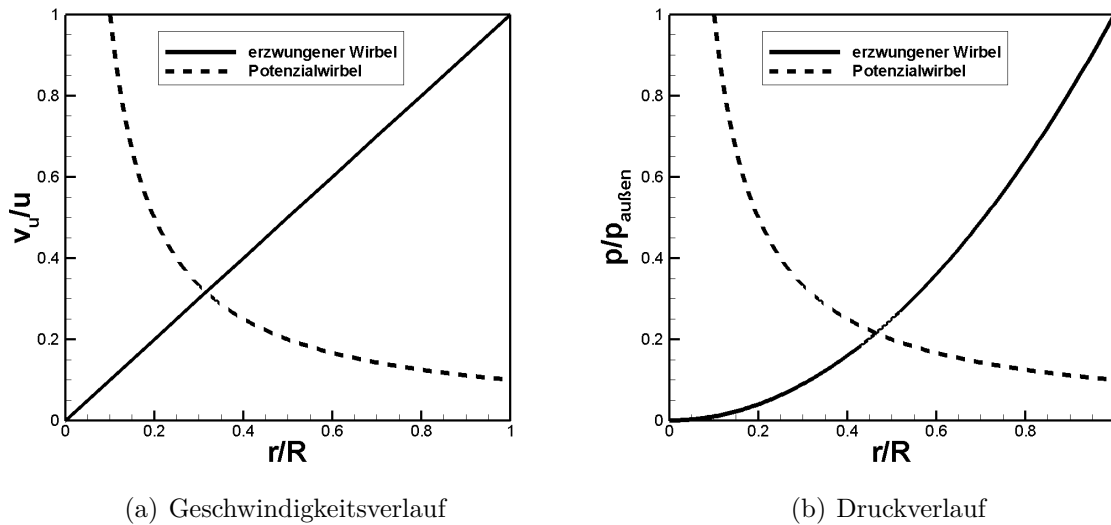
Der Exponent  $i$  kann dabei sowohl positive als auch negative Werte annehmen. Je nach Wahl von  $i$  ergeben sich verschiedene Wirbelbewegungen. Zwei besondere Wirbelbewegungen sollen hervorgehoben werden:

- Potenzialwirbel (engl.: free vortex):  $\mathbf{u} \cdot r^1 = konst.$
- erzwungener Wirbel (engl.: forced vortex):  $\mathbf{u} \cdot r^{-1} = konst.$

Beim Potenzialwirbel nimmt die Winkelgeschwindigkeit mit zunehmendem Radius ab. Die höchsten Geschwindigkeiten sind in Achsnähe (siehe Abbildung 2.6). Er genügt der Bernoullischen Gleichung. Die Bernoullische Konstante aus Gleichung 2.14 bleibt in radialer Richtung konstant - alle Teilchen haben die gleiche Energie. Dies kann man sich bildlich anhand einer großen Badewanne vorstellen, wo sich beim Ablassen des Wassers am Boden des Behälters ein Wirbel ausbildet. Die Energie am äußeren Punkt des Wirbels muss gleich bleiben, während sich ein Fluidelement spiralförmig in Richtung Ausfluss bewegt<sup>2</sup>. Durch Integration von Gleichung 2.9 erhält man die Druckverteilung.

$$p - p_0 = \frac{\rho}{2} |\mathbf{v}_u|^2 \left( 1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) \quad (2.11)$$

<sup>2</sup>In der Realität stimmt dies nur für den äußeren Bereich. Es bildet sich ein sogenannter Rankine-Wirbel aus, der in Achsnähe einen erzwungenen Wirbel besitzt.



**Abbildung 2.6:** Charakteristischer Geschwindigkeits- und Druckverlauf eines Potenzialwirbels und eines erzwungenen Wirbels in radialer Richtung ( $R$  ist der Außenradius des Rotors).

Beim erzwungenen Wirbel ist die Winkelgeschwindigkeit über den Radius konstant. Geschwindigkeit und Druck nehmen zur Außenwand hin zu.

$$p - p_0 = \frac{\rho}{2} |\mathbf{v}_u|^2 \left( \frac{r^2}{r_0^2} - 1 \right) \quad (2.12)$$

Erzwungene Wirbel stellen sich z. B. in Behältern ein, die um ihre Achse rotieren. Am Beispiel der Pitot-Pumpe erfolgt dies in den rotierenden Wänden der Rotorkavität, in der sich auch das Pitot-Rohr befindet. Durch die Verblockung des Pitot-Rohres ist jedoch eine Abweichung von der idealen, analytischen Lösung in Kauf zu nehmen.

### 2.4.3 Kanalströmung (im Diffusor des Pitot-Rohres)

Die Umwandlung von kinetischer Energie in Druckenergie findet nach dem Laufrad in Leitapparaten statt. In der Pitot-Pumpe ist dies der Diffusorkanal im Pitot-Rohr. Es handelt sich im einfachsten Fall um einen divergenten Kanal mit wachsender Querschnittsfläche  $A$ . Solche Kanäle werden auch Diffusoren genannt und finden vielfältigen Einsatz, wie z. B. bei Windkanälen, Turbinen, Pumpen oder auch anderen Kanalsystemen. Entsprechend der Massenerhaltung

$$\rho |\mathbf{v}| A = \text{konst.} \quad (2.13)$$

wird die Geschwindigkeit am Diffusoraustritt somit reduziert. Eine Aussage bezüglich des Drucks lässt sich über die Bernoullische Gleichung gewinnen. Sie sagt in ihrer einfachsten Form aus, dass die Gesamtenergie entlang einer Stromlinie<sup>3</sup> für ein inkompressibles

<sup>3</sup>Unter einer Stromlinie versteht man eine Kurve, deren Tangentenrichtung mit der Richtung der Geschwindigkeitsvektoren übereinstimmt

Fluid gleich bleibt. Dieser Zusammenhang lautet in seiner Höhenform für reibungsfreie, stationäre Strömung wie folgt:

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{|\mathbf{v}|^2}{2g} = H = \textit{konst.} \quad (2.14)$$

Der Gesamtenergiebetrag setzt sich aus einem geodätischen Höhenanteil  $z$ , einem Druckanteil  $\frac{p}{\rho g}$ , sowie einem Geschwindigkeitsanteil  $\frac{v^2}{2g}$  zusammen. Mit sinkender Austrittsgeschwindigkeit wächst am Diffusoraustritt der Druck. Das Stromlinienbild wird durch die Querschnittserweiterung ebenfalls verändert - der Abstand der Stromlinien am Austritt nimmt zu.

### a) Strömung in stetigen und unstetigen Diffusoren:

Das Design des Diffusors entscheidet über die Fähigkeiten zur Druckrückgewinnung. Wir gehen hierbei von einer Strömung aus, die sich ausschließlich in geradliniger Hauptströmungsrichtung bewegt. Der simpelste Fall eines Diffusors liegt vor, wenn zwei unterschiedliche Querschnittsflächen  $A_1$  und  $A_2$  scharfkantig miteinander verbunden sind (Abbildung 2.7). Man spricht in diesem Fall von einem *unstetigen Diffusor*. Der Diffusoröffnungswinkel  $\delta$  ist in diesem Fall  $90^\circ$ . Durch die sprungartige Aufweitung kann die Strömung beim Übergang von  $A_1$  zu  $A_2$  der Wandkontur nicht folgen und tritt nicht als geschlossener Strahl aus. Erst nach einer gewissen Distanz stromabwärts legt sich die Strömung wieder an. Der Bereich dazwischen ist gekennzeichnet durch einen Totraum mit instationärer Wirbelausbildung. Diese sind hauptsächlich für die Druckverluste in dem Diffusor verantwortlich. Der Carnotsche Verlustbeiwert  $\zeta_{V,Car}$  für unstetige Diffusoren lässt sich unter diesen Annahmen analytisch aus dem Impulssatz ermitteln und ist nur abhängig vom Querschnittsverhältnis  $A_2/A_1$ .

$$\zeta_{V,Car} = \left( \frac{A_2}{A_1} - 1 \right)^2 \quad (2.15)$$

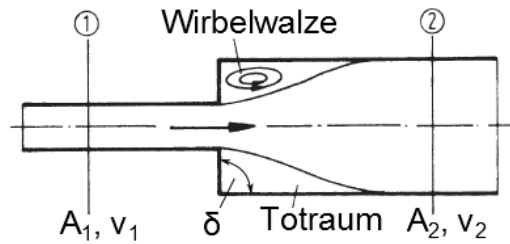
Fügt man diesen Term in die Bernoullische Gleichung ein, so lässt sich dadurch ein zusätzlicher Druckverlustterm  $\Delta p_{V,Car}$  berechnen.

$$\Delta p_{V,Car} = \zeta_{V,Car} \frac{\rho}{2} \Delta |\mathbf{v}|^2 \quad (2.16)$$

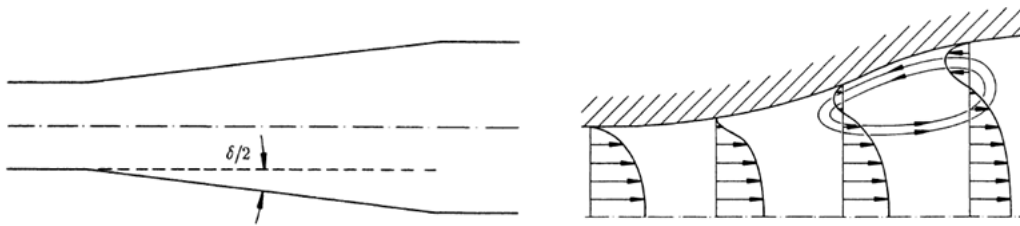
Trotz der rein analytischen Herleitung können nur Näherungswerte berechnet werden, da bisher keine Reibungsverluste entlang der Kanalwände berücksichtigt werden. Diese werden jedoch meistens durch die Wirbelverluste bei weitem übertroffen, so dass immer noch gute Übereinstimmungen mit der Realität möglich sind.

Der Diffusorkanal im Pitot-Rohr zählt zu den *stetigen Diffusoren*, wie in Abbildung 2.8. Hier sinkt oder steigt die Neigung des Fluids zur Ablösung an den Kanalwänden je nach Querschnittsverhältnis  $A_2/A_1$  und Diffusoröffnungswinkel  $\delta$ . Für den optimalen Designpunkt ist es möglich die Strömung nahezu komplett anliegen zu lassen. Bewegen sich die Fluidelemente im Diffusor in Stromlinienrichtung  $s$  durch den Kanal, so erfahren sie einen positiven Druckgradienten  $\partial p / \partial s > 0$ , der sie daran „hindert“ voranzuschreiten. Dies ist erst durch die eigene kinetische Energie des Fluids möglich. Besonders die Wandregion ist bei realen Fluiden (hier: reibungsbehaftet) sehr sensibel, da in der Grenzschicht<sup>4</sup>

<sup>4</sup>In dem grundlegenden Werk von Schlichting [53] zur Grenzschicht-Theorie ist die Dicke der Grenzschicht so definiert, dass sie an an der Wand startet und bis zu dem Bereich geht, wo die Geschwindigkeit wieder 99 % der Kernströmung erreicht hat.



**Abbildung 2.7:** Unstetige Kanalaufweitung durch Borda- oder Carnot-Stoß [52].



**Abbildung 2.8:** Diffusoröffnungswinkel und Grenzschichtablösung im stetigen Diffusor (adaptiert aus [54]).

kleinere Geschwindigkeiten vorliegen als in der Kernströmung. Ab einem gewissen Druckanstieg kann es je nach Geometrie zu einem „Stillstand“ des Fluids in der Wandregion kommen, wodurch das Fluid hier entgegen der eigenen Strömungsrichtung zurückströmt. Für das Geschwindigkeitsprofil bedeutet dies einen Sattelpunkt im Verlauf senkrecht zur Wand. Dieses Phänomen wird auch als „Grenzschichtablösung“ bezeichnet und ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Es bildet sich ein Wirbel aus, der wie eine Verblockung auf die „gesunde“ Kernströmung wirkt. Die effektive Querschnittsaufweitung wird dadurch reduziert, was sich nachteilig auf die Druckrückgewinnung im Diffusor auswirkt. Nach [54] sind für Öffnungswinkel zwischen  $5^\circ < \delta < 10^\circ$  bestmögliche Diffusorleistungen möglich (bis zu 85 %). In anderen Quellen wie [52] wird ein Bereich von  $8^\circ < \delta < 12^\circ$  angegeben. Quellenübergreifend kann man aber sagen, dass es ratsam ist, bei  $\delta < 15^\circ$  zu bleiben. Hieran erkennt man schon, dass eine rein analytische Aussage wie beim unsteady Diffusor hier nicht zu vernünftigen Ergebnissen führen würde. Überspitzt man den Öffnungswinkel, kommt es zur Grenzschichtablösung. Wird der Winkel zu klein, so dominieren die Reibungsverluste an den länger werdenden Wänden immer stärker. Um Bernoulli weiterhin verwenden zu können werden in der Wissenschaft häufig Korrekturfaktoren für bekannte Öffnungswinkel oder Querschnittsverhältnisse genutzt.

Für beide Diffusortypen (stetig und unsteady) lässt sich durch Umwandlung der Bernoullischen Gleichung zwischen Diffusorein- und austritt ein Diffusor-Wirkungsgrad  $\eta_D$  in Gleichung 2.17 definieren.

$$\eta_D = \frac{p_2 - p_1}{\frac{\rho}{2}(|\mathbf{v}_1|^2 - |\mathbf{v}_2|^2)} \quad (2.17)$$

Für ein reales inkompressibles Fluid ist dieser immer kleiner 1, da die Strömung in Diffusoren durch Wandreibung und Grenzschichtablösung verlustbehaftet ist und somit die kinetische Energie des Fluides nie vollständig in nutzbaren Druck umgewandelt werden kann.



**b) Strömung durch Krümmer:**

Da der Diffusorkanal im Pitot-Rohr nicht nur eine Querschnittsaufweitung, sondern auch eine räumliche Verwindung besitzt, soll ebenfalls dieser geometrische Effekt untersucht werden. Wie bisher wird die Strömung durch ein ruhendes Rohr betrachtet. Wir befinden uns daher weiterhin im Absolutsystem, wo keine Fluidrotation von außen aufgeprägt wird (keine Energiezufuhr durch Laufrad oder ähnliches). Beim geraden Diffusor wurde das Stromlinienbild durch Querschnittserweiterungen „gestört“. Weiteren Einfluss auf das Stromlinienbild können Richtungsänderungen der Strömung verursachen, wie z. B. durch Strömungsumlenkung in einem Krümmer.

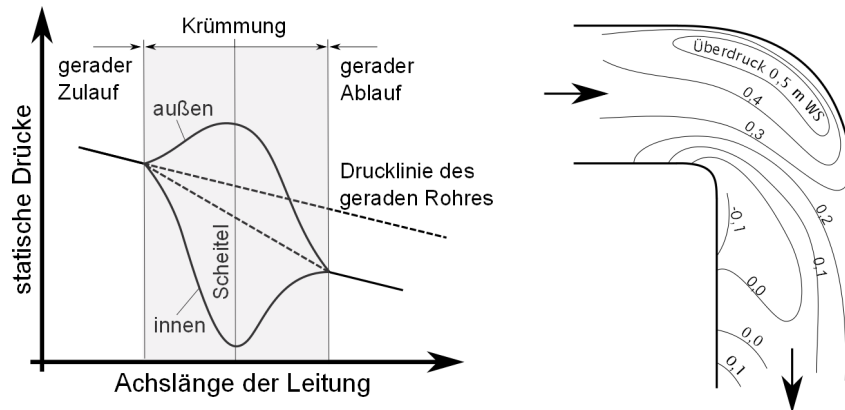
Strömt das Fluid durch ein gekrümmtes Rohr, so wird seine Richtung kontinuierlich durch die Umlenkung geändert. Dafür verantwortlich sind die Zentrifugalkräfte, die zur Rohraußenwand gerichtet sind. Sie sorgen im Krümmer für einen Druckanstieg quer zur Strömungsrichtung, wie er vorher schon in Gleichung 2.9 beschrieben wurde. Der schematische Druckverlauf ist für einen Rohrkrümmer in Abbildung 2.9 dargestellt. Zum Vergleich ist ebenfalls der Druckverlauf für ein gerades Rohr mit konstantem Durchmesser abgebildet. Ohne Reibung würde der statische Druck konstant bleiben, da sich die Geschwindigkeit nicht ändert. Für ein reales Fluid nimmt der Druck auf Grund von Reibungsverlusten leicht ab. Der Druckverlauf ändert sich, wenn sich ein Fluid durch einen Rohrkrümmer bewegt. So lange sich das Fluid in diesem Fliehkraftfeld befindet (bis zum Krümmeraustritt) erfährt es auf Grund seiner Massenträgheit eine weitere Kraft, die eine Zunahme des Drucks in radiale Richtung bis zur Außenwand hin erlaubt. Dem Fluid wird eine Wirbelbewegung aufgeprägt, wobei die charakteristische Geschwindigkeit hier die Meridiankomponenten  $v_m$  ist. Würde alleine das Bernoullische Gesetz mit Gravitation wirken, so müssten bei den hohen Drücken außen kleine Geschwindigkeiten vorliegen und innen an der Achse bei den kleinen Drücken hohe Geschwindigkeiten. Wir würden also von einem Potenzialwirbel sprechen. Gemessene Strömungsprofile, wie z. B. in Abbildung 2.10, zeigen jedoch, dass ein erzwungener Wirbel dem Geschwindigkeitsprofil aufgeprägt wird. Die Geschwindigkeit ist wie der Druck an der Außenwand am größten. Die Ursache hierfür ist die Ausbildung einer Sekundärströmung im Krümmer. Beim Eintritt in den Krümmer besitzt das Fluid in der Kernströmung die höchsten Geschwindigkeiten. Dadurch wirken hier die größten Kräfte auf das Fluid zur Außenwand hin. Dort wird das wandnahe Fluid in Umfangsrichtung verdrängt und es bildet sich wie in Abbildung 2.11 ein Doppelwirbel aus, der sowohl im als auch gegen den Uhrzeigersinn verläuft. Das Fluid strömt somit aus Kontinuitätsgründen an den Außenseiten von außen nach innen und in der Mitte von innen nach außen. Neben der Hauptströmung in Achsrichtung liegt bei Krümmern daher auch eine Querströmung vor, die für zusätzliche Verluste sorgt. Dieses Phänomen ist um so stärker, je größer die Fluidgeschwindigkeiten sind und je kleiner das Verhältnis von Krümmungsradius zum Rohrdurchmesser  $r/d$  ist.

An der Innenwand des Rohres kommt es neben den geringen Geschwindigkeiten ab dem Krümmerscheitel auch zu positiven Druckgradienten. Damit verbunden sind meist Strömungsablösungen (siehe Abbildung 2.10). Es finden sich also beide Verlustarten (*Reibungs- und Wirbelverluste*) wie beim Diffusorkanal hier vor. Zusätzlich müssen beim Krümmer aber noch *Sekundärströmungsverluste* berücksichtigt werden.

Die Grundlagen zur mathematischen Beschreibung dieser Querströmungen in Krümmern wurden im Jahre 1928 durch William Reginald Dean<sup>5</sup> gelegt. In seiner Arbeit [55] überlagert er eine laminare Strömung in einem gekrümmten Kanal mit unendlich hohen Wänden

---

<sup>5</sup>britischer Angewandter Mathematiker und Strömungsmechaniker, 1896–1973

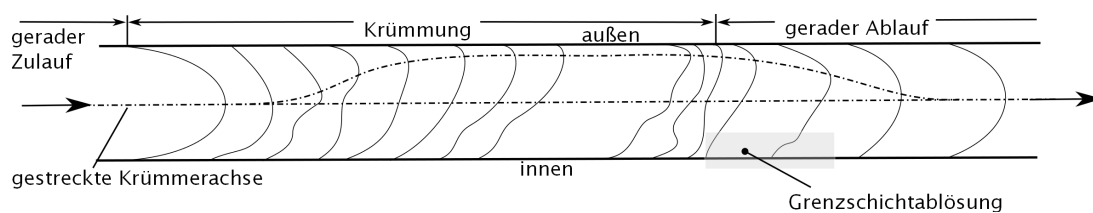


**Abbildung 2.9:** (links) Schematische Druckverteilung in Strömungsrichtung, (rechts) Im Rohr-Krümmung gemessene Druckverteilung bei  $v = 2,4 \text{ m/s}$ ,  $\text{Re} = 100000$ ,  $1 \text{ m WS} = 0,098 \text{ bar}$ , Strömungsrichtung von links oben nach rechts unten (beide aus [58]).

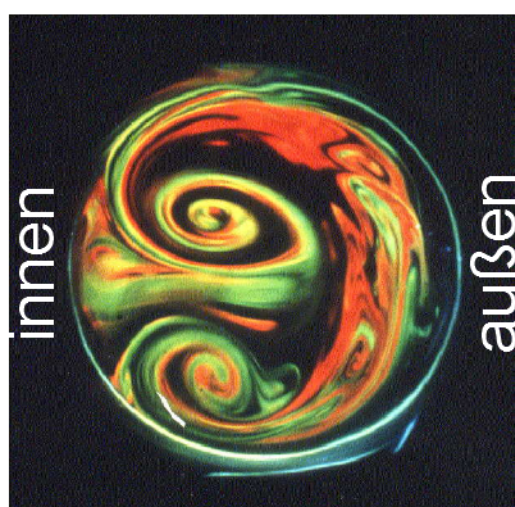
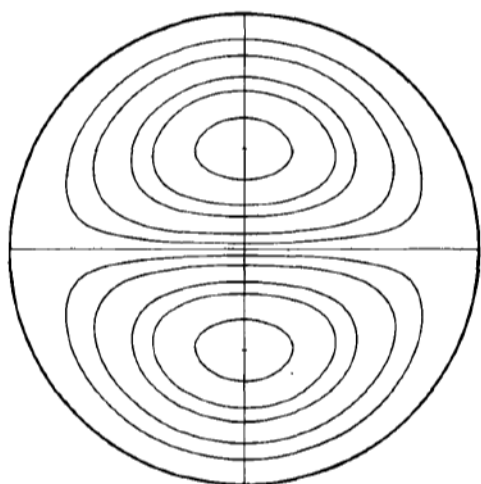
mit einer wirbelartigen Instabilität. Ziel ist es herauszufinden, in wie weit die Stabilität der Strömung durch die Umlenkung im Kanal beeinflusst wird. Er konnte analytisch zeigen, dass ab einem kritischen Wert das System instabil wird, woraus Sekundärströmungen entstehen (siehe Abbildung 2.11). Die charakteristische Zahl hierfür ist die nach ihm benannte Dean-Zahl  $De$ .

$$De = \frac{|\mathbf{v}|}{\nu} \cdot \sqrt{\frac{l^3}{r}} = \text{Re} \cdot \sqrt{\frac{l}{r}} \quad (2.18)$$

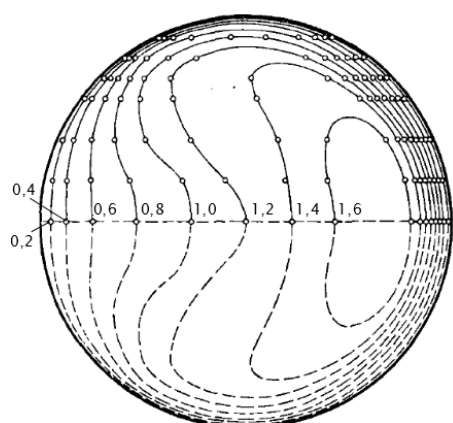
Sie lässt sich auch als ein Verhältnis der Reynolds-Zahl  $\text{Re}$  darstellen. Hierfür ist wieder eine charakteristische Länge  $l$  nötig, welche gegebenenfalls auch dem Rohrdurchmesser entspricht. Der Krümmungsradius  $r$  bezieht sich auf die innere Begrenzungsfläche des gekrümmten Rohres. Die nach Dean [55] gefundenen Erkenntnisse gelten nur für sehr niedrige Reynolds-Zahlen. Eine Ausweitung auch auf Bereiche größerer Reynolds-Zahlen wurde anschließend durch [56] durchgeführt. Er konnte zeigen, dass für kleine Werte ( $De < 54$ ) ein stabiler Zustand ohne Sekundärströmungen vorliegt. Dies ist realisierbar bei sehr kleinen Geschwindigkeiten oder sehr großen Verhältnissen des Krümmungsradius zum Rohrdurchmesser  $r/d$ . Praxisrelevant sind jedoch fast ausschließlich die Bereiche für  $De > 54$  - also Bereiche mit Sekundärströmungen. Die kritischen  $De$ -Werte wurden 1958 noch einmal analytisch in einer genaueren Methode durch [57] bestätigt. Um ein besseres Gefühl für den kritischen Dean-Wert zu bekommen, sind in Abbildung 2.12 die Geschwindigkeitsverteilungen in einem Rohrkrümmer für eine laminare ( $\text{Re} = 2050$ ) und eine turbulente Rohrströmung ( $\text{Re} = 11770$ ) dargestellt. In beiden Fällen liegt ein Krümmungsradius zu Durchmesser Verhältnis von  $d/r = 1/100$  vor. Für die laminare Strömung resultiert eine Dean-Zahl von  $De = 205$  und für den turbulenten Fall  $De = 1177$ . In beiden Fällen sind wir weit über dem kritischen  $De$ -Wert von 54, obwohl in praxisnahen Anwendungen meist mit noch größeren Reynolds-Zahlen zu rechnen wäre. Dies zeigt die Unvermeidbarkeit von Sekundärströmungen in gekrümmten Kanälen, die auch durch Formänderung/-optimierung nicht komplett aufgehoben werden können.



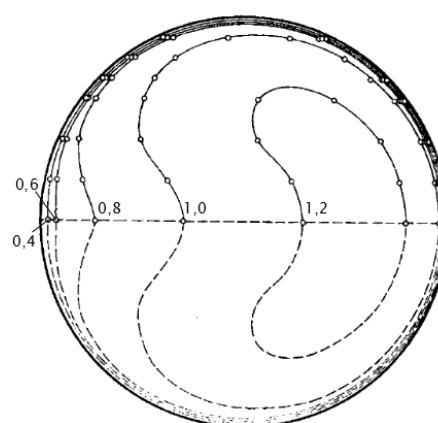
**Abbildung 2.10:** Entwicklung der Geschwindigkeitsprofile in einem Krümmer in Strömungsrichtung, aus [58]. Positive Druckgradienten können besonders auf der Innenseite des Kanals zur Grenzschichtablösung führen.



**Abbildung 2.11:** (links) Schematische Charakterisierung des Doppelwirbels in Krümmern [59], (rechts) Visualisierung der Sekundärströmung in einem 90°-Rohrkrümmer durch fluoreszierende Lösung, aus [60].

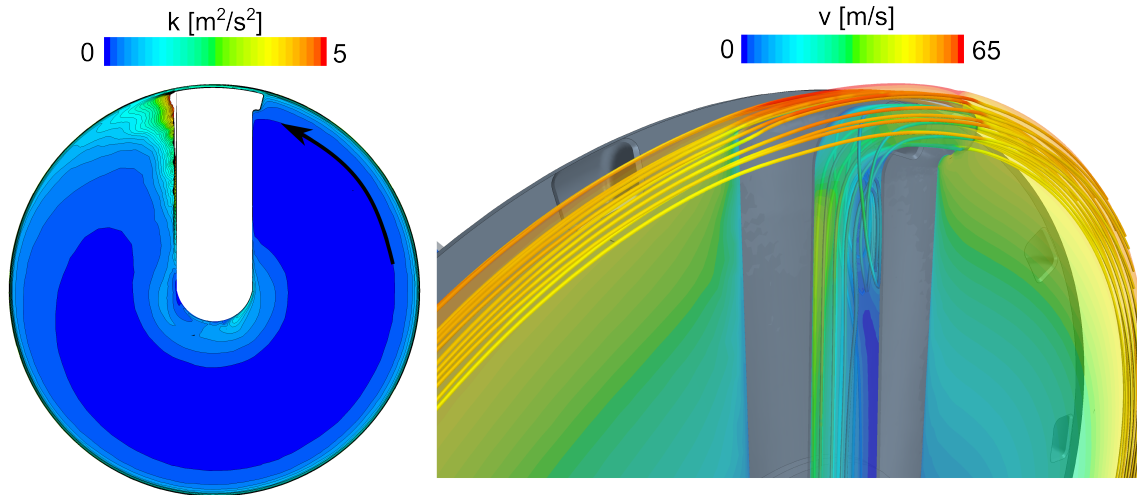


laminar



turbulent

**Abbildung 2.12:** Geschwindigkeitsverteilung [m/s] für eine laminare ( $Re = 2050$ ,  $De = 205$ ) und eine turbulente ( $Re = 11770$ ,  $De = 1177$ ) Strömung in einem Rohrkrümmer bei einem Verhältnis von Rohrdurchmesser zu Krümmungsradius von  $d/r = 1/100$ , aus [59].



**Abbildung 2.13:** links: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  hinter einem einflügeligen Standard-Pitot-Rohr. Der Pfeil zeigt die Rotationsrichtung des Rotors an; rechts: Stromlinienverlauf und Geschwindigkeitsverteilung im Rotor um das Pitot-Rohr.

#### 2.4.4 Außenumströmung

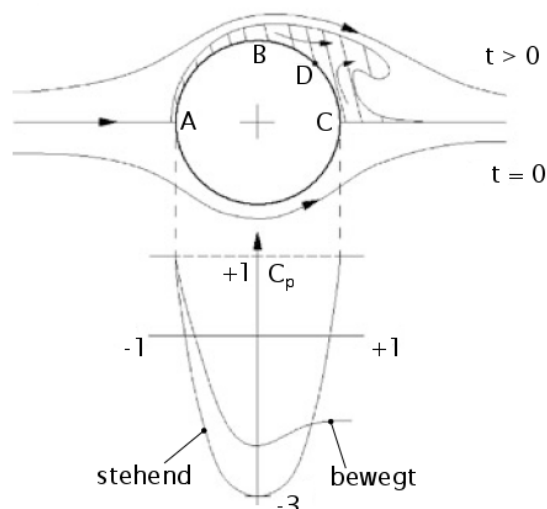
Bisher wurde nur die Strömungsmechanik innerhalb des Pitot-Rohres im Diffusor-Kanal beschrieben. Formänderungen des Diffusors ziehen aber auch Veränderungen in der Rotorströmung nach sich. Beispielfhaft ist in Abbildung 2.13 die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  dargestellt, wie sie aus den später durchgeführten Simulationen ab Abschnitt 5 erhalten wird. Gebiete hoher  $k$ -Werte (Farbe rot) sind Orte starker Vermischungsverluste und sind zu vermeiden. Zusätzlich ist die Visualisierung der Stromlinien im Geschwindigkeitsfeld des Rotors dargestellt. Zwei Arten von Strömungsführung lassen sich unterscheiden:

- die äußere Umströmung um das Pitot-Rohr im Rotor,
- die Kanalströmung im Diffusor des Pitot-Rohres.

Die Grenzschichttheorie [53] hilft wie beim Diffusor im vorherigen Abschnitt auch hier zur Erklärung der Strömungsablösung bei umströmten Körpern. Die viskosen Wandeffekte sorgen für die Ausbildung einer Grenzschicht, welche dem Fluid durch Reibung immer mehr Energie entzieht. Kommt es dann auch noch zu Druckanstieg, kann es passieren, dass die Strömung ablöst. Im Geschwindigkeitsprofil liegt am Ablösepunkt ein Wendepunkt vor und es kommt stromab zur Rückströmung in Wandnähe. Durch die Ablösung bedingt, ändert sich stromab die Druckverteilung am Körper im Vergleich zur komplett anliegenden Strömung. Am Beispiel eines ruckartig anfahrens Kreiszyllinders in Abbildung 2.14 nach [61] soll dies verdeutlicht werden. Im Bild wird für die örtliche Druckverteilung der dimensionslose Druckbeiwert  $C_P$  verwendet

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{\rho}{2} |\mathbf{v}|^2}, \quad (2.19)$$

wobei  $p_\infty$  der Ruhedruck der Zuströmung ist. Der Beiwert ist im Staupunkt in Punkt A gleich 1. Im Anfahrmoment ( $t = 0$ ) ergibt sich eine symmetrische Druckverteilung über den Zylinder, welche der analytischen aus der Potentialtheorie entspricht. Druckenergie wird



**Abbildung 2.14:** Strömungsablösung an einem Zylinder, aus [61]. Gezeigt wird die Druckverteilung  $C_P$  für einen stehenden Zylinder und für einen Zylinder, der durch das Medium bewegt wird. Das entstehende Ablösegebiet ist in der oberen Abbildung schraffiert gezeichnet.

von A nach B abgebaut und in kinetische Energie umgewandelt. Auf der Rückseite von B nach C passiert das Gleiche nur umgekehrt. Durch die Reibungsverluste in der Grenzschicht kommt es mit fortschreitender Zeit ( $t > 0$ ) zur Strömungsablösung im Punkt D. Die abgebremste Grenzschicht wird durch den steigenden Druck nach außen getragen und in Form von Wirbeln stromabwärts transportiert. Da die Generierung der Wirbel Energie bedarf, sinkt die Bernoullische Konstante im Nachlauf eines umströmten Körpers in Folge von Reibung und Ablösung. Ein bekanntes Strömungshänomen bei umströmten Körpern ist die Kármánsche Wirbelstraße, welche aus rechts und links drehenden Wirbeln besteht, die stromab getragen werden. Es bildet sich die sogenannte Nachlaufdehle. Durch Vermischung gleichen sich die Geschwindigkeits- und Druckschwankungen stromab wieder aus.

Für die abgelöste Strömung konnte anhand des Kreiszyinders in Abbildung 2.14 gezeigt werden, dass sich eine Druckdifferenz zwischen Vorder- und Rückseite einstellt. Dadurch entsteht eine Druckkraft  $\mathbf{F}_P$ , die sich aus den Drücken normal zur umströmten Körperfläche  $S$  ergibt.

$$|\mathbf{F}_P| = \oint p \cdot dS \quad (2.20)$$

Integriert man die Wandschubspannungen  $\tau_w$  über die benetzte Fläche, ergibt sich die Reibungskraft  $\mathbf{F}_D$ , welche in der Pitot-Pumpe den Seitenwandreibungsverlusten am Pitot-Rohr entspricht.

$$|\mathbf{F}_D| = \oint |\tau_w| \cdot dS \quad (2.21)$$

Um zu zeigen, wie man mit einfachen Mitteln die Verluste in der Nachlaufströmung eines Kreiszyinders reduzieren kann, ist in Abbildung 2.15 das gezielte Einführen von Führungsblechen dargestellt. Diese werden in den Nachlauf montiert, um die Druckverluste im Totwasser zu reduzieren, was sich insgesamt auch positiv auf den dargestellten

Widerstandsbeiwert  $C_{W,D}$  auswirkt. Er steht in direkter Korrelation zur Widerstandskraft  $\mathbf{F}_D$ :

$$C_{W,D} = \frac{|\mathbf{F}_D|}{\frac{\rho}{2} \cdot |\mathbf{v}|^2 \cdot S} \quad (2.22)$$

Analog folgt für den Widerstandsbeiwert  $C_{W,P}$  durch den Druckanteil:

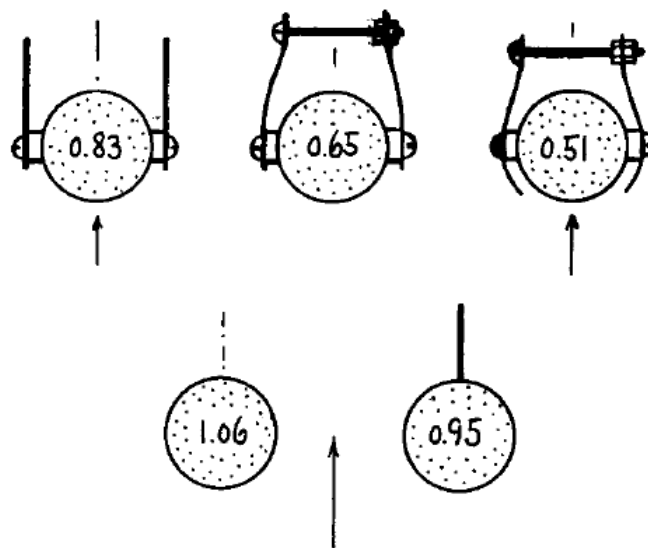
$$C_{W,P} = \frac{|\mathbf{F}_P|}{\frac{\rho}{2} \cdot |\mathbf{v}|^2 \cdot S} \quad (2.23)$$

Der Gesamtwiderstandsbeiwert  $C_W$  ergibt sich aus der Summe von  $C_{W,P}$  und  $C_{W,D}$ .

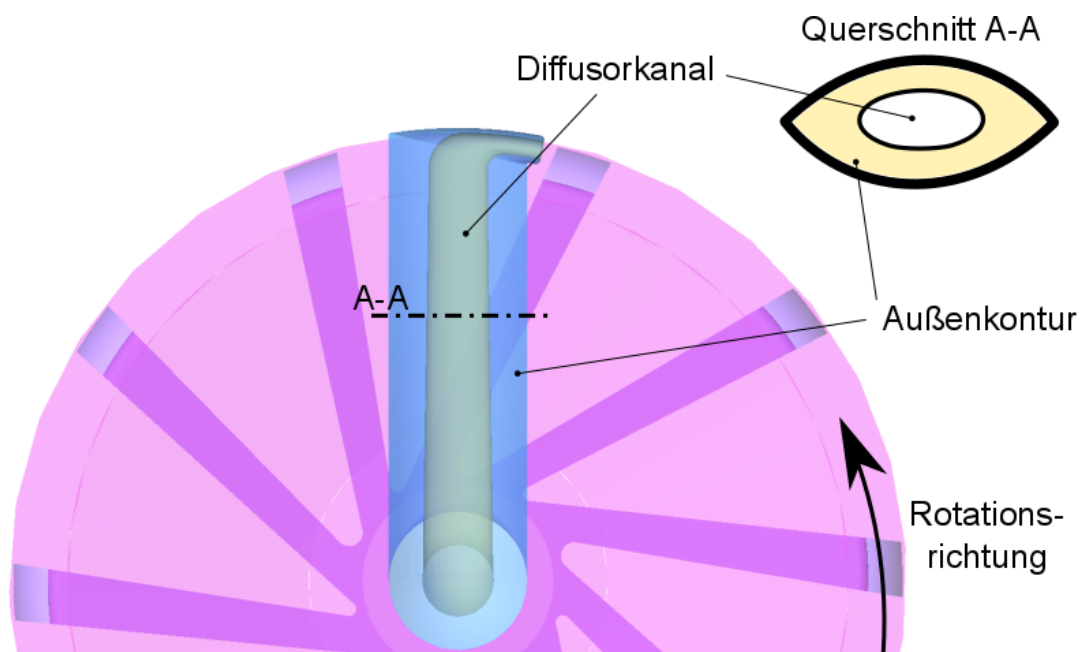
Dies zeigt den positiven Einfluss von Formänderungen auf das Strömungsverhalten, wenn man bewusst konstruktive Änderungen vornimmt. Es zeigt jedoch, dass man das Strömungsfeld so gut es geht verstehen sollte und das nicht die erste und simpelste Idee zum Erfolg führt. Der Ansatz (oder die Wahl der Design-Parameter) entscheidet über die Möglichkeiten des Optimierungspotenzials.

Zur Bewertung der Formänderung des Pitot-Rohres auf das Gesamtsystem „Pitot-Pumpe“ werden andere dimensionslose Leistungsbeiwerte herangezogen. Dazu zählen der Düsenwirkungsgrad  $\eta_D$  und die Pumpeneffizienz  $\eta$ . Die vorangehenden Erklärungen über die Entstehung von Druck- und Reibungskraft an umströmten Körpern sollen jedoch zeigen, dass hinter den in dieser Arbeit verwendeten Effizienzwerten eigentlich strömungsmechanische Vorgänge stecken, die durch die Formänderungen verursacht werden. Ablöseeffekte, Reibungsverluste und das Geschwindigkeits- und Druckfeld im Rotor stehen in ständiger Interaktion mit Formänderungen des Pitot-Rohres. Die Originalform der Außenkontur (Profiltropfen) ist für das Pitot-Rohr samt Diffusorkanal in Abbildung 2.16 abgebildet.

Mit diesem Kenntnisstand soll der Überblick über den Aufbau und die Funktionsweise der Pitot-Pumpe abgeschlossen werden. Das Ziel war es dabei die grundlegenden Besonderheiten dieser speziellen Radialpumpe hervorzuheben und auf die strömungsmechanischen Interaktionen des Pitot-Rohres einzugehen. Da in dieser Arbeit auch eine Adaption der Pitot-Pumpe zur Trennpumpe erfolgt, soll im folgenden Abschnitt ein kurzer Überblick über den aktuellen Stand der mechanischen Mehrphasentrennung gegeben werden.



**Abbildung 2.15:** Reduzierung der Nachlaufverluste eines Zylinders durch „Formoptimierung“ in Wasser bei  $Re = 7 \cdot 10^4$ . Pfeil gibt Strömungsrichtung vor. Für jeden Kreis wird der Widerstandsbeiwert  $C_W$  mit angegeben. Gezielter Einsatz von Führungsblechen im Nachlauf sorgt für eine Verringerung der Verluste, aus [62].



**Abbildung 2.16:** Querschnitt (A-A) durch die Außenkontur des Tropfenprofils eines Standard-Pitot-Rohres (weiße Fläche im Querschnitt ist der Diffusorkanal). Im Hintergrund sind die Laufräder der Pitot-Pumpe violett dargestellt.





# Kapitel 3

## Mechanische Trennung

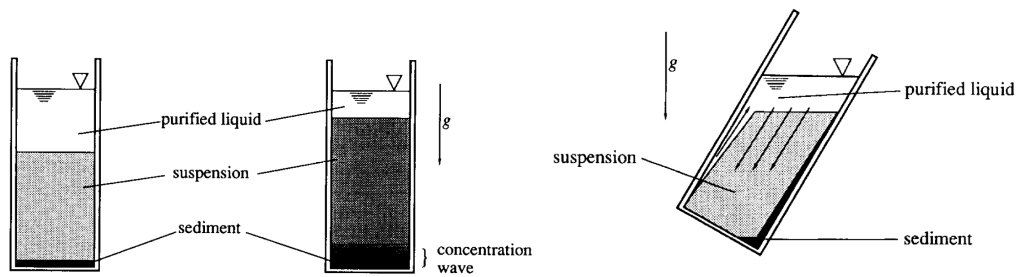
Liegen in einem Gemisch mindestens zwei nicht mischbare Phasen unterschiedlicher Dichte vor, so ist es möglich diese auf mechanischem Wege voneinander zu trennen. Es ist nur eine Frage der Verweilzeit. Benötigt wird dafür eine Trennkraft, welche durch die Massenträgheit der beiden Phasen unterschiedlich stark wirkt. Je größer die Dichte, desto stärker wirkt die Kraft. Dabei kann man folgende Stoff-Systeme unterteilen:

- gasförmig-fest oder flüssig-fest;
- gasförmig-flüssig;
- gasförmig-flüssig-fest;
- flüssig-flüssig.

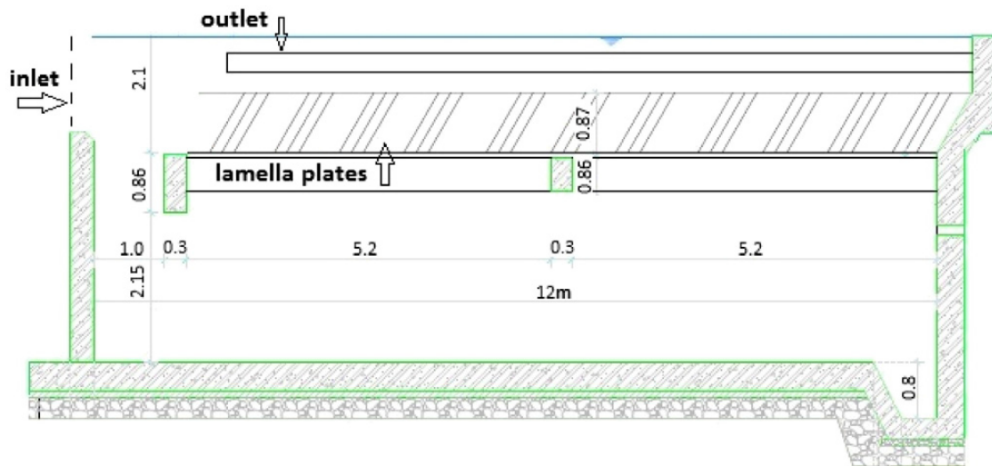
Entscheidend für die Trennzeit ist der Dichteunterschied zwischen den Phasen und der Partikel- oder Tropfendurchmesser. Dennoch ist darauf hinzuweisen, dass für jedes der erwähnten Systeme andere physikalische Gesetze gelten. Dazu zählen z. B. die Interaktionsmechanismen an der Grenzschicht, sowie die Sensibilität der dispersen Phase auf die Turbulenz in der umgebenden Strömung. Öltropfen in Wasser benötigen geringere Turbulenz und Scherkräfte bis zum Tropfenaufbruch als Feststoffpartikel. Kommt es zum Tropfenaufbruch, ist dies nach Stokes durch den geringeren Tropfendurchmesser mit einer reduzierten Trenneffizienz verbunden. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über Abmaße, sowie Vor- und Nachteile der einzelnen Methoden gegeben werden. Eine mathematische Beschreibung der Wirkprinzipien kann in [63] nachgelesen werden.

### 3.1 Sedimentation

Als treibende Kraft für die Phasentrennung wird die Gravitation genutzt. Ist der Behälter, in dem die Trennung stattfindet, abgeschlossen und ohne Austausch mit der Umgebung, so spricht man von einem diskontinuierlichen Betrieb (siehe Abbildung 3.1a). Das Gemisch trennt sich nach einer gewissen Verweilzeit  $t$ , wobei das Fluid mit der kleineren Dichte sich oben ablagert. Durch den einfachen Aufbau und die gute optische Visualisierung der Strömungsvorgänge ist es bevorzugt dazu geeignet, um Mehrphasenmodelle in Simulationen mit Experimenten zu validieren (in [64] z. B. für die Öl-Wasser-Trennung). Fügt man wie in [65] schräge Platten in das Becken ein, so wird auf Grund der geringeren



(a) Gravitation im diskontinuierlichen Betrieb, (b) Gravitation im diskontinuierlichen Betrieb mit schrägen Platten, aus [67].



(c) Schnitt durch einen Lamellenabscheider im kontinuierlichen Betrieb nach [66]. Ölauslass erfolgt über Rohre an Oberfläche („outlet“). Wasser gelangte über Bohrungen am Boden aus dem Becken (nicht in Schnitt erkennbar).

**Abbildung 3.1:** Sedimentationstrennung im kontinuierlichen und diskontinuierlichen Betrieb.

Sedimentationsstrecke der Trennvorgang verbessert, was die Wirtschaftlichkeit gegenüber einem einfachen Becken erhöht. Der Einbau solcher schräger Platten ist in Abbildung 3.1b schematisch dargestellt.

Im Gegensatz dazu werden auf Bohrseln vorwiegend Sedimentationsbecken im kontinuierlichen Betrieb verwendet. Hier wird vorwiegend ein Gemisch aus Gas, Öl und Wasser voneinander getrennt. Um die benötigten Verweilzeiten trotz des Durchflusses einzuhalten sind große Abmessungen notwendig. Erhöhte Drücke sowie die Bildung von Gaspfropfen am Einlass machen das Sedimentationsbecken größer und kostspieliger. In [66] wird ein solches Becken für den kontinuierlichen Betrieb im Realmaßstab mittels CFD untersucht, welches auch in Abbildung 3.1c dargestellt ist. Es liegen Abmaße von rund 13 m x 5 m x 1 m (L x H x B) und einem Tagesdurchsatz von 150.000 m<sup>3</sup> vor. Die hier untersuchte Flüssig-Fest-Trennung wird sowohl mit schrägen Platteneinsätzen als auch ohne untersucht. Es zeigt sich, dass der Platteneinbau die Trenneffizienz der Anlage von 75 % auf 93 % erhöht.

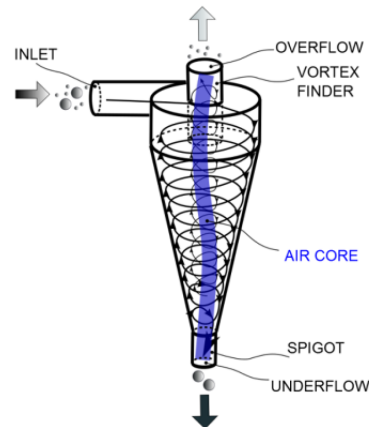
## 3.2 Fliehkraftabscheider

Hier wird statt mit Gravitation mit Zentrifugalkräften gearbeitet. Sie entstehen durch die Drehbewegung des Fluides in einem festen Gehäuse. Das leichtere Fluid bewegt sich in die Achsenmitte und kann dort abgesaugt werden, während die schwerere Phase im Außenbereich bleibt. Gängige Bezeichnungen für solche Separatoren sind auch Zyklon oder Hydrozyklon. Ihren Ursprung fanden sie beim Entfernen von Feststoffpartikeln aus Gasen oder Flüssigkeiten, da sie ohne rotierende Teile sehr robust und wartungsarm sind. Ein Beispiel für einen solchen Zyklon mit tangentialer Einströmung ist in Abbildung 3.2a zu sehen. In den letzten Jahrzehnten wurden diverse Untersuchungen an solchen Zyklonen vorgenommen, wie z. B. in [68; 69]. Um ein Gefühl für die Betriebsgrößen eines Zyklons zu kriegen sei auf die Arbeit von [70] verwiesen. Der Zyklon hat eine Länge von 0,9 m und einen Durchmesser von 0,05 m. Er arbeitet im Bereich  $Q = 2,5 \dots 8,75 \text{ m}^3/\text{h}$ . In [71] findet sich eine detaillierte Zusammenfassung über gesammelte Erfahrungswerte auf dem Bereich der Öl-Wasser-Trennung mit Zyklonen. Dies beinhaltet Punkte wie Leistung, Installation, Störgrößen, Tropfengrößenverteilungen aber auch Kostenvergleich zu anderen Trennmethode. Ein Nachteil von Zyklonen ist das Aufbringen des Druckabfalls in der Anlage, welcher entweder vom Förderdruck aus der Ölquelle aufgebracht werden muss (was bei jungen Ölquellen noch zutrifft) oder aber durch eine vorgeschaltete Pumpe erfolgt.

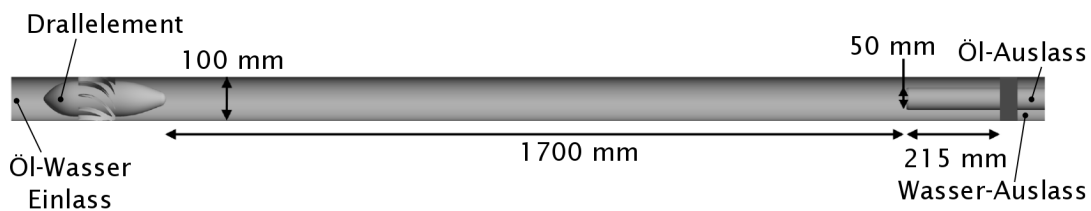
Eine andere Bauweise von Fliehkraftabscheidern ist der Axialzyklon, wie er in Abbildung 3.2b dargestellt ist. Untersuchungen hierzu wurden in [72; 73] an einem Axialzyklon mit einem Durchmesser von 100 mm für Salzwasser und Mineralöl durchgeführt. Die Länge zwischen Drallelement und Auslass beträgt 1,7 m und der Auslegungsdurchsatz liegt bei  $56,5 \text{ m}^3/\text{h}$ . Die Unterschiede in Experiment und Simulation werden in [72] wie folgt begründet: (i) die Physik im Widerstandsmodell gibt nicht akkurat die Interaktion zwischen den Phasen wieder, (ii) da kein anisotropes Modell für turbulente Dispersion in URANS-Modellen vorhanden ist, kann diese nicht akkurat berücksichtigt werden und (iii) die verwendeten mittleren Tropfendurchmesser in den Simulationen spiegeln nicht die realen Tropfenverteilungen im Experiment wieder. Diese aktuellen Untersuchungen zeigen, dass weiterhin Forschungsbedarf an akkuraten und kostengünstigen Mehrphasenmodellen besteht.

## 3.3 Zentrifugen

Werden die Zentrifugalkräfte nicht durch die Drehbewegung des Fluides, sondern durch die Gehäuserotation erzeugt, so spricht man von einer Zentrifuge. Es gibt diverse Bauformen, auch wieder im kontinuierlichen und diskontinuierlichen Betrieb. In Abbildung 3.3a soll die Funktionsweise anhand einer kontinuierlichen Tellerzentrifuge verdeutlicht werden. Sie beinhaltet zusätzlich zu den rotationssymmetrischen Außenwänden auch schräge, rotierende Platten. Nachdem das Gemisch axial von oben eingeströmt ist, sammelt sich die Phase mit der höheren Dichte an der seitlichen Außenwand und die leichtere Phase gelangt zum oberen Auslass. In [75] wird der Einfluss von Geometrieänderungen für eine ähnliche Tellerzentrifuge im Bereich Öl-Wasser-Trennung numerisch untersucht. Die Zentrifuge hat einen Gesamtdurchmesser von 150 mm und eine Höhe von 95 mm und wird bei  $n = 48.000 \text{ min}^{-1}$  betrieben. Der Durchsatz beträgt  $0,57 \text{ m}^3/\text{h}$ . Bei der Tubularzentrifuge in Abbildung 3.3b erfolgt die Durchströmung komplett axial. Der Kompromiss im Betrieb-



(a) Zyklon mit tangenalem Einlass nach [74] für flüssig/gas Trennung.



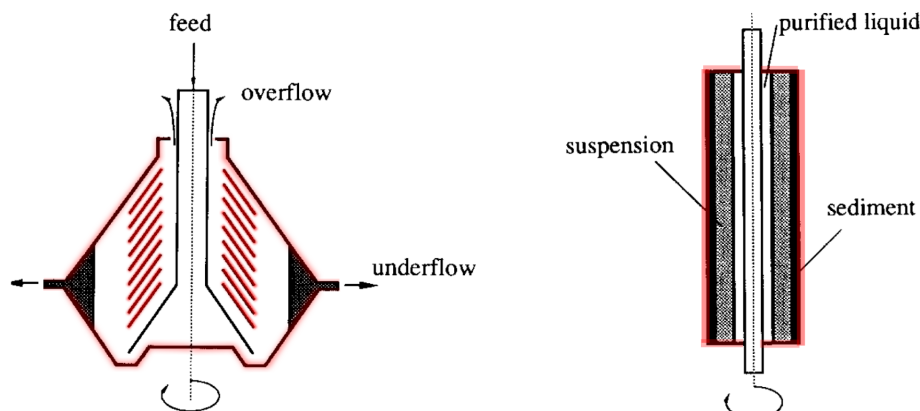
(b) Axial-Zyklon mit festen Leitschaufel als Drallelement. Adaptiert nach [72].

**Abbildung 3.2:** Zentrifugalkräfte durch Drehbewegung der Strömung (feste Wände).

spunkt besteht darin ein passendes Verhältnis aus Axial- und Radialgeschwindigkeit zu finden. In [76] wird für den Bereich der Kleinstpartikelsäuberung eine Tubularzentrifuge verwendet und der Einfluss verschiedener Betriebsparameter auf die Trenneigenschaften untersucht. Die Zentrifuge hat einen Durchmesser von 43 mm, eine Länge von 226,5 mm und wird bei bis zu  $40.000 \text{ min}^{-1}$  betrieben. Die untersuchten Durchsätze sind relativ klein und liegen bei  $0,1 \dots 0,4 \text{ l/min}$ .

### 3.4 Trennpumpen

Die Idee der gleichzeitigen Trennung und Förderung in einem Gerät ist nicht neu. Aber: diese Ansätze sind in der Forschung hauptsächlich für die Gas-Flüssig- und Gas-Flüssig-Fest-Trennung untersucht worden. In [77] wird eine adaptierte Zentrifugalpumpe vorgestellt, die für den Einsatz in Flugtriebwerken genutzt werden soll. Es soll ein Gemisch aus Öl und Belüftungsluft aus dem Schmierölkreislauf entfernt und getrennt werden. Das zurückgewonnene Öl wird anschließend wieder in das System gepumpt. Die Gasanteile im Gemisch sind kleiner 18,7 %. Der verwendete Aufbau wird in Abbildung 3.4 dargestellt. Am Einlass strömt das Gemisch axial ein. Das resultierende Zentrifugalfeld trennt Öl und Gas voneinander. Anschließend wird stromab das Gas an der Achse abgesaugt, während das Öl über ein Radialrad weiterbefördert wird. Für die untersuchten Betriebspunkte in [77] lassen sich sowohl Öl als auch Gas zu 100 % voneinander trennen. Der Durchfluss liegt bei  $1700 \text{ l/h}$ , wobei für  $n = 1500 \text{ min}^{-1}$  eine Förderhöhe von 2,2 m für das Öl nach der Trennung erzielt wird. Neben dem neuen Konzept zur gleichzeitigen Trennung und Förderung wird in [77] außerdem untersucht, ob das Prinzip „Trennpumpe“ in einer Maschine



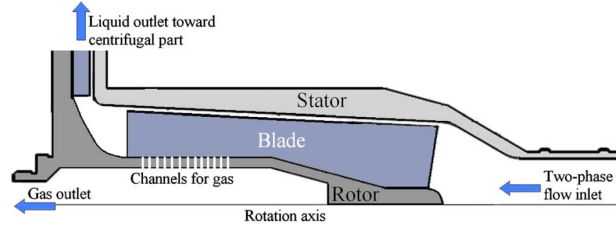
(a) Teller-Zentrifuge mit Einlass („feed“) und den beiden Auslässen („underflow“ und „overflow“) nach Trennung, aus [67].

(b) Prinzip einer Tubularzentrifuge, aus [67]. Gemisch strömt an der Achse ein und wird über ein Wehr abgenommen.

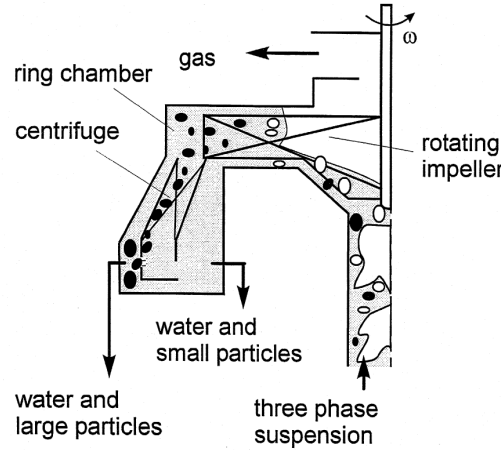
**Abbildung 3.3:** Zentrifugalkräfte mittels rotierender Gehäusewand (rot markiert).

überhaupt notwendig ist. Es werden experimentelle Druckverläufe für einen entkoppelten Entwurf gezeigt, bestehend aus einem herkömmlichen Zyklon, der durch eine Zulaufpumpe gespeist wird. Stromab des Zyklons wird eine weitere Pumpe nachgeschaltet, um das getrennte Fluid zu fördern. Diese Kombination aus Zyklon und nachgeschalteter Pumpe führt zu starken Druckschwankungen. Sie begründen in [77] die Schwankungen mit den unterschiedlichen Volumenströme zwischen Zyklonein- und auslass, die im normalen Betrieb bei atmosphärischem Druck automatisch ausgeglichen werden (nur die Zulaufpumpe am Einlass entscheidet über die Bilanz zwischen Aus- und Einlass). Die zusätzliche Pumpe am Zyklonauslass wird in der Realität durch den festgelegten Betriebspunkt immer für leichte Unterschiede innerhalb der Bilanz sorgen. Die Folge ist ein kontinuierliches Füllen und Entleeren des Zyklons, woraus die Druckschwankungen resultieren. Zur Behebung des Problems wäre eine aufwendige und schnelle Regelungstechnik notwendig, welche die Schwankungen in der Bilanzierung berücksichtigt und gegensteuert. Die Tests in [77] wurden für zwei verschiedene Zyklone mit nachgeschalteter Pumpe ausprobiert. Beide mit ähnlichen Ergebnissen. Das Fazit ist, dass weiterer Forschungsbedarf an gekoppelten Systemen zur Trennförderung besteht.

Eine andere Trennpumpe für Gas-Flüssig-Gemische wird in Abbildung 3.4b dargestellt. Sie basiert auf den Untersuchungen aus [78] und ist auch nutzbar für Drei-Phasen-Trennung (fest-gasförmig-flüssig). Gedacht ist der Aufbau primär für die Offshore-Industrie, wo neben Gas und Öl auch Feststoffpartikel mit gefördert werden. Da das Gas in den Förderleitungen im Offshore-Bereich häufig als transiente Gaspfropfen vorliegt, haben Sedimentationsbecken hier starke Einbußen in der Trenneffizienz. Die neue Trennpumpe soll jedoch auch bei Pfropfenströmung effizient trennen. Das Gemisch strömt axial in die Maschine ein. Stromab folgt ein Laufrad aus 8 Schaufeln, das nach beiden Seiten offen ist. Hier wird zuerst das Gas abgetrennt und auf der Motorseite abgeführt. Fluid und Feststoff werden mit dem Laufrad weiterbefördert, wobei der Druck im Fluid erhöht wird. Die Feststoffpartikel werden an die Außenwand geschleudert, so dass an getrennten Stellen Fluid sowie Partikel jeweils entnommen werden können. Der Rotor hat einen Gesamtdurchmesser von 130 mm und wird bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$  betrieben. Maximale Druckdifferenzen zwischen Ein- und Auslass von 5 bar sind erreichbar.



(a) Trennpumpe für flüssig-gas nach [77].



(b) Trennpumpe für flüssig-gas-fest nach [78].

**Abbildung 3.4:** Konzepte für Trennpumpen aus früheren Forschungsprojekten

### 3.5 Dimensionslose Parameter für die Trennpumpe

In der Pumpenindustrie ist es eine gängige Form die Kennlinie als Funktion der Förderhöhe  $H$  über den Volumenstrom  $Q$  darzustellen. Bei der Adaption der Pitot-Pumpe zur Trennpumpe spielt jedoch nicht nur die Energieübertragung im Fluid eine Rolle, sondern auch die Trennungsgüte. Das Betriebsverhalten hierfür ist bisher gänzlich unbekannt. Das Ziel ist es ein allgemeingültiges 1D-Auslegungs-Werkzeug für die Trennpumpe zu entwickeln, welches es erlaubt Betriebspunkte und Abmaße für zukünftige Prüfstände schnell und zuverlässig vorhersagen zu können. Die Grundidee basiert auf den dimensionslosen Kennziffern der Strömungsmaschinen [11]. Sie werden im Folgenden für die Trennpumpe angepasst. Für die Stoffwerte werden in den CFD-Simulationen Mischungswerte genommen, basierend auf den Volumenanteil  $\alpha_d$  der dispersen Phase. Für die mittlere Dichte  $\rho_m$  gilt

$$\rho_m = \alpha_d \rho_d + (1 - \alpha_d) \rho_c. \quad (3.1)$$

#### (i) Druckziffer $\Psi$ :

Die Energieübertragung der Pumpe über den Hochdruckauslass HDA wird über die dimensionslose Druckziffer  $\Psi$  nach [10] definiert

$$\Psi_{HDA} = \frac{\Delta e_u}{u^2/2} = \frac{\Delta p_{tot}}{\rho_{m,HDA} u^2/2} = \frac{p_{HDA} - p_{Ein} + \frac{v_{HDA}^2 - v_{Ein}^2}{2}}{u^2/2} \quad (3.2)$$

mit den entsprechenden Geschwindigkeiten am HDA

$$v_{HDA} = \frac{\dot{m}_{HDA}}{\rho_{m,HDA} \frac{\pi}{4} d^2} = \frac{(1 - FS) \dot{m}_{Ein}}{\rho_{m,HDA} \frac{\pi}{4} d^2} \quad (3.3)$$

und am Einlass

$$v_{Ein} = \frac{\dot{m}_{Ein}}{\rho_{m,Ein} \frac{\pi}{4} d^2}. \quad (3.4)$$

Für die Druckziffer wird die spezifische Arbeit in der Stufe in Bezug auf die kinetische Umfangsenergie genommen (Außendurchmesser  $D$  vom Rotor). Die spezifische Arbeit  $\Delta e_u$  kann für inkompressible Strömung mit hinreichender Genauigkeit durch die Totaldruckänderung  $\Delta p_{tot}$  beschrieben werden. Der Einfluss geodätischer Höhenänderung zwischen Ein- und Auslass wird als vernachlässigbar betrachtet.

### (ii) Durchflusszahl $\Phi$ :

Bei der reinen Pumpförderung ist die Durchflusszahl  $\Phi$  nach [10] definiert durch den Volumenstrom  $Q$ , der dimensionslos gemacht wird, in dem man ihn durch das Produkt aus Umfangsgeschwindigkeit und Rotorkreisfläche ( $u \cdot A$ ) teilt. Letzteres stellt einen Volumenstrom dar, der durch die Rotorfläche  $A$  mit dem Betrag der Umfangsgeschwindigkeit  $u$  strömt. Für die Trennpumpe ergibt sich daraus folgende Beziehung:

$$\Phi = \frac{Q}{u \cdot A} = \frac{4 \cdot Q}{D^3 \cdot \pi^2 \cdot n} = \frac{4 \cdot \dot{m}_{Ein}}{\rho_{m,Ein} \cdot D^3 \cdot \pi^2 \cdot n}. \quad (3.5)$$

### (iii) Schnelllaufzahl $\sigma$ :

Bei der Pitot-Pumpe zur reinen Förderung wurde bisher immer auf die spezifische Drehzahl  $n_q$  verwiesen. Diese ist jedoch dimensionsbehaftet und für eine erste Analyse über die Zusammenhänge von Betriebsverhalten und Trennqualität unvorteilhaft. Es wird stattdessen die dimensionslose Schnelllaufzahl  $\sigma$  nach [10] genutzt, welche jedoch die gleiche Aussagekraft besitzt wie die spezifische Drehzahl. Man kann die Laufzahl auch über die beiden dimensionslosen Größen  $\Phi$  und  $\Psi_{HDA}$  bestimmen.

$$\sigma = n \cdot \frac{\sqrt{\dot{m}_{Ein}} \cdot 2 \cdot \sqrt{\pi}}{\sqrt{\rho_{m,Ein}} \cdot (\Delta e_u \cdot 2)^{3/4}} = \frac{\Phi^{1/2}}{\Psi_{HDA}^{3/4}} \quad (3.6)$$

### (iv) Durchmesserzahl $\delta$ :

Die Durchmesserzahl nach [51] dient im Pumpenbau zum Größenvergleich verschiedener Laufräder mit dem Gesamtdurchmesser  $D$ . Sie bezieht den Laufraddurchmesser auf den Durchmesser einer äquivalenten Düse. Bei der Düse würde bei gleichem Volumenstrom  $Q$  ein Druckunterschied entstehen, der der spezifischen Förderarbeit  $\Delta e_u$  der Pumpe entspricht.

$$\delta = \frac{D}{\sqrt{\frac{4 \cdot Q}{\pi \cdot \sqrt{2} \cdot \Delta e_u}}} = D \cdot \sqrt[4]{\frac{\rho_{m,Ein}^2 \cdot \Delta e_u \cdot 2}{\dot{m}_{Ein}^2}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} = \frac{\Psi_{HDA}^{1/4}}{\Phi^{1/2}} \quad (3.7)$$

**(v) Trennpumpenfaktor  $K_{Trenn}$ :**

Um die Verweilzeit und die einwirkenden Kräfte im Rotor in Beziehung zu setzen, wird ein neuer dimensionsloser Koeffizient eingeführt: der Trennpumpenfaktor  $K_{Trenn}$ . Seine erste Komponente ist der Flow-Split  $FS$ , mit dem auf die Verweilzeit des Gemisches Einfluss genommen wird. Er beschreibt das Verhältnis der Durchflüsse am Niederdruckauslass<sup>1</sup> (NDA) und dem Gesamtdurchfluss am Einlass.

$$FS = \frac{\dot{m}_{NDA}}{\dot{m}_{Ein}} \quad (3.8)$$

Je größer  $FS$  desto mehr Durchfluss geht durch den NDA und je mehr Zeit hat das Fluid im Rotor bis zum Pitot-Rohr zu gelangen. Die zweite Größe ist der Quotient  $u/v_m$  zwischen der Umfangsgeschwindigkeit ( $u$  bedingt durch Drehzahl) und der Meridiankomponente am Einlass ( $v_m$  bedingt durch die Flussrate am Einlass). Der Quotient gibt somit ein Verhältnis zwischen Trennkraft und Verweilzeit wieder. Die gesamte Beziehung für den Trennpumpenfaktor  $K_{Trenn}$  lautet

$$K_{Trenn} = FS \cdot \frac{u}{v_m} = FS \cdot \frac{D \cdot \pi \cdot n}{\frac{\dot{m}_{Ein}}{\rho_{m, Ein} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d^2}} = \frac{FS \cdot d^2}{\Phi \cdot D^2}, \quad (3.9)$$

wobei  $d$  der Einlassrohrdurchmesser ist und  $D$  der Rotordurchmesser.

Die Ergebnisse in dieser Arbeit zur Trennförderung basieren zum großen Teil auf numerischen Simulationen. Deren Grundlagen und Annahmen sollen im nächsten Kapitel erläutert werden.

---

<sup>1</sup>Massenstrom, der an der Achse aus dem Rotor abgeführt, um die Verweilzeit des Fluidgemisches im Zentrifugalfeld des Rotors zu beeinflussen. Weitere Erklärungen hierzu in Kapitel 6.



# Kapitel 4

## Numerische Methoden

### 4.1 Vorwort

Um die Strömungsmechanik in Systemen mittels CFD (Computational Fluid Dynamics) beschreiben zu können, muss man die vorliegenden physikalischen Prinzipien verstehen. Betrachtet werden soll ein beliebiges Kontrollvolumen  $KV$  im Fluidsystem. Für die in dieser Arbeit betrachteten Fluide müssen dabei durchweg 2 Anforderungen erfüllt werden:

$$(i) \text{ Massenerhaltung} \quad \left| \quad (ii) \text{ Zweites Newtonsches Axiom} \right. \\ \left. \frac{dm}{dt} = 0 \quad \left| \quad \frac{d(m\mathbf{v})}{dt} = \sum \mathbf{F} \right. \right.$$

Die (i) Massenerhaltung besagt, dass die zeitliche Massenänderung  $m$  in einem Fluidelement gleich null sein muss. Das (ii) zweite Newtonsche Axiom besagt, dass die zeitliche Änderung des Impulses, also dem Produkt aus Masse  $m$  und Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  gleich der Summe der resultierenden Kräfte  $\mathbf{F}$  auf das System ist. Für isotherme Systeme (Voraussetzung: kein Wärmeintrag durch Reibung) sind Wechselwirkungen zwischen Druck und Dichte vernachlässigbar. Die Energiegleichung (als mögliche dritte physikalische Anforderung) kann somit vernachlässigt werden.

Aus den oben erwähnten physikalischen Annahmen lassen sich unter Annahme eines Kontrollvolumens  $KV$  entsprechende Erhaltungssätze für die Strömungsmechanik herleiten. Diese können detailliert in Fachliteratur (z. B. in [79]) nachgelesen werden, so dass deren Herleitung hier nicht weiter vertieft wird. Das Ergebnis sind zwei Differentialgleichungen (DGL), die die komplette Physik für inkompressible, reibungsbehaftete, turbulente Strömung beinhaltet. Sie sind die Erhaltungsgleichungen.

### 4.2 RANS-Gleichung

Da in der Strömungsmechanik (fast immer) ein turbulenter, chaotischer Charakter der Strömung erfasst werden muss, ist es hilfreich die Strömungsgrößen (hier z. B.  $\Gamma$ ) in die Summe aus einem Mittelwert  $\bar{\Gamma}$  und einem stochastisch fluktuierenden Anteil  $\Gamma'$  zu

unterteilen.

$$\Gamma = \bar{\Gamma} + \Gamma' \quad (4.1)$$

Wendet man diese Art der Strömungsbeschreibung auf die Erhaltungsgleichungen an, so liefert dies nach Mittelung der resultierenden Gleichung die sogenannten Reynolds-gemittelten Erhaltungsgleichungen (RANS - Gleichungen)<sup>1</sup>. Für inkompressible, isotherme Strömungen (mit  $k$  Phasen) ist die Kontinuitätsgleichung nach [80]

$$\nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k) = \mathbf{0} \quad (4.2)$$

und der Impulssatz

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k \otimes \mathbf{v}_k) &= -\nabla (\alpha_k p_k) \\ &+ \nu_k \nabla \cdot (\alpha_k (\nabla \mathbf{v}_k + (\nabla \mathbf{v}_k)^T)) - \nabla \cdot (\alpha_k \boldsymbol{\tau}_k'') + \alpha_k \sum \mathbf{F}_{k,Körper} \\ &+ \mathbf{F}_{k,IF} \end{aligned} \quad (4.3)$$

wobei  $\alpha_k$  den Volumenanteil der  $k$ -ten Phase darstellt (weitere Erläuterungen hierzu in Abschnitt 4.3). Die Erhaltungsgleichungen sind auch nutzbar für einphasige Systeme, wenn  $\alpha = 1$  wird. Außerdem werden im Impulssatz die laminaren und turbulenten Spannungstensoren  $\boldsymbol{\tau}$  und  $\boldsymbol{\tau}''$  berücksichtigt, sowie die Körperkräfte  $\mathbf{F}_{k,Körper}$  wie z. B. durch Gravitation oder Rotation. Im Falle von Mehrphasenströmung kommen zusätzliche Quellterme  $\mathbf{F}_{k,IF}$  in Betracht, die für die Interaktion zwischen den Phasen verantwortlich sind. Ihre Bedeutung und ihre Physik wird in Unterabschnitt 4.3.1 näher erläutert.

Beide Gleichungssysteme sind hier in der koordinatenfreien Differentialform dargestellt. Es handelt sich um nicht-lineare, partielle DGLs, welche sich nur für sehr einfache Strömungen analytisch lösen lassen (z. B. Rohr- und ebene Wandströmung). Ansonsten sind nur Näherungslösungen möglich, bei denen erste und zweite Ableitungen durch numerische Algorithmen an diskreten Punkten berechnet werden. Dies trifft für nahezu alle industriellen Anwendungen zu. Das Prinzip der Diskretisierung des Strömungsfeldes ist ähnlich wie beim Experiment in der Versuchshalle. Hier werden über Sensoren physikalische Größen an einzelnen festen Punkten gemessen. Ein Strömungsbild kann erstellt werden, wenn die einzelnen Messpunkte miteinander verbunden werden. Interpolationstechniken erlauben Punktwerte zwischen den Messpunkten zu bestimmen (z. B. lineare Interpolation oder höhere Ordnung möglich). Auf die gleiche Weise werden numerische Methoden genutzt, um die kontinuierlichen DGLs in diskreten Punkten zu berechnen. Das Strömungsfeld wird in Netzzellen aufgeteilt (strukturierte und unstrukturierte Netze möglich). Das gesamte Strömungsbild ergibt sich letztendlich durch die Verbindung aller Lösungen dieser Punkten. Folgende Diskretisierungsansätze sind in der numerischen Strömungsmechanik vorhanden:

- Finite-Volumen-Methode (FVM),
- Finite-Differenzen-Methode (FDM),
- Finite-Elemente-Methode (FEM).

<sup>1</sup>Allgemein wird der Impulssatz der RANS-Gleichungen auch als Navier-Stokes-Gleichung bezeichnet. In der numerischen Strömungsmechanik hat es sich jedoch etabliert auch die Kontinuitätsgleichung und die Energiegleichung hier mit einzubeziehen.

Jede dieser Methoden hat ihre Vor- und Nachteile. Eine sehr detaillierte Beschreibung zu den mathematischen Algorithmen findet man in [81].

Die strömungsmechanischen Löser in dieser Arbeit nutzen durchweg die zellmitten-basierte FVM. Ausgangspunkt ist die Integralform der beiden Erhaltungsgleichungen aus Gleichung 4.2 und Gleichung 4.3. Mittels spezieller Quadraturmethoden werden die Oberflächen- und Volumenintegrale approximiert, so dass für jedes KV ein Satz an algebraischen Gleichungen vorliegt, die numerisch für den Schwerpunkt der Zelle gelöst werden (ein Wert pro Zelle). Die in dieser Arbeit verwendeten Softwares sind Star-CCM+ von der Firma Siemens PLM Software (früher CD-adapco) sowie Fluent von der Firma ANSYS.

### 4.3 Mehrphasenströmung (Euler-Euler)

Die Modellierung von Mehrphasenströmung erfolgt in dieser Arbeit nach dem Euler-Euler Ansatz (auch Eulerian-Eulerian oder Two-Fluid Modell genannt), in dem eine kontinuierliche (Index  $c$ ) und mindestens eine disperse Phase (Index  $d$ ) definiert wird. Der Mehrphasenzustand in einer Zelle wird dabei durch den Volumenanteil  $\alpha$  der entsprechenden Phase beschrieben und gibt den Anteil wieder, den eine Phase am Volumen der Zelle einnimmt. Die Summe aller Volumenanteile in einer Zelle muss gleich eins sein. Jeder Phasenanteil ist gleichmäßig über eine Zelle verteilt. Der Euler-Euler-Ansatz repräsentiert daher ein gemittelttes Mischungsverhältnis in der Zelle. Die Strömung verliert dadurch ihren Charakter diskreter Tropfen, weshalb komplexe Vorgänge wie Tropfendehformation, -aufbruch, -koaleszenz und -größenverteilung nicht (direkt) berücksichtigt werden können. Es bedarf spezieller physikalischer Modelle, um die komplexen Interaktionen zwischen den Phasen wiederzugeben. Für jede Phase wird beim Euler-Euler Ansatz ein eigener Satz an Erhaltungsgleichungen gelöst, wobei der Druck in jeder Zelle für alle Phasen als konstant angenommen wird. Geschwindigkeit und physikalische Stoffparameter werden jedoch für jede Phase eigens bestimmt.

Die Konvektion des Volumenanteils  $\alpha$  im Strömungsfeld wird (wie die anderen Strömungsgrößen) bei der FVM als Fluss über die Zellberandung ermittelt. Die Interpolation von der Zellmitte auf den Zellrand erfolgt in StarCCM+ [82] über ein Upwind-Verfahren (hier: 2te Ordnung), wie z. B. nach [83].

Für Mehrphasensimulationen muss zu Anfang festgelegt werden, welche der Phasen als kontinuierliche angesehen wird und welche als dispers. Das bedeutet gewisse Vorkenntnisse über die Strömungsvorgänge im System. In Star-CCM+ wird über das sogenannte 'Large Scale Interface' (LSI) Verfahren erlaubt, eine lokale Phaseninversion mit zu berücksichtigen. Es wird automatisch dafür gesorgt, dass die Interaktion der Kräfte an der Grenze sich verändern, da diese sich bei Öl-in-Wasser (o/w) Gemischen anders verhält als bei Wasser-in-Öl (w/o). Die Software schätzt anhand des Volumenanteils  $\alpha_d$  der dispersen Phase die vorliegende Mehrphasentopologie in einer Zelle ab. Für ein Gemisch aus Öl und Wasser würde das folgende 3 Strömungstopologien erlauben:

- 1. Bereich (Index: R1;  $\alpha_d < 0,3$ ): Öltropfen (hier: sphärisch) in Wasser gelöst (o/w)
- Übergang (Index: UE;  $0,3 < \alpha_d < 0,7$ ): Öl und Wasser können als diffuse bis ausgeprägte „Schichtströmung“ betrachtet werden (keine Phase kann als voll dispers angenommen werden)

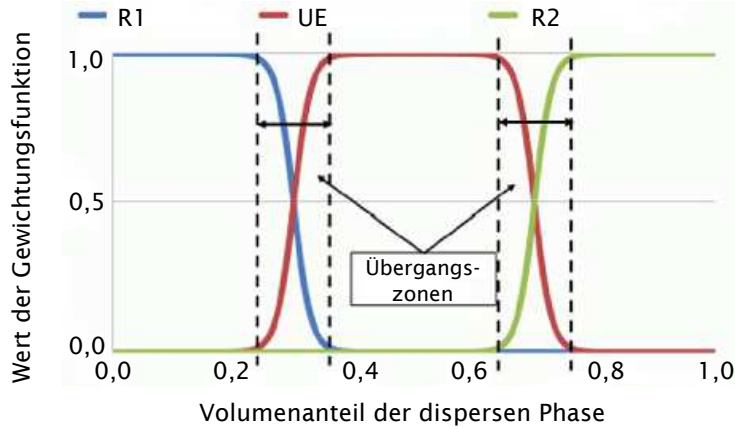


Abbildung 4.1: Prinzip des LSI-Verfahrens, aus [82].

- 2. Bereich (Index: R2;  $\alpha_d > 0,7$ ): Wassertropfen (hier: sphärisch) in Öl gelöst (w/o)

Der Grundgedanke ist in dem Modell, sowohl die Physik für disperse Strömung, als auch für Schichtströmung realistisch wiederzugeben. Dabei werden die veränderten Kräfte bei Änderung der Strömungstopologie berücksichtigt. Grenzwerte entscheiden, ab wann sich die Topologie der Strömung ändert. Die Grenzwerte können nur auf Basis von Experimenten ermittelt werden und wirken sich auch auf die Stabilität und die Konvergenz der Rechnung aus. Hier werden die Erfahrungswerte aus [84] genutzt, welche auch die Standardeinstellungen in Star-CCM+ sind. Entsprechend des Volumenanteils der dispersen Phase werden die Topologien für jede Zelle bestimmt und jeweils eine Gewichtungsfunktion ( $W_{R1}$ ,  $W_{UE}$ ,  $W_{R2}$ ) berechnet. Der entsprechende Verlauf der Gewichtungsfunktionen bei variierendem Volumenanteil ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Er entspricht den Werten aus [84]. Die resultierende Kraft  $\mathbf{F}_{IF}$  auf die Phasengrenze ergibt sich aus der Summe aller Kräfte multipliziert mit der Gewichtungsfunktion und geht in die Erhaltungsgleichung in Gleichung 4.3 mit ein.

$$\mathbf{F}_{IF} = W_{R1}\mathbf{F}_{R1} + W_{UE}\mathbf{F}_{UE} + W_{R2}\mathbf{F}_{R2} \quad (4.4)$$

In jedem Topologiebereich (R1, UE, R2) treten unterschiedlich starke Kräfte auf. Dazu zählen Widerstandskräfte  $\mathbf{F}_D$ , Auftriebskräfte  $\mathbf{F}_L$ , virtuelle Massenkräfte  $\mathbf{F}_{VM}$  und Kräfte durch turbulente Dispersion  $\mathbf{F}_{TD}$ . Für das System der Pitot-Pumpe als Trennpumpe liegen noch keine Erfahrungen vor. Daher sollen im folgenden Unterabschnitt 4.3.1 anhand ähnlicher Trennversuche aus der Literatur mit Öl-Wasser Abwägungen getroffen werden, welche Kräfte zu berücksichtigen sind.

### 4.3.1 Bewertung der zu untersuchenden Grenzschichtkräfte

Die Verteilung des Volumenanteils  $\alpha$  in der Trennpumpe entscheidet über die Güte des Reinheitsgrades. Welche Grenzschichtinteraktionen dabei eine Rolle spielen und welche eher vernachlässigt werden können soll hier kurz erläutert werden.

(i) **Widerstandskraft  $\mathbf{F}_D$ :** Ihre Modellierung basiert meist auf einer Funktion vom Typ

$$\mathbf{F}_D \propto A_D \text{ und } \mathbf{F}_D = f(\mathbf{v}_{slip}). \quad (4.5)$$

Dabei handelt es sich um die Widerstandsfunktion  $A_D$ , welche in fast allen Modellen proportional zur Widerstandskraft ist. Die Relativgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_{slip}$  beschreibt die Geschwindigkeitsdifferenz der beiden Phasen ( $\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_c$ ). Die Widerstandsfunktion ist häufig gekoppelt mit dem Widerstandskoeffizienten  $C_D$ , wie er für die Tropfenhydrodynamik häufig bestimmt wird. Ein theoretischer Wert für  $C_D$  kann bereits durch die Stokes Beziehung ermittelt werden

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_d}, \quad (4.6)$$

die umgekehrt porportional abhängig ist von der Reynoldszahl für die disperse Phase.

$$\text{Re}_d = \frac{\rho_c |\mathbf{v}_{slip}| d_d}{\mu_c} \quad (4.7)$$

Die Modelle in den Simulationen sind ähnlich, aber weiter angepasst, um genauer mit komplexen Strömungen übereinzustimmen. Da die Widerstandskraft für alle Simulationen berücksichtigt wird, soll sie kurz näher erläutert werden.

#### Widerstandskraft bei LSI Methode (STAR-CCM+):

Es ergibt sich eine Gesamtwiderstandskraft  $F_D$  an der Phasengrenze aus dem Produkt aus Wichtungsfaktor  $W$ , Widerstandsfunktion für die Grenze  $A_D$  und Schlupfgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_{slip}$

$$\mathbf{F}_D = \sum_t W_t A_{D,t} \mathbf{v}_{slip} \quad \text{mit } t = R1, UE, R2. \quad (4.8)$$

Für den R1-Bereich (disperse Phase  $d$  liegt als Tropfen vor) und für den R2-Bereich (ursprünglich kontinuierliche Phase  $c$  liegt als Tropfen vor) werden Widerstandsfunktionen  $A_D$  für die Phasengrenze aus einer Beziehung zum Tropfen-Widerstandsbeiwert  $C_D$  ermittelt. Dabei wird angenommen, dass eine Phase dispers in der anderen verteilt ist und die Tropfen sphärisch und steif vorliegen. Eine Deformation der Tropfen wird ausgeschlossen. Der Zusammenhang lautet im R1-Bereich

$$A_{D,R1} = 0,125 \cdot C_{D,R1} \cdot \rho_c \cdot |\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_c| 6 \frac{\alpha_d}{l_{R1}} = 0,125 \cdot C_{D,R1} \cdot \rho_c \cdot |\mathbf{v}_{slip}| 6 \frac{\alpha_d}{l_{R1}} \quad (4.9)$$

mit  $l_{R1}$  als der charakteristischen Länge der Tropfen im R1-Bereich. Bei der LSI-Methode kann dieser nur als konstant oder benutzerdefiniert angenommen werden (hier konstant). Es bezieht sich auf die Relativgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_{slip} = \mathbf{v}_d - \mathbf{v}_c$  zwischen disperser und kontinuierlicher Phase.

Im R2-Bereich ist die Widerstandsfunktion

$$A_{D,R2} = 0,125 \cdot C_{D,R2} \cdot \rho_d |\mathbf{v}_{slip}| 6 \frac{\alpha_c}{l_{R2}}. \quad (4.10)$$

Der Tropfenwiderstandsbeiwert  $C_{D,R1}$  und  $C_{D,R2}$  wird für den R1- und R2-Bereich nach Schiller-Naumann [85] berechnet. Hierfür gilt

$$C_D = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{24}{\text{Re}_d} \left( 1 + 0,15 \text{Re}_d^{0,687} \right) & 0 < \text{Re}_d \leq 1000 \\ 0,44 & \text{Re}_d > 1000 \end{array} \right\}. \quad (4.11)$$

Die Reynoldszahl für die disperse Phase  $\text{Re}_d$  wird gebildet für den R1-Bereich über

$$\text{Re}_d = \frac{\rho_c |\mathbf{v}_{slip}| l_{R1}}{\mu_c} \quad (4.12)$$

und für R2

$$\text{Re}_d = \frac{\rho_d |\mathbf{v}_{slip}| l_{R2}}{\mu_d} \quad (4.13)$$

mit jeweils der entsprechenden Dichte ( $\rho_c$  oder  $\rho_d$ ) und der dynamischen Viskosität ( $\mu_c$  oder  $\mu_d$ ). Die Viskosität bzw. die Dichte bleibt ansonsten konstant. Der Öl-Anteil im Gemisch spielt keine Rolle in der Theorie, da angenommen wird, dass die Tropfen sich frei bewegen können.

Für die Übergangsschicht UE kann kein feiner, disperser Tropfenzustand mehr angenommen werden und daher auch nicht die Theorie nach Schiller-Naumann [85], welche das Widerstandsverhalten fester, sphärischer Einzeltropfen beschreibt. Im UE-Bereich liegt Schichtströmung mit mehr oder weniger diffuser Phasengrenze vor. Der Beiwert für die Phasengrenze erfolgt hier über Strubelj-Tiselj [86].

$$A_{D,ue} = f'_{ue} \alpha_c \alpha_d (\alpha_c \rho_c + \alpha_d \rho_d) \quad (4.14)$$

Bei  $f'_{ue}$  handelt es sich um einen Relaxationsfaktor, der als Kalibrierungsfaktor verstanden werden kann (hier konstant). Je größer der Wert wird, desto stärker wird der Einfluss des Widerstandes auf die Grenze. Der Volumenanteil wird beim Relaxationsfaktor  $f'_{ue}$  als gemittelte Dichte  $\rho_m$  mit berücksichtigt.

$$\rho_m = (1 - \alpha_d) \rho_c + \alpha_d \rho_d \quad (4.15)$$

### (ii) Turbulente Dispersion:

Durch die turbulente Strömung entstehen Interaktionen an der Phasengrenze, die zum Teil durch die Widerstandskraft wiedergegeben werden. Diese beziehen sich jedoch alle auf den Unterschied der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten zwischen kontinuierlicher und disperser Phase, was eine logische Folge ist, da wir nur Reynolds-gemittelte Gleichungen betrachten. Will man den Einfluss der turbulenten Schwankungsterme auf die disperse Phase mit berücksichtigen, so bedarf es des fluktuierenden Geschwindigkeitsvektors  $\mathbf{v}'$  des Reynolds-Spannungsterms  $\boldsymbol{\tau}''$ . Für isotrope Turbulenz lässt sich die resultierende Kraft  $\mathbf{F}_{td}$  auf die Phasengrenze näherungsweise wie folgt bestimmen:

$$\mathbf{F}_{td} = A_{td} \mathbf{v}' = A_{td} \cdot D_{td} \cdot \left( \frac{\nabla \alpha_d}{\alpha_d} - \frac{\nabla \alpha_c}{\alpha_c} \right). \quad (4.16)$$

Hierfür wird der turbulente Dispersionskoeffizient  $D_{td}$  benötigt

$$D_{td} = C_0 \frac{\nu_{t,c}}{\sigma_\alpha}, \quad (4.17)$$

wobei  $C_0$  eine Kalibrierkonstante ist, die standardmäßig gleich 1 ist. Bei  $\nu_{t,c}$  handelt es sich um die turbulente kinematische Viskosität der kontinuierlichen Phase und bei  $\sigma_\alpha$  um die turbulente Prandtl Zahl (konstant und standardmäßig gleich 1). Die Widerstandsfunktion  $A_{td}$  wird gebildet über

$$A_{td} = \frac{6\alpha_d}{8l} \rho_c C_D |\mathbf{v}_{slip}| \quad \text{oder} \quad A_{td} = \frac{6\alpha_d}{8d_d} \rho_c C_D |\mathbf{v}_{slip}| \quad (4.18)$$

wobei je nach Modell entweder eine charakteristische Interaktionslänge  $l$  oder ein mittlerer Tropfendurchmesser  $d_d$  ausgewählt wird.

Durch die Darstellung der fluktuierenden Geschwindigkeitskomponenten in Gleichung 4.16 wird wie bei den Turbulenzmodellen ein isotroper Charakter aufgeprägt. Die Stärke der Diffusion hängt somit von der turbulenten kinematischen Viskosität  $\nu_t$  ab und die Richtung der Diffusion erfolgt in Richtung des Gradienten des Volumenanteils. Allgemein neigen diese Modelle auf Grund dieser Annahme zur Überbestimmung von Schubspannungen und von radialer Impulsdiffusion [87]. In [72] werden für die kontinuierliche Öl-Wasser-Trennung mit einem Axialzyklon Simulationen mit und ohne isotropen Dispersionsmodellen in ANSYS CFX untersucht. Die Volumenanteilverteilung verändert sich deutlich, jedoch wird vermutet, dass dies eher ein numerisches Phänomen ist und eine Überproduktion an Diffusion durch die isotrope Annahme vorliegt. Es wird empfohlen komplett auf anisotrope Modelle umzusteigen, wenn man diesen Faktor wirklich mit berücksichtigen will. Da zu diesem Forschungsstand an der Trennpumpe noch keine genaueren Messungen vorliegen, wird vorerst auf turbulente Dispersion verzichtet, auch wenn bewusst ist, dass dieser Faktor einen Einfluss auf die Trennungsgüte haben kann. Da die späteren Vergleiche mit Messdaten im Abschnitt 6.12 zufriedenstellend sind, erscheint diese Annahme im Nachhinein gerechtfertigt.

**(iii) Virtuelle Massenkräfte:**

Tropfen, die sich durch ein anderes, kontinuierliches Fluid bewegen, müssen einen gewissen Massenbetrag an Fluid zur Seite „drängen“. Wird der Tropfen beschleunigt, muss auch das umgebende Fluid beschleunigt werden. Die Masse des Tropfens verhält sich dabei schwerer und zwar um den Betrag einer virtuellen Massenkraft, die zur „Verdrängung“ benötigt wird. Hierdurch kann sich z. B. die Trajektorie von Gasblasen in einer verwirbelten Strömung verändern. Zusammen mit dem Koeffizienten für virtuelle Massenkräfte  $C_{vm}$  ergibt sich die virtuelle Massenkraft  $\mathbf{F}_{vm}$  zu

$$\mathbf{F}_{vm} = C_{vm}\rho_c\alpha_d \left[ \left( \frac{D\mathbf{v}_d}{Dt} \right) - \left( \frac{D\mathbf{v}_c}{Dt} \right) \right]. \quad (4.19)$$

Die Formulierung entspricht einer Darstellung nach [88] und bezieht die wirkende Kraft  $\mathbf{F}_{vm}$  auf die lokalen Differenzen der substantiellen Beschleunigung  $D\mathbf{v}_{c,d}/Dt$  der Geschwindigkeitskomponenten der dispersen und der kontinuierlichen Phase. In dieser Schreibweise wird noch kein Massentransfer zwischen den einzelnen Phasen berücksichtigt, was aber bei reaktiver Strömung zu beachten wäre. Durch die geringen Dichteunterschiede zwischen Öl und Wasser kann der Einfluss der virtuellen Massenkräfte  $\mathbf{F}_{vm}$  für die Untersuchungen in dieser Arbeit als vernachlässigbar angesehen werden.

**(iv) Auftriebskräfte:**

In rotierender oder nicht-gleichförmiger Strömung können disperse Tropfen in einem kontinuierlichen Medium eine Auftriebskraft  $\mathbf{F}_l$  erfahren. Diese ist senkrecht zur Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Medium und wird mit Hilfe eines Korrekturfaktors  $f_l$  nach [88] ermittelt.

$$\mathbf{F}_l = C_l f_l \alpha_d \rho_c [\mathbf{v}_{slip} \otimes (\nabla \otimes \mathbf{v}_c)] \quad (4.20)$$

Der Auftriebsbeiwert  $C_l$  kann nach unterschiedlichen Methoden festgelegt werden [82], was sowohl konstante Werte, als auch Reynoldszahl-abhängige Funktionen beinhaltet. Die Berücksichtigung von Auftriebskräften für Öl-Wasser-Gemische wurde bereits in [72] an einem Axialzyklon getestet. Die numerischen Simulationen zeigen jedoch keinen deutlichen Unterschied in der Ölanteilverteilung, was durch den kleinen Dichteunterschied der Phasen bedingt ist. Für die Trennpumpe in dieser Arbeit wird also auf die Einbeziehung der Auftriebskraft verzichtet.

## 4.4 Turbulenz

Die Modellierung des Reynolds-Spannungstensors  $\boldsymbol{\tau}''$  in den Erhaltungsgleichungen ist ein eigenes Forschungsgebiet für sich. Zur vollständigen Lösung dieses Tensors müssen alle Fluktuationen  $\mathbf{v}'$  in der Strömung bekannt sein (anisotrope Eigenschaften der Turbulenz bleiben erhalten).

$$\boldsymbol{\tau}'' = -\rho \overline{\mathbf{v}'\mathbf{v}'} = -\rho \begin{pmatrix} \overline{v'_x v'_x} & \overline{v'_x v'_y} & \overline{v'_x v'_z} \\ \overline{v'_y v'_x} & \overline{v'_y v'_y} & \overline{v'_y v'_z} \\ \overline{v'_z v'_x} & \overline{v'_z v'_y} & \overline{v'_z v'_z} \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

Dies ist nur mit erheblichem Rechenaufwand verbunden, der auch heutzutage nur in begrenztem Maße einsetzbar ist. Abhilfe schaffen Turbulenzmodelle, welche auf der Basis der Boussinesq-Approximation arbeiten. Zusätzliche Erhaltungsgleichungen werden eingeführt, welche es erlauben  $\boldsymbol{\tau}''$  auf Basis von Mittelwerten von Geschwindigkeitsgradienten zu bestimmen.

$$\boldsymbol{\tau}'' = -\rho \overline{\mathbf{v}'\mathbf{v}'} = 2\mu_t \mathbf{S} - \frac{2}{3} (\mu_t \nabla \cdot \mathbf{v} + \rho k) \mathbf{E} \quad \text{mit } \mu_t = \rho \nu_t$$

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) \quad (4.22)$$

Modelliert werden muss die turbulente dynamische Viskosität  $\mu_t$  und die turbulente kinetischen Energie  $k$  der Strömung. Die Methode erlaubt es kostengünstige Rechnungen durchzuführen. Man erkaufte sich dadurch aber die physikalische Annahme, dass die turbulente Viskosität als isotrop betrachtet wird und proportional zum Reynolds-Spannungsterm  $\boldsymbol{\tau}''$  ist: Eine Eigenschaft, die in der Realität nicht zutrifft, bzw. zu starken Abweichungen zwischen Simulation und Experiment führen kann. Basierend auf der Boussinesq-Approximation gibt es weitverbreitete Turbulenzmodelle, insbesondere:

- Spalart-Allmaras (1-Gleichungsmodell);
- k- $\epsilon$  Modell (2-Gleichungsmodell);
- k- $\omega$  Modell (2-Gleichungsmodell).

Bisher gibt es kein Turbulenzmodell auf Basis der Boussinesq-Approximation, welches durchweg für alle Anwendungsfälle zuverlässige Ergebnisse liefert. Dies wird deutlich, wenn man sich vergegenwärtigt, was für Aufgabengebiete einem Turbulenzmodell allein in einer Pitot-Pumpe abverlangt werden:

- Kanalströmung: Der Diffusorkanal im Pitot-Rohr stellt ein verwundenen Kanal dar, der für Sekundärströmung und Ablösung sorgt.
- Mixer: Das Pitot-Rohr agiert mit seiner profilierten Außenfläche wie ein Mixer in der Vollkörperströmung des Rotors. Instationäre Verwirbelungsverluste stromab des Pitot-Rohres sind das Ergebnis.
- Pumpe: Modellierung der rotierenden Strömung im Relativsystem, sowie deren Übergang ins Absolutsystem am Auslass. Positive Druckgradienten in Schaufelkanälen sorgen für Sekundärströmung.



- Mehrphasen: Beim Umbau der Pitot-Pumpe zur Trennpumpe muss das turbulente Zusammenspiel der verschiedenen Phasen untereinander erfasst werden. Dies muss durch Modellkonstanten und Hilfsfunktionen im Turbulenzmodell erfolgen.

Exemplarisch soll für die eben aufgelisteten Aufgabenbereiche in Tabelle 4.1 gezeigt werden, dass keines der beschriebenen Turbulenzmodell bevorzugt wird. Die Tabelle ist bei weitem nicht vollständig, sondern dient lediglich der Demonstration der Vielschichtigkeit der Modelle, auch nach heutigem Forschungsstand<sup>2</sup>. Die Validierung der eigenen Untersuchungen mit diversen Turbulenzmodellen ist daher immer ratsam.

Turbulenzmodell	Kanalströmung	Mixer	Pumpe	Mehrphasen
k- $\epsilon$	[89; 90]	[91; 92]	[93; 94]	[95; 96]
k- $\omega$	[89; 90]	[92; 97]	[98; 99]	[95; 100]
Spalart-Allmaras	[90; 101]	[92]	[102]	n.a.

**Tabelle 4.1:** Verwendung von Turbulenzmodellen für unterschiedliche Aufgaben.

Im Folgenden sollen die entstprechenden mathematischen Hintergründe zu den Modellen kurz erläutert werden. Falls nicht näher erwähnt, sind die Zahlenwerte für die Modellkonstanten der Bedienungsanleitung der entsprechenden Strömungslöser zu entnehmen [82; 103]. Alle Turbulenzmodelle werden (soweit möglich) in einer Schreibweise für Mehrphasensysteme dargestellt. Hierbei wird der Volumenanteil der dispersen Phase  $\alpha_k$  für jede Phase  $k$  mitangegeben. Für einphasige Systeme ergibt sich  $\alpha = 1$ . Weitere Informationen zu den Modellen sind [80] zu entnehmen.

#### 4.4.1 Spalart-Allmaras

Es wird nur eine Transportgleichung gelöst, die direkt die turbulente kinematische Viskosität  $\nu_t$  liefert. Die kinetischen Energie  $k$  wird bei Spalart-Allmaras in der Boussinesq-Approximation in Gleichung 4.22 nicht berücksichtigt. Dafür wird ein viskositätsähnliche Variable  $\tilde{\nu}$  eingeführt [104]. Sie steht in direkter Beziehung zur turbulenten Viskosität. Die Transportgleichung für  $\tilde{\nu}$  ist in den benutzten Strömungslösern nur für einphasige Strömungen vorhanden und lautet

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \tilde{\nu}) + \nabla \cdot (\rho \tilde{\nu} \mathbf{v}) = G_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[ \nabla \cdot [(\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}] + C_{b2} |\nabla \tilde{\nu}|^2 \right] - Y_\nu. \quad (4.23)$$

Hier ist  $G_\nu$  für die Produktion der turbulenten Viskosität verantwortlich,  $C_{b2}$  und  $\sigma_{\tilde{\nu}}$  sind Konstanten zur Beschreibung der Diffusion und  $Y_\nu$  sorgt für Dissipation der turbulenten Viskosität (z. B. durch viskose Dämpfung an der Wand). Die kinematische Viskosität ist  $\nu$ .

#### 4.4.2 $k - \epsilon$

Die Schließung der RANS-Gleichungen erfolgt über die Beziehung

$$\mu_t = \rho C_\mu k T \text{ mit } T = f(k, \epsilon), \quad (4.24)$$

<sup>2</sup>Die Suche nach Studien von Mehrphasensystemen mit Spalart-Allmaras Modellen ergab bisher keine nennenswerten Veröffentlichungen. Das ist bedingt dadurch, dass 1-Gleichungsmodelle für solche Systeme durchweg an ihre Grenzen kommen, um physikalisch sinnvolle Ergebnisse zu liefern.

welche die turbulente Viskosität  $\mu_t$  liefert.  $C_\mu$  ist eine Konstante und  $T$  die turbulente Zeitlängenskala. Dafür werden zwei Transportgleichungen gelöst: für die turbulente kinetische Energie  $k$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k k_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k k_k \mathbf{v}_k) &= \nabla \cdot \left( \alpha_k \frac{\mu_{t,k}}{\sigma_k} \nabla k_k \right) \\ &+ \alpha_k (P_k + G_k - \rho_k \epsilon_k) + S_{k_k}^{int} \end{aligned} \quad (4.25)$$

und deren Dissipationsrate  $\epsilon$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k \epsilon_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \epsilon_k \mathbf{v}_k) &= \nabla \cdot \left( \alpha_k \frac{\mu_{t,k}}{\sigma_\epsilon} \nabla \epsilon_k \right) \\ &+ \alpha_k \frac{\epsilon_k}{k_k} (C_{\epsilon 1} P_k + \|G_k\| - C_{\epsilon 2} \rho_k \epsilon_k) + S_{\epsilon_k}^{int}. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Die Grundlagen für die beiden Transportgleichung basieren auf [105]. Genutzt werden die Koeffizienten aus [106]. Für jede Phase ergibt sich die Produktion  $P_k$  an Turbulenz durch Schubspannung, sowie der Einfluss von Körperkräften  $G_k$  wie z. B. Gravitation. Bei  $C_{\epsilon 1}$ ,  $C_{\epsilon 2}$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\epsilon$  handelt es sich um Modellkonstanten. Die Terme  $S_{k_k}^{int}$  und  $S_{\epsilon_k}^{int}$  sind optionale Quell- und Senkenterme, die für zusätzliche Produktion und Dissipation von Turbulenz bei Mehrphasensimulationen sorgen auf Grund von Interaktionen zwischen den einzelnen Phasen.

Durch Änderungen und Anpassung im Laufe der Zeit sind weitere  $k - \epsilon$  Modelle entstanden. Auf detaillierte mathematischen Erklärungen wird verzichtet. Es werden lediglich die Unterschiede zum Standard-Modell hervorgehoben.

- **Re-Normalisation Group (RNG)** basierend auf der Methode von [107]: Durch die Anwendung der mathematischen Renormalisierung auf die Navier-Stokes-Gleichung, erhält man ein Turbulenzmodell, welches Veränderungen im Produktionsterm der Transportgleichung erlaubt. Dies entspricht physikalisch der Wiedergabe einer Bandbreite an Wirbelstrukturen in der Strömung, was einer wesentlichen Eigenschaft der realen Turbulenz näher kommt.
- **Realizable** basierend auf [108]: Die turbulente Viskosität besteht nicht mehr aus einem konstanten Wert für  $C_\mu$ . Dieser ist nun variabel und hängt unter anderem von der Rotation der Strömung ab. Die Transportgleichung für die Dissipation  $\epsilon$  beruht nun auf der Herleitung einer exakten Transportgleichung für den quadratischen Mittelwert der Wirbelstärkenfluktuation.

#### 4.4.3 $k - \omega$ SST

Die Schließung der RANS-Gleichungen erfolgt wieder über die turbulente kinetische Energie  $k$ . Zusätzlich wird eine weitere Transportgleichung benötigt: für die Turbulenzfrequenz  $\omega$ , auch bekannt als spezifische Dissipationsrate, da sie sich aus dem Verhältnis der Dissipationsrate  $\epsilon$  und der turbulenten kinetischen Energie  $k$  zusammensetzt.

$$\omega = \frac{\epsilon}{k}. \quad (4.27)$$

Die turbulente Viskosität  $\mu_t$  wird über

$$\mu_t = \rho k T \quad (4.28)$$

definiert, wobei die turbulente Zeitlängenskala  $T$  definiert ist nach [109].

Große Bekanntheit erhielt die Standardform des  $k - \omega$  Modells durch [110], der diese für einphasige Strömungen untersuchte. Um eine verbesserte Vorhersage bei Strömungsablösung zu erhalten, wurde das Modell durch [111] weiterentwickelt. Die  $\epsilon$ -Gleichung wird nun in eine  $\omega$ -Gleichung transformiert. Dies erfolgt durch eine Übergangsfunktion  $F_1$ . An der Grenzschicht und außerhalb der Grenzschicht wird dadurch die Standardform der  $\epsilon$ -Gleichung erreicht, welche in diesem Strömungsbereich sehr robust arbeitet. In der Grenzschicht sorgt die Übergangsfunktion dafür, dass die  $\omega$ -Gleichungen betrachtet wird. Diese Weiterführung nach [111] nennt man auch das  $k - \omega$  SST (Shear-Stress Transport) Modell. Hierfür lautet die Transportgleichung für  $k$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k k_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k k_k \mathbf{v}_k) &= \nabla \cdot \left( \alpha_k \left[ \mu_k + \frac{\mu_{t,k}}{\sigma_{k,3}} \right] \nabla k_k \right) \\ &+ \alpha_k (P_k + G_k - \rho_k \beta' k_k \omega_k) + S_{k_k}^{int} \end{aligned} \quad (4.29)$$

und für  $\omega$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k \omega_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \omega_k \mathbf{v}_k) &= \nabla \cdot \left( \alpha_k \left[ \mu_k + \frac{\mu_{t,k}}{\sigma_{\omega,3}} \right] \nabla \omega_k \right) \\ &+ 2\alpha_k \rho_k (1 - F_1) \frac{1}{\sigma_{\omega,2} \omega_k} \nabla k_k \nabla \omega_k + \alpha_k \alpha_3 \frac{\omega_k}{k_k} (P_k + C_3 \|G_k\|) \\ &- \alpha_k \rho_k \beta_3 k_k (\omega_k)^2 + S_{\omega_k}^{int}. \end{aligned} \quad (4.30)$$

Der zweite Term auf der rechten Seite der  $\omega$ -Gleichung stellt den modifizierten Term des  $k - \omega$  SST Modells dar, der für zusätzliche Diffusion sorgt. Ansonsten ist der Kernaufbau der Transportgleichungen ähnlich dem  $k - \epsilon$  Modell und beinhaltet für jede Phase turbulente Produktions- und Dissipationsterme, sowie zusätzliche Quell- und Senkenterme ( $S_{\omega_k}^{int}$ ,  $S_{k_k}^{int}$ ) für die Interaktion in Mehrphasensystemen. Die Modellkonstanten und Hilfsfunktionen für  $\beta'$ ,  $\sigma_{k,3}$ ,  $\sigma_{\omega,3}$ ,  $\sigma_{\omega,2}$ ,  $\alpha_3$ ,  $C_3$ ,  $\beta_3$  sind dem Benutzerhandbuch [82; 103] zu entnehmen.

## 4.5 Algorithmen für statistische Versuchsplanung in OPAL++

Im Vergleich zu mathematischen Problemen lässt sich für ingenieurmäßige Anwendungen das Verhalten einer Zielfunktion meist nicht in einer expliziten Formulierung darstellen. Die Suche nach den Optima ist daher eine iterative Optimierungsaufgabe, welche durch starke Wechselwirkungen beeinflusst werden kann. Ein eigenes Wissenschaftsfeld beschäftigt sich mit der Entwicklung und Adaptierung von Algorithmen zur Beschreibung und Lösung solcher Probleme [112]. Häufig ist es in der Realität gar nicht möglich ein einziges Optimum anzugeben, da mehrere Zielfunktionen sich konkurrieren (hier: Pareto-Optimum) oder mehrere komplett unterschiedliche Designs entstehen, die es erlauben, die gleichen Zielfunktionswerte zu erreichen (hier: multimodal). Bei neuen technischen Aufgaben (ohne ein wirkliches Verständnis für die Zusammenhänge zwischen Strömungsmechanik und Designänderungen), ist es daher sinnvoll den Einfluss der Parameter näher zu erfassen. Es können damit Design-Trends festgestellt werden (positiver oder negativer Einfluss auf Zielfunktion) oder aber auch erste Aussagen über die Robustheit der Formänderungen auf die Strömung festgehalten werden.

Idealerweise müsste man alle möglichen Konfigurationen testen, um sich ein umfassendes Bild über direkte und indirekte Wechselwirkungen zu machen. Dies ist jedoch unwirtschaftlich und häufig bei vielen Parametern gar nicht erst realisierbar. Die Vorgehensweise, ausschließlich einen Parameter zu verändern, während die anderen konstant gelassen werden, ist vorteilhaft, da Veränderungen auf die Kostenfunktion immer eindeutig einem Parameter zuordenbar sind. Nichtsdestotrotz liegt dadurch auf Grund von Wechselwirkungen (meist) noch kein Verständnis für die Gesamtzusammenhänge vor, sondern nur lokale Informationen. Abhilfe schafft die statistische Versuchsplanung. Ihr Ziel ist es, eine gleichmäßige Beschreibung des Parameterraumes zu erzeugen und das mit möglichst wenig Messungen/Simulationen. Man erhält einen Überblick über den Zusammenhang der Parameter in einem mehrdimensionalen Raum, der sonst nur schwer zu erfassen wäre. Die Grundlagen für die statistische Versuchsplanung lieferte R. A. Fischer [113], welche auch seitdem als „Design of Experiments“ oder kurz DOE bekannt ist. Auf diesem Themengebiet sind diverse Methoden gebräuchlich (z. B. full/fractional factorial, Box-Behnken, Placket-Burman).

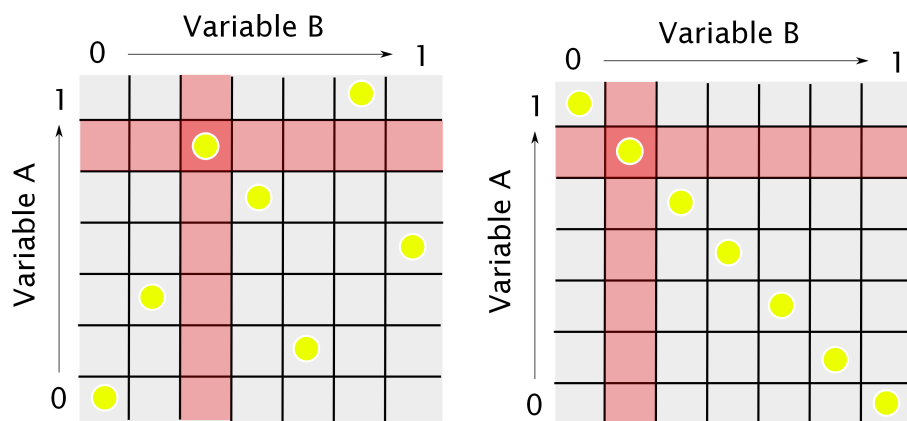
Das Aufsetzen von DOE-Methoden ist am LSS mittels einer eigenen Benutzersoftware möglich [114], die den Namen 'OPTimization Algorithm Library++' trägt - oder kurz OPAL++. Es handelt sich um ein objekt-orientiertes Softwaregerüst, dessen Anwendbarkeit für Mehr- und Einzielloptimierungen, genauso wie für statistische Versuchsplanung reicht. OPAL++ wurde schon in diversen fachübergreifenden Studien erfolgreich verwendet [47; 114; 115]. Folgende Besonderheiten sind bei der Software OPAL++ hervorzuheben:

- Parallelisierung wird auf der Auswerte- und der Berechnungsebene (z. B. durch CFD) unterstützt;
- Kopplung von Windows, Mac OS und Linux-Betriebssystemen möglich;
- verschiedene genetische Algorithmen vorhanden (NSGA-II, OMOPSO, SPEA2 usw.);
- verschiedene Surrogate-Methoden vorhanden (Ordinary Kriging with Detrending, Radial Basis Functions, verschieden Ordinary Least-Square Methoden etc.);
- DOE-Methoden nutzbar (Near-Orthogonal Latin Hypercube Sampling, SOBOL, Hammersley, Halton);
- Uncertainty Quantification anwendbar (Non-Intrusive Polynomial Chaos Expansion).

### 4.5.1 Latin Hypercube Sampling (LHS)

Das Grundprinzip basiert auf den Überlegungen von [116], in denen es darum geht, die zufällige Verteilung von Design-Punkten im Parameterraum zu „kontrollieren“. Dadurch soll mit möglichst wenig Rechenaufwand trotzdem eine möglichst genaue Aussage über die Zusammenhänge im System erstellt werden.

Um den Parameterbereich eines Design-Raums mit  $N$ -Variablen beschreiben zu können, muss jeder davon in  $M$  Intervallabschnitte aufgeteilt werden, jeder der Abschnitte mit gleicher Aufteilung. Anschließend werden  $M$  Designpunkte festgelegt, welche so angeordnet sind, dass sich nur jeweils ein Punkt in jeder der  $N$ -Achsen der Hyperebenen im



**Abbildung 4.2:** Prinzip des LHS-Verfahrens für ein System mit zwei Variablen. Zwei Möglichkeiten sind dargestellt, die beide die LHS-Kriterien erfüllen, aber unterschiedliche Aussagekraft über den Parameterraum liefern.

Parameterraum befindet. Für ein zwei-dimensionales Problem würde das LHS zum Beispiel eine Verteilung wie in Abbildung 4.2 erzeugen. Die Punkteverteilung unter Erfüllung des LHS Kriteriums sind vielfältig möglich. Insgesamt ergibt sich eine maximale Anzahl an LHS-Möglichkeiten von

$$\left( \prod_{i=0}^{M-1} (M - i) \right)^{N-1} = (M!)^{N-1}. \quad (4.31)$$

Jedoch stellen nicht alle LHS den Parameterraum sinnvoll dar. Ein Extrembeispiel wäre zum Beispiel für eine Testmatrix eine diagonale Punkteverteilung, welches auch ein LHS ist, aber ein großen Bereich des Designraumes vernachlässigt (siehe Abbildung 4.2). Daher wird für jede statistische Auswertung mittels LHS eine große Anzahl  $x$  an LHS erstellt (in OPAL++ werden jeweils  $x = 500.000 \cdot (N - 1)$  Kombinationen getestet). Damit sichergestellt wird, dass Untersuchungen nur mit sinnvollen Kombinationen durchgeführt werden, wird der maximale Wert der Korrelationsmatrix zwischen den Variablen minimiert. Auf diese Weise ist es durch OPAL++ möglich Near-Orthogonale LHS zu erzeugen.

Damit können die theoretischen Grundlagen zur numerischen Simulation und Auswertung abgeschlossen werden. Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse zur Steigerung der Pumpeneffizienz dargestellt.



# Kapitel 5

## Verbesserung des Pumpenbetriebs

Wie in Unterabschnitt 2.3.3 bereits erwähnt, sind die Forschungsergebnisse auf dem Gebiet der Pitot-Pumpe bisher spärlich. Dieses Kapitel soll einen Beitrag dazu leisten, um erste Design-Regeln für die Gestaltung von effizienten Pitot-Pumpen abzuleiten.

### 5.1 Optimierungspotenzial in der Pitot-Pumpe?

Da man im Bereich der Formoptimierung nur selten die notwendigen Ressourcen besitzt, um alle Komponenten eines komplexen Systems gleichzeitig zu optimieren, stand am Anfang dieser Arbeit die Frage im Raum, in welchen Bereichen der Pitot-Pumpe sich eine Formoptimierung am meisten lohnt. Die Pitot-Pumpe wird für die Beantwortung der Frage in drei Bereiche unterteilt. Für jeden Pumpenbereich wird ein lokaler Wirkungsgrad  $\eta$  definiert, welcher von 0 bis 1 geht. Je größer der Wert, desto besser die Effizienz des jeweiligen Bereichs. Alle drei Werte sind jeweils nur zur Bewertung der einzelnen Komponenten gedacht und nicht zur Bildung eines Gesamtwirkungsgrades.

- Laufrad ( $\eta_{Laufrad}$ ): Der Energieeintrag findet hier durch die Pumpe statt. Nur hier wird der Totaldruck innerhalb des Fluids erhöht. Die Umwandlung in den rechteckigen Laufradkanälen ist durch Reibung und Sekundärströmung negativ beeinflusst. Betrachtet wird der Bereich vom Eintritt in die Laufradkanäle bis zum axialen Austritt in das Rotorgehäuse.
- Rotor ( $\eta_{Rotor}$ ): Das Fluid tritt aus den Laufradkanälen aus und gelangt durch eine stoßartige Aufweitung in die rotierende Kavität. Da für reibungslose Fluide kein Energieeintrag durch die Rotorwand erfolgt müsste idealerweise der Totaldruck am Austritt des Laufrades gleich dem Totaldruck am Eintritt des Pitot-Rohres sein.
- Diffusorkanal im Pitot-Rohr ( $\eta_D$ ): Die dynamische Umwandlung von kinetischer in Druckenergie erfolgt durch die kontinuierliche Querschnittsaufweitung im Diffusorkanal. Durch Umlenkung und Sekundärströmung entstehen Verluste, die den nutzbaren Druckgewinn am Austritt reduzieren.

Beispielhaft soll ein Laufrad<sup>1</sup> nach Tabelle 5.1 für eine Pumpenkonfiguration mit einem 1-flügeligen Pitot-Rohr (Einlassdurchmesser 12,7 mm) untersucht werden. Es wird der Be-

---

<sup>1</sup>Durch die geraden Schaufelkanäle in der Pitot-Pumpe kommt es zu unterschiedlichen Werten für  $\beta_2$  am Austrittsradius. Der Wertebereich in Tabelle 5.1 zeigt die Streuung.

$A_1$	Eintrittsfläche Laufradkanal	0,00054 m <sup>2</sup>
$A_2$	Austrittsfläche Laufradkanal	0,0004725 m <sup>2</sup>
$r_2$	Radius Laufradaustritt	0,1995 m
$z$	Schaufelanzahl	10
$\beta_2$	relativer Austrittswinkel	79,8° ··· 83,7°
$D$	Rotordurchmesser Pitot-Pumpe	400 mm

**Tabelle 5.1:** Geometrieparameter des Laufrades einer Pitot-Pumpe.

triebspunkt des besten Wirkungsgrades (BEP) betrachtet. Dieser liegt für  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$  bei:

- $Q = 15,88 \text{ m}^3/\text{h} = Q_{BEP}$

In weiterführenden Untersuchungen kennzeichnet der Index „BEP“ immer den hier beschriebenen Arbeitspunkt mit dem verwendeten Pitot-Rohr. Falls nicht anders erwähnt, wird ebenfalls die Drehzahl  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$  verwendet. Das Fördermedium ist reines Wasser mit der Dichte  $\rho = 997,561 \text{ kg/m}^3$ . Die spezifische Drehzahl liegt für diesen Punkt bei  $n_q = 4,1 \text{ min}^{-1}$ . Vergleicht man diese Werte mit der Auflistung in Tabelle 2.2, so kann man sehen, dass die Pitot-Pumpe bei deutlich kleineren Werten arbeitet als konventionelle Radialpumpen ( $10 < n_q < 400 \text{ min}^{-1}$ ). Der Pumpenwirkungsgrad der Konfiguration liegt nach den numerischen Simulationen bei  $\eta = 0,458$ .

### (i) Laufrad:

Die mögliche Laufradförderhöhe lautet nach der Eulersche Grundgleichung für ein reibungsloses Fluid

$$H_{euler} = \frac{|\mathbf{v}_2|^2 - |\mathbf{v}_1|^2}{2g} + \frac{|\mathbf{u}_2|^2 - |\mathbf{u}_1|^2}{2g} + \frac{|\mathbf{w}_1|^2 - |\mathbf{w}_2|^2}{2g}. \quad (5.1)$$

Der erste Term beschreibt die kinematische Höhenzunahme durch die Änderung der Absolutgeschwindigkeit. Die letzten beiden Terme stellen die statische Höhenzunahme im Laufrad  $H_{euler,La}$  dar. Diese erfolgt durch Zentrifugalkräfte und einer Änderung der Relativgeschwindigkeit und kann als Druckdifferenz zwischen Laufradeinlass (Index 1) und -auslass (Index 2) im Experiment oder in Simulationen gemessen werden. Bedingt durch die konstruktive Weise der Pitot-Pumpe gelangt das Fluid nach den Kanälen nicht in ein Spiralgehäuse, sondern in eine rotierende Kammer. In dieser liegt (theoretisch) die Geschwindigkeitsverteilung eines erzwungenen Wirbels vor, welche durch die Drehzahl bestimmt wird und sich bei konstanter Drehzahl nicht wesentlich mit dem Volumenstrom ändert (daher sehr pulsationsarmer Pumpenbetrieb möglich). Die kinematische Umwandlung von Geschwindigkeit in Druck im nachfolgenden Pitot-Rohr wird aufgrund dieser Bauweise nicht so stark vom Laufraddesign beeinflusst wie bei Spiralpumpen. Sie arbeiten nahezu „entkoppelt“. Die Hauptaufgabe liegt beim Pitot-Pumpen-Laufrad im Aufbau von statischem Druck. Daher wird für die Bewertung der Laufradgüte auch nur der statische Druckanteil in der Eulersche Grundgleichung herangezogen.

$$H_{euler,La} = \frac{|\mathbf{u}_2|^2 - |\mathbf{u}_1|^2}{2g} + \frac{|\mathbf{w}_1|^2 - |\mathbf{w}_2|^2}{2g} = \frac{(p_2 - p_1)_{ideal}}{\rho \cdot g} \quad (5.2)$$

Anhand des Kosinussatzes ergeben sich für die Relativgeschwindigkeiten  $\mathbf{w}_{1,2}$  aus dem



Geschwindigkeitsdreieck folgende Umschreibungen:

$$|\mathbf{w}_{1,2}|^2 = |\mathbf{u}_{1,2}|^2 + |\mathbf{v}_{1,2}|^2 - 2 \cdot |\mathbf{u}_{1,2}| \cdot |\mathbf{v}_{1,2}| \cdot \cos(\alpha_{1,2}). \quad (5.3)$$

Setzt man Gleichung 5.3 in Gleichung 5.2 ein, so ergibt sich:

$$H_{euler,La} = \frac{|\mathbf{u}_2|^2 - |\mathbf{u}_1|^2}{2g} + \frac{|\mathbf{u}_1|^2 + |\mathbf{v}_1|^2 - 2 \cdot |\mathbf{u}_1| \cdot |\mathbf{v}_1| \cdot \cos(\alpha_1)}{2g} - \frac{(|\mathbf{u}_2|^2 + |\mathbf{v}_2|^2 - 2 \cdot |\mathbf{u}_2| \cdot |\mathbf{v}_2| \cdot \cos(\alpha_2))}{2g}. \quad (5.4)$$

Hieraus stellt sich folgender Zusammenhang ein:

$$H_{euler,La} = \frac{|\mathbf{v}_1|^2 - 2 \cdot |\mathbf{u}_1| \cdot |\mathbf{v}_1| \cdot \cos(\alpha_1) - (|\mathbf{v}_2|^2 - 2 \cdot |\mathbf{u}_2| \cdot |\mathbf{v}_2| \cdot \cos(\alpha_2))}{2g}. \quad (5.5)$$

Bei drallfreiem Eintritt ( $\cos(\alpha_1) = 0$ ) und mit der Beziehung  $\cos(\alpha_2) = \mathbf{v}_{u2}/\mathbf{v}_2$  vereinfacht sich somit Gleichung 5.2 zu

$$H_{euler,La} = \frac{|\mathbf{u}_2| \cdot |\mathbf{v}_{u2}|}{g} - \frac{|\mathbf{v}_2|^2 - |\mathbf{v}_1|^2}{2g}. \quad (5.6)$$

Physikalisch besagt Gleichung 5.6, dass die statische Höhenzunahme des Laufrades sich aus der Differenz von (drallfreier) Gesamtförderhöhe und der Änderung der Absolutgeschwindigkeit im Laufrad ergibt. Für den Pumpeneintritt wird nur die Absolutgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_1$  benötigt, wobei hier drallfreie Anströmung angenommen wird und somit  $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_{m1} = \mathbf{w}_{m1}$  gilt.

Für die Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_{u2}$  am Austritt folgt aus dem Geschwindigkeitsdreieck

$$|\mathbf{v}_{u2}| = |\mathbf{u}_2| - |\mathbf{w}_{u2}| = |\mathbf{u}_2| - \frac{|\mathbf{w}_{m2}|}{\tan(\beta_2)}, \quad (5.7)$$

wobei der Betrag der Meridiankomponente  $|\mathbf{w}_{m2}|$  aus dem Volumenstrom  $Q$  pro Schaukelkanal  $z$  und der durchströmten Fläche  $A_2$  des Austritts gebildet wird.

$$|\mathbf{w}_{m2}| = \frac{Q}{z \cdot A_2} = |\mathbf{v}_{m2}| \quad (5.8)$$

Für die Absolutgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_2$  am Austritt folgt:

$$|\mathbf{v}_2| = \sqrt{|\mathbf{w}_{m2}|^2 + |\mathbf{v}_{u2}|^2} = \sqrt{|\mathbf{w}_{m2}|^2 + \left( |\mathbf{u}_2| - \frac{|\mathbf{w}_{m2}|}{\tan(\beta_2)} \right)^2}. \quad (5.9)$$

Die verlustbehaftete Förderhöhe  $H_{CFD}$  für das Laufrad erhält man, indem man aus den numerischen Berechnungen die flächengemittelten statischen Drücke zwischen Laufradein- und -austritt ermittelt.

$$H_{CFD} = \frac{p_2 - p_1}{\rho \cdot g} \quad (5.10)$$

Der Quotient aus der idealen Eulerschen Förderhöhe  $H_{euler,La}$  und der berechneten Förderhöhe  $H_{CFD}$  stellt einen Laufradwirkungsgrad  $\eta_{Laufr}$  dar. Berechnet wird:

$$\eta_{Laufr} = \frac{H_{CFD}}{H_{euler,La}} = 0,876 \quad (5.11)$$

**(ii) Rotor:**

Das Fluid bewegt sich nach dem Austritt aus dem Laufrad in das rotierende Gehäuse. Für die Berechnung wird der massengewichtete Mittelwert des Totaldrucks am Laufradaustritt ermittelt (Verwendung von Absolutgeschwindigkeit) und mit dem entsprechenden Wert am Pitot-Rohr-Eintritt verglichen. Da es sich um eine erhaltende Größe handelt, die für reibungslose Wände idealerweise bis zum Pitot-Rohr-Eintritt konstant bleiben müsste, stammen alle Änderungen in den numerischen Rechnungen aus Übergangsverlusten (sprungartige Aufweitung beim Übergang Laufradkanal zu Rotorkammer) sowie den Mischungsverlusten durch das Pitot-Rohr im Rotor. Letztere haben auch Einfluss auf das Geschwindigkeitsprofil in der Rotortrommel. Es ergibt sich:

$$\eta_{Rotor} = \frac{p_{tot,Pitot}}{p_{tot,Laufr}} = 0,667 \quad (5.12)$$

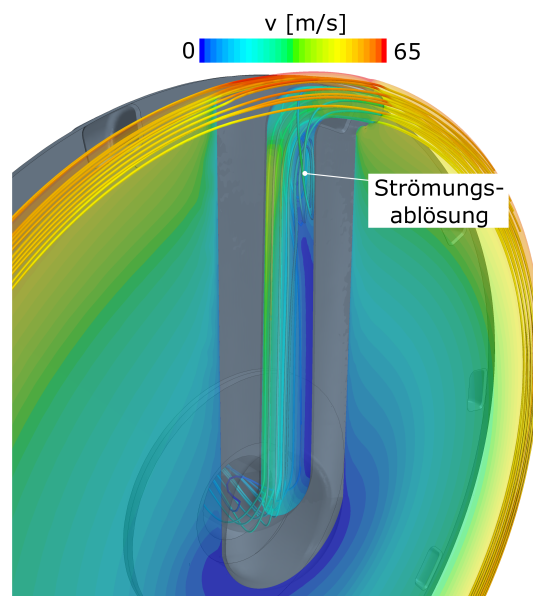
**(iii) Diffusorkanal im Pitot-Rohr:**

Der schon in Gleichung 2.17 definierte Diffusorwirkungsgrad beschreibt die Verluste, die durch Sekundärströmung und Ablösung im Kanal verursacht werden. Für ihn ergibt sich für den untersuchten Betriebspunkt:

$$\eta_D = \frac{p_2 - p_1}{\frac{\rho}{2}(|\mathbf{v}_1|^2 - |\mathbf{v}_2|^2)} = 0,238 \quad (5.13)$$

**Fazit:**

Der Effizienz-Vergleich in den untersuchten lokalen Bereichen in der Pitot-Pumpe zeigt, dass die geraden, rechteckigen Laufradkanäle trotz ihres simplen Designs gute Wirkungsgrade liefern. Aufgrund des guten Laufradwirkungsgrades wird in der vorliegenden Arbeit auf eine Formoptimierung der Kanäle verzichtet. Deutlich schlechter sind die Werte im Diffusorkanal. Ein solcher ist exemplarisch in Abbildung 5.1 für das Standard-Pitot-Rohr dargestellt. Man kann anhand der Stromlinien im Kanal sehen, dass es durch die 90° Krümmung zu einem verlustbehafteten Ablösegebiet kommt. Das Potenzial einer Formoptimierung erscheint im Diffusorkanal daher am vielversprechendsten zu sein. Diese Erkenntnisse sind übereinstimmend mit früheren Experimenten aus dem Jahr 1963 in [117] an konventionellen Radialpumpen bei niedriger spezifischer Drehzahl. Hier zeigt sich, dass besonders für kleine  $n_q$ -Werte die Auswahl des Spiralgehäuses (entspricht bei der Pitot-Pumpe von der Funktion dem Pitot-Rohr) für den Betriebspunkt besten Wirkungsgrades verantwortlich ist. Es wird außerdem gezeigt, dass Rauigkeitseffekte bei niedrigen  $n_q$ -Werten einen wesentlich stärkeren Einfluss auf die Effizienz haben, als bei großen  $n_q$ -Werten. Dieser Zusammenhang wird ebenfalls in neueren Quellen bestätigt [39]. Neben der Formoptimierung des Pitot-Rohres ist daher auch die Oberflächenbehandlung von großer Bedeutung. Bei der Pitot-Pumpe muss analysiert werden, ob sowohl ein besseres



**Abbildung 5.1:** Stromlinienverlauf und Geschwindigkeitsverteilung im Rotor um das Standard-Pitot-Rohr. Die Stromlinien im Diffusorkanal zeigen, dass es durch die  $90^\circ$  Krümmung zu verlustbehafteten Ablösegebieten im Kanal kommt.

Design für die äußere Umströmung des Pitot-Rohres (hier: Beeinflussung des dynamischen Drucks in Rotor), als auch für die Kanalströmung im Pitot-Rohr (hier: Ablösegefahr) gefunden werden kann. Es gilt dabei festzustellen, ob beide Ziele gleichzeitig zu verbessern sind oder ob dies nur über einen Kompromiss gelingt.

## 5.2 Optimierungsmethodik

Der Einfluss von Formänderungen des Pitot-Rohres auf das Betriebsverhalten der Pitot-Pumpe wird in dieser Arbeit mittels Methoden der statistischen Versuchsplanung bewertet. Diese sind bekannt unter dem Namen „Design of Experiments“ oder kurz DOE. Das Aufstellen, Berechnen und Auswerten der Simulationen erfolgt ohne Nutzerinteraktion vollständig automatisch. Dafür wurde eine Schleife mittels der hauseigenen Software OPAL++ erstellt, wobei OPAL++ als Schnittstelle zwischen den einzelnen Software-Produkten innerhalb der Schleife steht. Da OPAL++ auch genetische Algorithmen beinhaltet wäre es in zukünftigen Untersuchung möglich, die gleichen Schleifen direkt für evolutionäre Optimierungsaufgaben zu verwenden, ohne große Änderungen an den numerischen Einstellungen vorzunehmen. Eine Zusammenfassung der aktuell implementierten Algorithmen in OPAL++ ist bereits in Abschnitt 4.5 beschrieben worden.

Der Vorteil einer DOE ist es, bei unbekanntem Parameterzusammenhängen einen großen Design-Bereich zu erkunden und dadurch (i) einen ersten Überblick über das Potenzial der Wirkungsgradverbesserung durch das Pitot-Rohr zu gewinnen und (ii) die wichtigsten Design-Parameter zu identifizieren. In diesem Kapitel wird die Kombination zweier Ansätze verfolgt.

- **Geringe Wiedergabetreue (engl.: „low-fidelity“):** Nur die Strömung im Diffusorkanal wird untersucht. Die Beeinflussung der Strömung um den Diffusor im

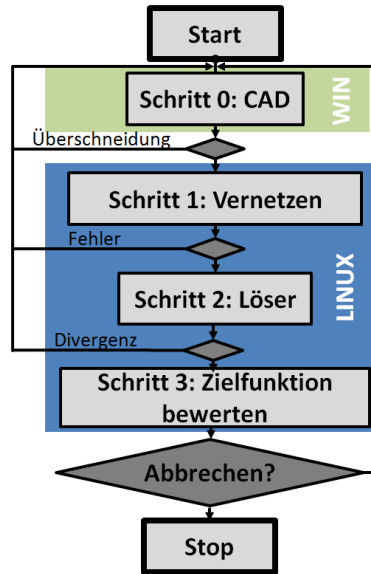


Abbildung 5.2: Optimierungsschleife mit OPAL++.

Rotor wird nicht berücksichtigt. Lediglich der Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  kann untersucht werden. Die Optimierung des Diffusorkanals ist schnell und liefert einen ersten Überblick über mögliche Fortschritte durch Formoptimierung des Kanals. Eine große Anzahl an Design-Konfigurationen kann untersucht werden und erste Trends können abgeleitet werden.

- **Hohe Wiedergabetreue (engl: „high-fidelity“):** Die gesamte Pitot-Pumpe wird mit dem veränderten Pitot-Rohr simuliert. Alle Effekte auf die Strömung werden durch die Formänderung erfasst. Das bedeutet, es wird neben dem Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  auch der Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  berechnet. Die Rechenzeit steigt jedoch um ein Vielfaches. Nur die vielversprechendsten Design-Konfigurationen aus der low-fidelity Untersuchung werden hiermit gerechnet.

Die Kombination solcher unterschiedlich aufwendiger Methoden wird auch in anderen Ingenieurwissenschaften verwendet, wie z. B. in der Luftfahrt bei der Auslegung von Tragflügelprofilen. Durch low-fidelity Ansätze, wie Potenzialströmungslöser, wird eine Auswahl an sinnvollen Profilen getroffen und anschließend mit aufwendigen Finite-Volumen Methoden bestätigt.

Für beide Ansätze sieht die Optimierungsschleife in dieser Arbeit wie in Abbildung 5.2 aus. Die CAD<sup>2</sup>-Geometrie des Pitot-Rohres wird verformt und dann auf nicht erlaubte Überschneidungen mit dem umliegende Rotor getestet. Da die verwendete CAD-Software (PTC CREO PARAMETRIC) derzeit nur auf Windows-Maschinen arbeitet, kann dieser Vorgang nicht auf dem hauseigenen Linux-Kluster durchgeführt werden. Es muss ein heterogener Arbeitsablauf sichergestellt werden, wo mittels der automatischen Schleife zwischen beiden Betriebssystemen kommuniziert werden kann. Vernetzung und Berechnung der einzelnen Konfigurationen erfolgen parallel auf einzelnen Knoten auf dem Linux-Cluster.

<sup>2</sup>Computer-Aided Design

Parameter	Min	Max
$L_0$	7 mm	17 mm
$\phi_1$	30 °	90 °
$R_1$	45 mm	115 mm
$W_1$	7 mm	30 mm
$L_1$	7 mm	30 mm

**Tabelle 5.2:** Parameterbereich für Diffusorgeometrie. Dieser wird für low- und high-fidelity Simulationen genutzt. Die Position und Bedeutung der einzelnen Parameter sind Abbildung 5.3 zu entnehmen. Die festen Positionen entsprechen Index 0 und 2.

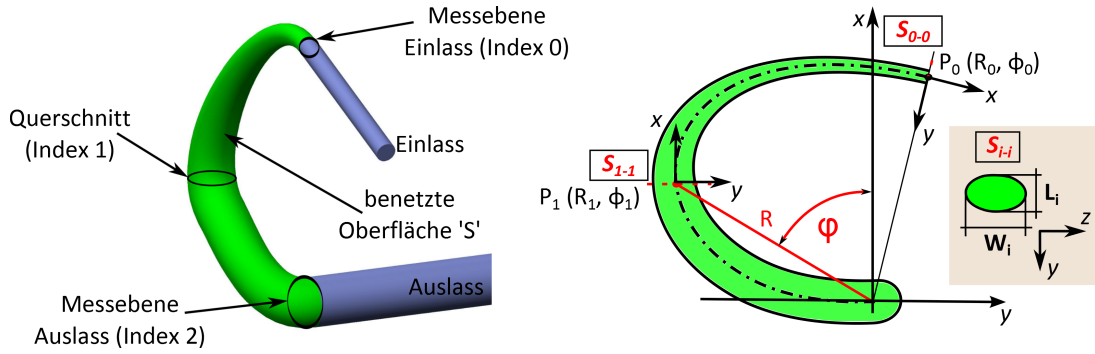
## 5.3 Formänderung Pitot-Rohr („low-fidelity“)

Wie in Abbildung 5.1 gezeigt, kommt es im Diffusorkanal beim Standard-Pitot-Rohr zur Strömungsablösung nach der ersten 90° Krümmung. Es gilt in diesem Abschnitt zu klären, welche Form die Diffusorkanäle in der Pitot-Pumpe haben müssen, um einen bestmöglichen Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  zu erhalten. Dazu sollen möglichst viele Konfigurationen mit Hilfe einer DOE untersucht werden, um einen großen Bereich an Konfigurationsmöglichkeiten abzudecken. Vorteilhafte Varianten, die bisher nicht bedacht wurden, können dadurch aufgezeigt werden und erste Design-Regeln können abgeleitet werden. Um den Simulationsaufwand gering zu halten, wird in dieser Phase auf zeitsparende Simulationen gesetzt („low-fidelity“). Diese spiegeln nicht das gesamte System „Pumpe“ wieder, sondern liefern lediglich erste Aussagen über effiziente Diffusorkanäle.

### 5.3.1 Parametrisierung der Geometrie

Die Parametrisierung des Pitot-Rohres erfolgt in CREO PARAMETRIC. Die zu variierenden Design-Parameter sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Mittellinie des Diffusorkanals beginnt beim Punkt  $P_0$ , mit den Koordinaten  $(R_0, \Phi_0)$ , welche mit den Koordinaten eines Standard-Pitot-Rohres übereinstimmen. Dieser Punkt (Index 0) wird während der Optimierung konstant gehalten, damit sichergestellt ist, dass für alle Konfigurationen die gleichen Einlassbedingungen vorliegen. Die Deformation der Kanalmittellinie erfolgt in der (globalen)  $x$ - $y$  Ebene mittels Punkt  $P_1$  (Koordinate  $R_1, \Phi_1$ ). Die Querschnitte in den Punkten  $P_0$  und  $P_1$  werden durch eine elliptische Fläche mit der Breite  $W$  und der Länge  $L$  im lokalen  $y$ - $z$  Koordinatensystem definiert. Für den Einlass (Index 0) variiert zwar die Länge  $L_0$ , aber der Betrag der elliptischen Fläche  $A_0$  muss konstant bleiben, um vergleichbare Designs zu erstellen. Die Eintrittsbreite  $W_0$  ergibt sich daher zu  $W_0 = 4 \cdot A_0 / (\pi \cdot L_0)$ . Als Referenz für Eintrittsposition und -fläche werden die Daten aus der Technischen Zeichnung für ein Standard-Pitot-Rohr mit 12,7 mm Durchmesser genommen (siehe Anhang B).

Für die Beschreibung des Diffusorkanals werden insgesamt fünf Parameter benötigt:  $L_0$ ,  $R_1$ ,  $\phi_1$ ,  $W_1$  und  $L_1$ . Die jeweiligen Parameterbereiche sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt. Der Auslassdurchmesser stromab der Messebene mit dem Index 2 bleibt konstant bei 32 mm (siehe Abbildung 5.3). Nur die Ebenen mit dem Index 0 und 1 werden während der Optimierung variiert.



**Abbildung 5.3:** Parametrisierung des Diffusorkanals: (links) Darstellung des 3D-Modells für die low-fidelity Simulationen. Einlass und Auslass sind extrudiert. In diesem Modell kann nur der Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  optimiert werden. Messebenen für Druck und Geschwindigkeit sind gekennzeichnet. Die benetzte Oberfläche  $S$  ist grün markiert. (rechts) Definition der Design-Parameter, um den Diffusorkanal des Pitot-Rohres zu beschreiben. Diese Darstellung wird für low- und high-fidelity Simulationen genutzt. Die projizierte Fläche  $A_p$  ist die Fläche in der  $x$ - $z$  Ebene.

### 5.3.2 Zielfunktion

Ziel der Formänderung ist die Verbesserung des Diffusorwirkungsgrades aus Gleichung 2.17. Mit den entsprechenden Indizes für die Messebenen aus Abbildung 5.3 sieht die Gleichung wie folgt aus:

$$\eta_D = \frac{p_2 - p_0}{\frac{\rho}{2}(|\mathbf{v}_0|^2 - |\mathbf{v}_2|^2)}. \quad (5.14)$$

Druck- und Geschwindigkeitsdifferenzen werden zwischen den Messebenen mit Index 0 und Index 2 des Pitot-Rohres ermittelt. Dabei wird der Druck flächengemittelt und die Geschwindigkeit massengemittelt aus den Simulationen entnommen. Für das Standard-Pitot-Rohr ergibt sich  $\eta_D = 0,238$ .

Während der Formoptimierung werden zwei weitere indirekte Größen berechnet: (i) die benetzte Oberfläche  $S$  des Diffusorkanals und (ii) die projizierte Fläche  $A_p$ . Die benetzte Oberfläche  $S$  ist in Abbildung 5.3 grün markiert, während  $A_p$  die projizierte Fläche des Pitot-Rohres in der  $x$ - $z$  Ebene darstellt. Beide Größen können nicht direkt von den Designern bestimmt werden. Sie ergeben sich durch die Veränderung der Breite und Länge der einzelnen Querschnitte. Der Einfluss dieser Größen auf die Diffusorleistung soll ebenfalls analysiert werden, um für zukünftige Auslegungen erste Konstruktionsregeln festlegen zu können. Es soll untersucht werden, ob eine Verringerung der beiden Größen eine Leistungssteigerung des Diffusors mitbringt. Schließlich bedeutet für die Pitot-Pumpe (i) eine kleinere projizierte Fläche  $A_p$  des Pitot-Rohres weniger Vermischungsverluste im Rotor und (ii) eine kleinere benetzte Oberfläche  $S$  geringere Wandreibungsverluste. Dabei muss beachtet werden, dass die im low-fidelity Ansatz erlangten Diffusorregeln nur gelten, wenn eine Kopplung mit der Strömung im Rotor der Pitot-Pumpe als vernachlässigbar gilt.

Der Einfluss der Formänderung wird mittels einer DOE aus 1000 Individuen untersucht. Die Punkteverteilung erfolgt durch eine Latin Hypercube Sampling Methode entsprechend der Parameterbereiche aus Tabelle 5.2.

Strömungslöser	ANSYS FLUENT
Bezugssystem	gekoppelt, stationär absolut
Vernetzer	ANSYS ICEM CFD
Zellen	Hexaeder (block-strukturiert)
Turbulenz	k- $\omega$ SST
Randbedingungen	Massenstromeinlass, statischer Druckauslass
Rotationsgeschwindigkeit	nicht vorhanden
Iterationen	400
Hardware	Quad-Core AMD Opteron (2.10 GHz, 16 GB Speicher)
Rechenzeit (pro Sim.)	20 Minuten

**Tabelle 5.3:** Einstellungen für numerische Simulation im low-fidelity Ansatz. Als Fluid wird Wasser genommen.

### 5.3.3 Strömungslöser

Der Finite-Volumen Löser ANSYS Fluent [103] wird zur Berechnung der Strömung im Diffusorkanal benutzt. Eine detaillierte Aufstellung, der für die low-fidelity Rechnungen verwendeten numerischen Einstellungsparameter, ist in Tabelle 5.3 aufgelistet.

Der Einfluss von Formoptimierung auf die Druckrückgewinnung im Diffusor wird für einen einzelnen Betriebspunkt ( $Q = 15,88 \text{ m}^3/\text{h}$ ) untersucht. Durch die Definition eines Massenstromeinlasses kann dieser genau eingestellt werden. Die Turbulenzeigenschaften am Pitot-Rohr-Einlass werden über den hydraulischen Rohrdurchmesser  $d_{hyd}$  und die Turbulenzintensität  $I$  definiert. Allgemein wird die Intensität über das Verhältnis aus fluktuierender Geschwindigkeitskomponente  $\mathbf{v}'$  zu mittlerer Geschwindigkeitskomponente  $\mathbf{v}$  gebildet. Für den low-fidelity Ansatz wird nach [103] die Turbulenzintensität näherungsweise über die Reynoldszahl  $Re_{d_{hyd}}$  berechnet.

$$I = \frac{\mathbf{v}'}{\mathbf{v}} \approx 0,16 \cdot (Re_{d_{hyd}})^{-1/8} \quad (5.15)$$

Dem liegt die Annahme zugrunde, dass sich am Einlass des Pitot-Rohres eine vollständig ausgebildete turbulente Rohrströmung ausgebildet hat. Da die Turbulenz im Rotor deutlich größer sein könnte, wurde der Einfluss variierender Turbulenzintensität am Einlass getestet. Eine Erhöhung der Intensität um bis zu 8% führt zu Veränderungen im Diffusorwirkungsgrad kleiner 1,1 %. Ein Einfluss auf die Ergebnisse der Formoptimierung ist daher nicht zu erwarten.

Das Netz wird für die Turbulenzmodellierung so angepasst, dass mit Wandfunktion gerechnet werden kann, indem die Bedingung  $y^+ = 30$  eingehalten wird.

### 5.3.4 Numerischer Fehler

Geführte Strömungen, wie z. B. in gekrümmten Kanälen, weisen schnelle Konvergenz bei numerischen Simulationen auf, wenn sie mit Hexaeder-Zellen durchgeführt werden. Da die Strömungsgeschwindigkeit bei geführter Strömung generell normal zur Zelloberfläche gerichtet ist, weisen Netze mit Hexaeder-Zellen für solche Anwendungen weniger numerische

Diffusion auf, verglichen mit unstrukturierten Netzen aus Tetraeder und/oder Polyeder. Trotz dieses Vorteils ist zu erwähnen, dass block-strukturierte Netze in ANSYS ICEM CFD schwieriger zu automatisieren sind. Für komplexe Geometrien, ist dies manchmal gar nicht möglich. Die einfache Diffusorgeometrie im low-fidelity Ansatz erlaubt es einen block-strukturierten Ansatz zu wählen. Mit diesem sollen schnell und akkurat die Diffusorwirkungsgrade  $\eta_D$  berechnet werden.

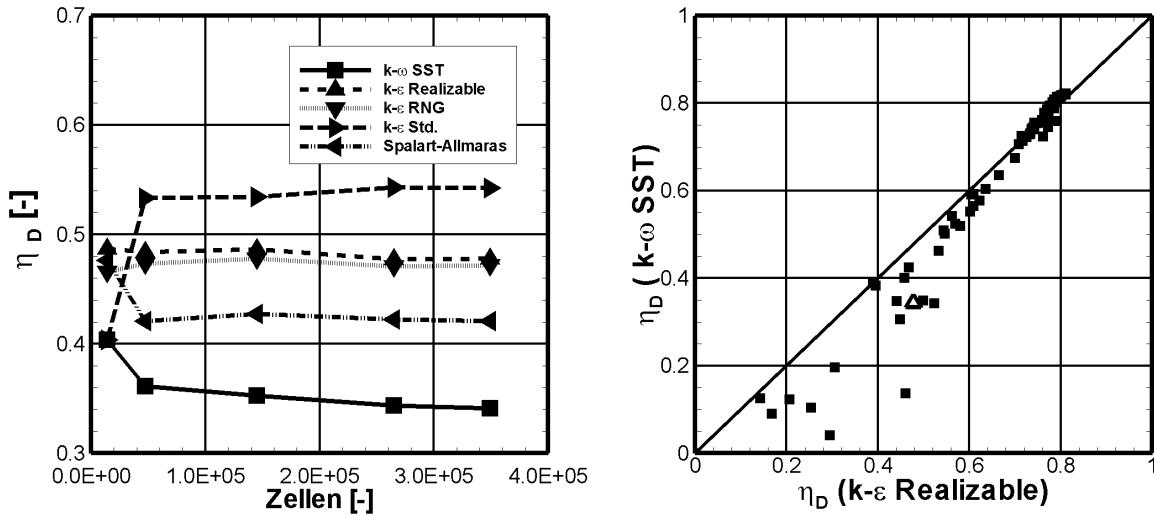
Der Einfluss variierender Zellanzahl in Bezug auf den Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  wird in Abbildung 5.4 für einen deformierten Diffusor-Kanal gezeigt. Die gleiche Netzauflösung wurde für fünf verschiedene Turbulenzmodelle wiederholt. Vier von den Modellen sind 2-Gleichungsmodelle (k- $\omega$  SST, k- $\epsilon$  Realizable, k- $\epsilon$  Standard, k- $\epsilon$  RNG), das letzte ist ein 1-Gleichungsmodell (Spalart-Allmaras). Jedes der Modelle weist ab einer Zellanzahl von mehr als 250.000 Zellen nur noch eine geringe Änderungen im Diffusorwirkungsgrad auf. Diese Auflösung wird daher für die low-fidelity Rechnungen verwendet.

Der Betrag des Diffusorwirkungsgrades variiert in Abbildung 5.4 erheblich mit den jeweils verwendeten Turbulenzmodellen. Die höchsten Beiwerte werden von den k- $\epsilon$  Modellen erzielt, während k- $\omega$  und Spalart-Allmaras tendenziell um 0,1 darunter liegen. Welches Turbulenzmodell das akkurateste ist, kann nicht genau ermittelt werden, da keine experimentellen Daten für die Strömung in einem derartigen Diffusor-Rohr vorliegen. Eine genaue Aussage ist für RANS-Modelle auch nicht in der Literatur zu finden. In [101; 118] wird z. B. das k- $\omega$  SST Modell für Strömung in gekrümmten Kanälen empfohlen. Im Gegensatz dazu wird in [119] betont, dass alle 2-Gleichungsmodelle, darunter auch das k- $\omega$  SST Modell, durch die Annahme isotroper Turbulenz nicht in der Lage sind, die Strömung in gekrümmten Kanälen korrekt wiederzugeben. Für die low-fidelity Methode geht es jedoch nicht darum den genauen Wert zu ermitteln, sondern das Trendverhalten von Parametervariation auf den Diffusorwirkungsgrad korrekt wiederzugeben. In Abbildung 5.4 werden deshalb 75 Konfigurationen mit dem k- $\omega$  SST Modell und dem k- $\epsilon$  Realizable gerechnet und gegeneinander dargestellt. Der resultierende Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  wird für beide Modelle in Form eines Paritätsdiagrammes dargestellt. Die Gesamtübereinstimmung beider Modelle ist zufriedenstellend, was bedeutet, dass effiziente Diffusordesigns mit dem low-fidelity Ansatz ermittelt werden können. Man kann erkennen, dass je besser der Wirkungsgrad ist, desto genauer ist die Übereinstimmung beider Modelle. Da in der Formoptimierung genau an solchen Designs das Interesse besteht, kann man davon ausgehen, dass die Formoptimierung turbulenzmodellunabhängige Ergebnisse liefert. Für den low-fidelity Ansatz wird das k- $\omega$  SST Modell verwendet.

### 5.3.5 Numerische Analyse des Diffusorkanals im Pitot-Rohr

Der Einfluss von Parameteränderungen auf den Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$ , die projizierte Fläche  $A_p$  und die benetzte Fläche  $S$  wird in Abbildung 5.5 für alle berechneten Konfigurationen dargestellt. Um eine allgemeinere Aussage zu erhalten, werden die Flächen auf den entsprechenden Wert der Standard-Konfiguration bezogen (Index „stand“) und dimensionslos betrachtet. Aus Darstellungsgründen wurde sich dafür entschieden, nicht jeden Einzelpunkt in Abbildung 5.5 darzustellen, sondern die resultierende Datenmatrix in einzelne Isoflächen aufzuteilen. Die Bezugsgröße ist dabei der Diffusorwirkungsgrad. Jede Isofläche zeigt den Bereich an möglichen Konfigurationen mit demselben  $\eta_D$ -Wert. Rot bedeutet Diffusoren mit geringem  $\eta_D$  und blau bedeutet Diffusoren mit großem  $\eta_D$ . Die entsprechenden Farbskalen sind in Abbildung 5.5 vermerkt. Der höchste Diffusorwirkungs-





**Abbildung 5.4:** (links) Netzkonvergenzstudie in Bezug auf den Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  für einen deformierten Diffusorkanal nach Abbildung 5.3 bei Veränderung von Zellanzahl und Turbulenzmodell (rechts) Paritätsdiagramm für 75 Konfigurationen, die jeweils mit k- $\epsilon$  Realizable und k- $\omega$  SST berechnet wurden. Bezugsgröße ist der Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  aus den Simulationen. Das Design, welches für die Netzkonvergenzstudie links genutzt wurde, ist als  $\Delta$  im Diagramm markiert.

grad ist  $\eta_D = 0,822$  und der niedrigste liegt bei 0,01. Zum Vergleich: Der Wirkungsgrad für die Standard-Konfiguration liegt bei 0,238.

Bei der Auswertung des gesamten Design-Bereiches in der DOE ergeben sich 127 Individuen, die einen negativen Diffusorwirkungsgrad haben. Für diese „schlechten“ Konfigurationen haben nicht nur die Druckverluste  $\Delta p_V$  innerhalb des Diffusors zugenommen (Resultat: Wirkungsgrad wird kleiner aber bleibt positiv, da Verluste immer positiv sind), auch die Tätigkeit des Diffusors wird umgekehrt: der statische Druck  $p_2$  am Auslass wird kleiner, als der am Einlass (Index 0). Dieses Umkehren der Diffusorwirkung, durch unvorteilhafte Formänderung, verursacht das negative Vorzeichen beim Wirkungsgrad. Die entsprechenden Designs werden in der Auswertung nicht berücksichtigt.

$$\eta_D = \frac{p_2 - p_0}{\frac{\rho}{2}(|\mathbf{v}_0|^2 - |\mathbf{v}_2|^2)} = \frac{p_2 - p_0}{p_2 - p_0 + \Delta p_V} = \frac{1}{1 + \frac{\Delta p_V}{p_2 - p_0}} \quad (5.16)$$

Ein allgemeiner Trend für die Diffusorauslegung des Pitot-Rohres lässt sich aus Abbildung 5.5 erkennen. Je effizienter die Designs, desto stärker ist die Tendenz zu größerer projizierter und benetzter Fläche. Das lässt darauf schließen, dass eine gleichmäßige Strömungsführung entlang des Kanals wichtiger ist, als die erhöhten Reibungsverluste durch die größere benetzte Diffusorfläche. Strömungsablösung entlang der Kanalwände sind die dominierenden Verlustfaktoren.

Die Konfigurationen aus der DOE mit maximalen Wirkungsgrad  $\eta_D$ , sowie minimaler projizierter Fläche  $A_p$  und minimaler benetzter Fläche  $S$  sind in Tabelle 5.4 aufgelistet. Es kann gezeigt werden, dass der gewählte Parameterbereich für die DOE ausreichend ist, um Konfigurationen zu erzeugen, die kleinere Werte für  $A_p$  und  $S$  besitzen, als der

	$\eta_D$	$A_p/A_{p,stand}$	$S/S_{stand}$
Ind. ( $\eta_{D,max}$ )	<b>0,822</b>	1,649	1,346
Ind. ( $A_{p,min}$ )	0,382	<b>0,861</b>	0,906
Ind. ( $S_{min}$ )	0,195	1,137	<b>0,758</b>
Standard	0,238	1,000	1,000

**Tabelle 5.4:** Ergebnisse aus der low-fidelity DOE für Individuen (Ind.) mit Extremwerten: maximales  $\eta_D$ , minimales  $A_p/A_{p,stand}$  oder minimales  $S/S_{stand}$ . Zum Vergleich sind auch die Werte für die Standard-Konfiguration aufgelistet.

Diffusorkanal in der Standard-Konfiguration. Die Geometrie des besten Diffusors mit  $\eta_D = 0,822$  ist in Abbildung 5.5 dargestellt.

Der Einfluss von Formoptimierung auf die Strömungsführung im Kanal wird in Abbildung 5.5 durch Stromlinien visualisiert. Die Standard-Konfiguration weist ein starkes Rückströmungsgebiet stromab des Einlasses nach dem ersten 90° Krümmer auf. Im Vergleich dazu weist das Design mit maximalen Diffusorwirkungsgrad eine deutliche Verringerung der Rückströmung auf. Dies erklärt auch die deutliche Verbesserung des Wirkungsgrades durch die Formoptimierung.

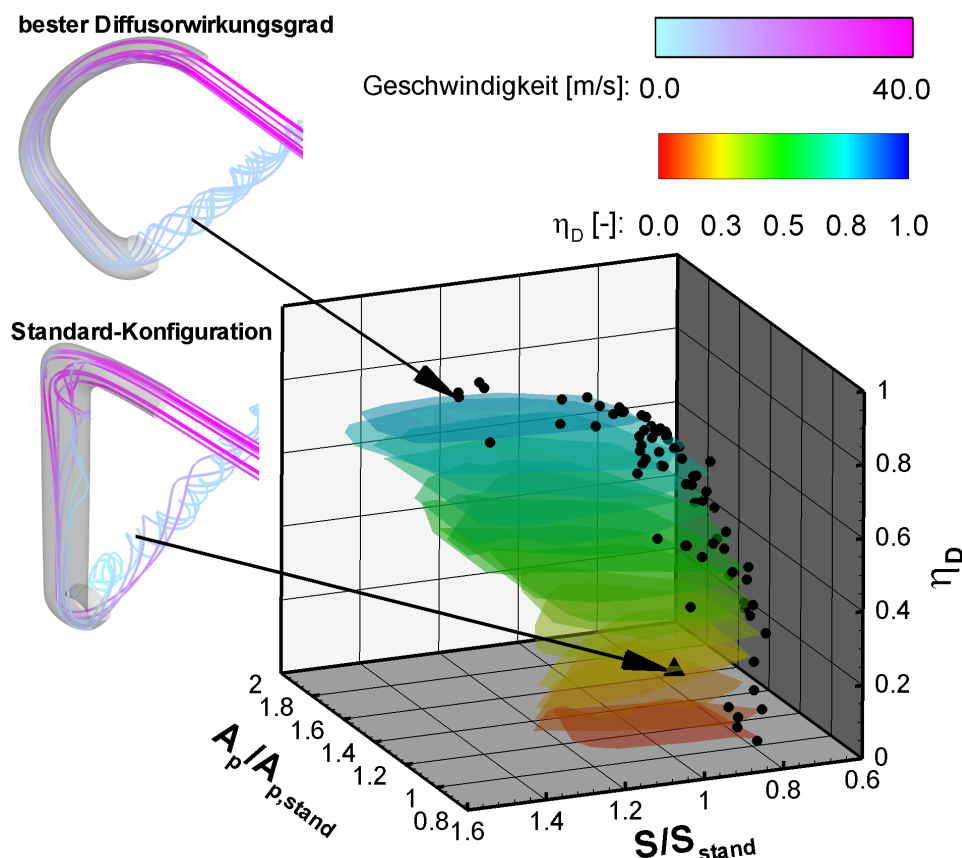
Aufbauend auf den Ergebnissen der low-fidelity DOE sollen Initialisierungsdaten für die high-fidelity Auswertung entnommen werden. Dafür werden alle Konfigurationen aus der Pareto-Front (schwarze Kreise in Abbildung 5.5) ausgewählt. Diese ergibt sich, indem nicht nur der Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  maximiert wird, sondern gleichzeitig  $A_p$  und  $S$  minimiert werden. Da diese drei Zielfunktionen gegenläufig verlaufen, ergeben sich insgesamt 75 Konfigurationen, die den besten Kompromiss aus effizientem Diffusor und kleiner projizierter und benetzter Fläche darstellen.

## 5.4 Formänderung Pitot-Rohr („high-fidelity“)

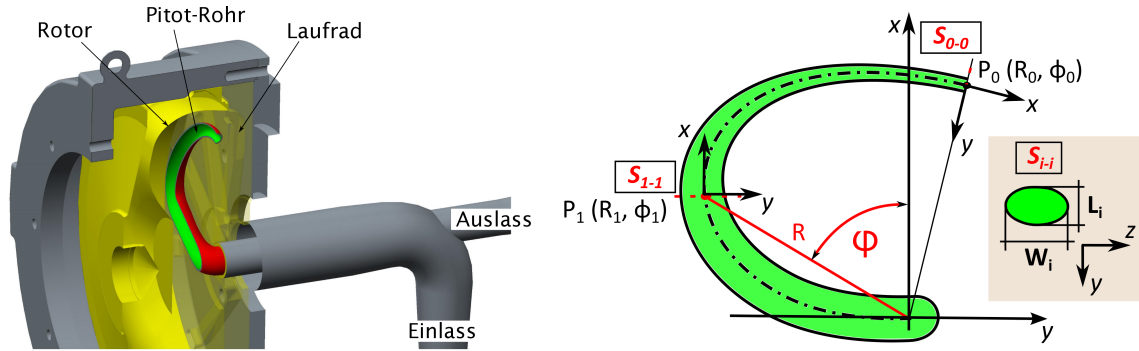
Für den high-fidelity Ansatz werden alle Formänderungen an dem Pitot-Rohr in der kompletten Pitot-Pumpe berechnet. Änderungen an der Geometrie wirken sich dadurch sowohl auf die Diffusorströmung im Pitot-Rohr, als auch auf die Strömung um das Pitot-Rohr im Rotor aus. Letztendlich soll dadurch geklärt werden, ob die abgeleiteten Design-Trends aus der low-fidelity Studie aus Abschnitt 5.3 mit dem Verhalten des Gesamtwirkungsgrades  $\eta$  der Pumpe übereinstimmen.

### 5.4.1 Parametrisierung der Geometrie

Der high-fidelity Ansatz baut auf dem low-fidelity Ansatz auf. Da die gleiche Software und CAD-Geometrie für das Pitot-Rohr verwendet wird ändert sich an der Parametrisierung nichts (siehe Abbildung 5.6). Die Definition für projizierte Fläche  $A_p$  und benetzte Fläche  $S$  bleibt ebenfalls aus dem low-fidelity Ansatz bestehen. Position des Pitot-Rohr-Eintritts sowie Querschnittsfläche entsprechen einem Pitot-Rohr mit 12,7 mm Einlassdurchmesser (siehe Anhang B). Der Gesamtdurchmesser des Rotors der Pitot-Pumpe beträgt knapp 400 mm.



**Abbildung 5.5:** Alle Ergebnisse aus der DOE mittels low-fidelity Ansatz. Gezeigt ist der Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  in Abhängigkeit von den Verhältnissen der projizierten Fläche  $A_p/A_{p,stand}$  und der benetzten Oberfläche  $S/S_{stand}$ . Der Index „stand“ bezieht sich auf den entsprechenden Wert für die Standard-Konfiguration. Die Darstellung erfolgt zur besseren Veranschaulichung durch Isoflächen. Jede Schnittfläche zeigt den Bereich an untersuchten Individuen mit gleichem Wirkungsgrad. Die resultierende Pareto-Front ist durch gefüllte Kreise markiert. Sie beinhaltet alle Punkte, die gleichzeitig maximalen Wirkungsgrad, sowie minimale projizierte Fläche und minimale benetzte Fläche erfüllen. Die Standard-Konfiguration wird als gefülltes Dreieck dargestellt.



**Abbildung 5.6:** High-fidelity Ansatz: (links) Darstellung des 3D Modells für die high-fidelity Simulationen. Das Pitot-Rohr ist eingebaut in die komplette Pitot-Pumpe. Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  und Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  können gleichzeitig ermittelt werden. Die Messebenen für  $\eta_D$  sind aus Abbildung 5.3 zu entnehmen. Für  $\eta$  wird am Ein- und Auslass der Pitot-Pumpe gemessen. (rechts) Parametrisierung des Diffusorkanals. Entspricht dem Modell aus dem low-fidelity Ansatz. Veränderung: Diffusorwand erhält Wandstärke von 2 mm.

Neu ist, dass der Diffusorkanal mit einer Wandstärke von 2 mm in die Gesamtpumpe eingebaut wird. Das System „Pumpe“ besteht neben dem Pitot-Rohr aus Einlass, Auslass, Rotor und Laufrad. Alle fünf Komponenten sind in Abbildung 5.6 markiert. Da alle Diffusorvarianten aus der Pareto-Front der vorherigen DOE stammen (75 verschiedene Geometrien) gilt weiterhin der Parameterbereich aus Tabelle 5.2.

### 5.4.2 Strömungslöser

Die Pitot-Pumpe besteht aus Bauteilen, die sich in rotierenden und festen Bezugssystemen (BZ) darstellen lassen. Um deren Physik zu modellieren, wird die Pumpe in drei Abschnitte unterteilt: der Einlass (festes BZ), das Laufrad (rotierendes BZ) und die rotierende Kavität samt Pitot-Rohr (festes BZ, die Wände des Rotors werden aber durch Randbedingungen als rotierend definiert). Die Übertragung der Strömungsgrößen zwischen den Bezugssystemen wird nach Prinzip des „Multiple Reference Frame“ in STAR-CCM+ modelliert, und erfolgt über Grenzflächen („Interfaces“). Davon sind in der Pitot-Pumpe zwei vorhanden. Die Position der beiden Interfaces (für alle Pumpenrechnungen verwendet) ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Für die Interface-Definition der rotierenden und festen Abschnitte in der Pumpe sind bewusst planare Flächen gewählt worden, da diese sich gut vernetzen lassen und konforme Interfaces gewährleisten. Dadurch können numerische Diffusion sowie Interpolationsfehler gering gehalten werden. Besonders für automatisierte Simulationsabläufe ist dies von Vorteil, da hier keine Benutzer-Interaktion möglich ist. Die Position des Interfaces am Einlass befindet sich so weit stromauf vor dem Laufrad, um mit dem Aufbau einer richtigen Pitot-Pumpe übereinzustimmen. Ab hier drehen sich die Außenwände auf Grund des installierten Dichtungssystems, wodurch die Strömung schon vor dem Laufrad einen Drall erfährt (siehe Technische Zeichnung im Anhang B).

Der Vergleich der unterschiedlichen Pitot-Rohre erfolgt für einen Betriebspunkt bei  $Q = 15,88 \text{ m}^3/\text{h}$  und  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ . Hierbei handelt es sich für ein 1-flügeliges Standard-Pitot-Rohr (12,7 mm Einlassdurchmesser) um den BEP.

Strömungslöser	CD-adapco STAR-CCM+ segregiert, stationär
Bezugssystem	Multiple Reference Frame
Vernetzer	CD-adapco STAR-CCM+
Zellen	Polyeder & Prismen („region-based“ Ansatz)
Turbulenz	k- $\epsilon$ Realizable (All $y^+$ Wall Treatment)
Randbedingungen	Massenstromeinlass, statischer Druckauslass
Rotationsgeschwindigkeit	3000 min <sup>-1</sup>
Iterationen	6000
Hardware	Intel Xeon E3 (3,30 GHz, 32 GB Speicher)
Rechenzeit (pro Sim.)	20 h

**Tabelle 5.5:** Einstellungen für Strömungslöser beim high-fidelity Ansatz. Wasser wird als Fluid genommen.

Die Grenzschicht auf allen Wänden der Pumpe wird jetzt voll aufgelöst mit  $y^+ = 1$  und 15 Prismen-Zellen. Dabei wird keine Rauigkeit berücksichtigt. Alles wird als glatt betrachtet.

Die Turbulenzbedingungen am Einlass werden durch die Turbulenzintensität ( $I = 1\%$ ) und das Verhältnis der turbulenten Viskosität zur Viskosität gebildet ( $\mu_T/\mu = 10$ ) definiert. Da der Wert von  $I$  am Einlass auch deutlich größer als  $1\%$  sein kann, wurde ebenfalls mit Werten bis zu  $10\%$  gerechnet. Veränderungen in Förderhöhe und Pumpenwirkungsgrad waren jedoch unter  $1\%$  und somit vernachlässigbar. Weitere Parameter für den Strömungslöser sind in Tabelle 5.5 aufgelistet.

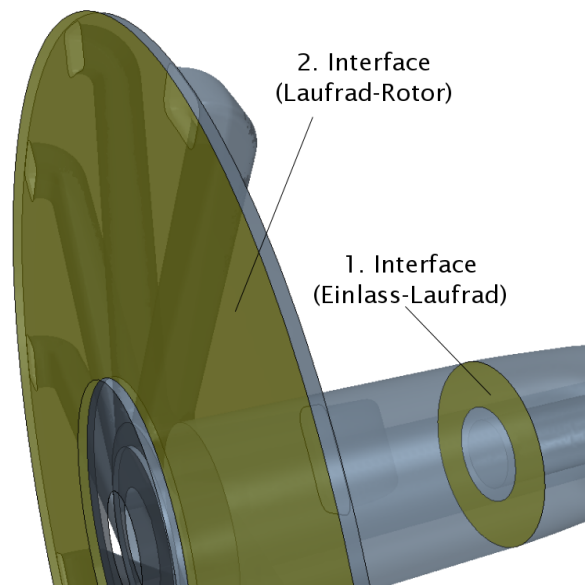
### 5.4.3 Numerischer Fehler

Die Netzkonvergenzstudie erfolgt bei  $Q = 15,88 \text{ m}^3/\text{h}$  bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ . Es wird ein 1-flügeliges Standard-Pitot-Rohr (Einlassdurchmesser von 12,7 mm) genutzt (rot dargestellt in Abbildung 5.8). Der Einfluss variierender Zellanzahl auf die Förderhöhe  $H$  und den Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  wird in Abbildung 5.9 dargestellt. Für Netze mit mehr als 4 Millionen Zellen ändert sich  $H$  nur noch weniger als  $0,9\%$  und  $\eta$  weniger als  $0,4\%$ . Für die Leistungsuntersuchungen an der Pitot-Pumpe wird diese Auflösung als netzunabhängig betrachtet und für alle weiteren Rechnungen benutzt. Beispielhaft wird die Netzauflösung für ein 1-flügeliges Pitot-Rohr in Abbildung 5.10 bis Abbildung 5.12 gezeigt.

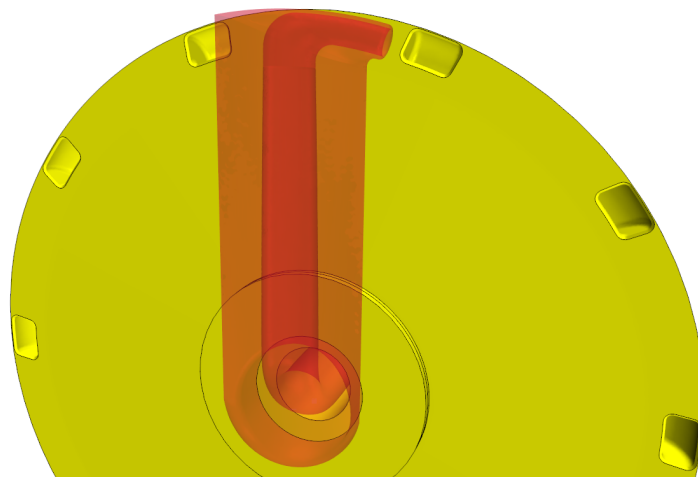
Vor der weiteren Nutzung der netzunabhängigen Auflösung im high-fidelity Ansatz wird erst noch das entwickelte numerische Modell durch den Vergleich mit experimentellen Ergebnissen validiert.

### 5.4.4 Versuchsaufbau Pumpenprüfstand

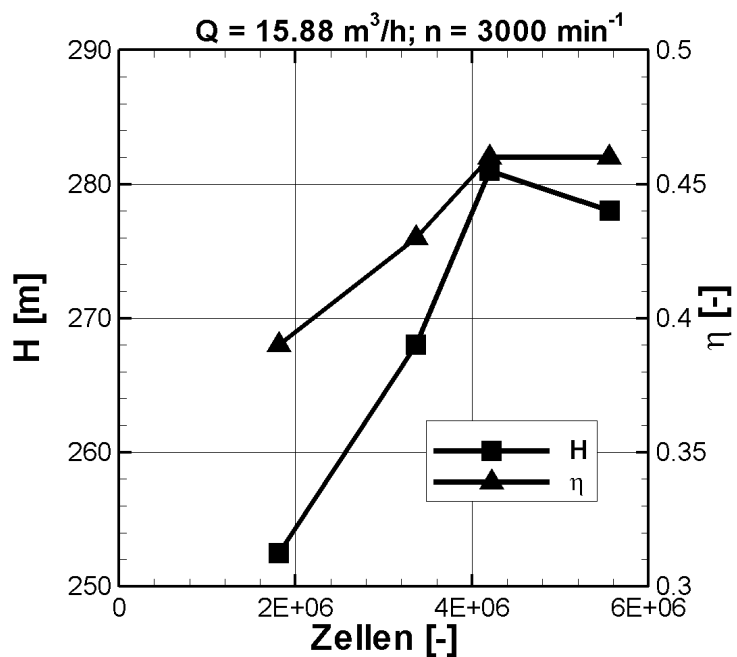
Zur Validierung der Pumpenkennlinien wurden Messungen an einem geschlossenen Kreislauf bei der Firma Zeilfelder Pumpen gemäß dem schematischen Aufbau in Abbildung 5.13a durchgeführt. Das Flüssigkeitsvolumen des Vorratsbehälters beträgt ca. 3000 l unbehandeltes Leitungswasser. Die Pitot-Pumpe hat einen Rotordurchmesser von 400 mm. Es



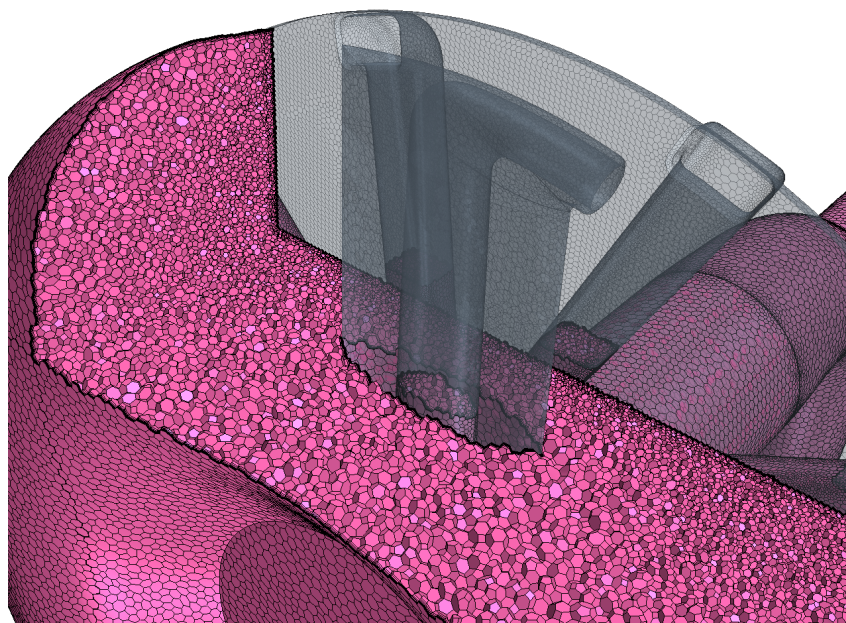
**Abbildung 5.7:** Position der zwei Interfaces in der Pitot-Pumpe für die CFD-Rechnungen (high-fidelity Ansatz und alle anderen Rechnungen mit gesamter Pumpe).



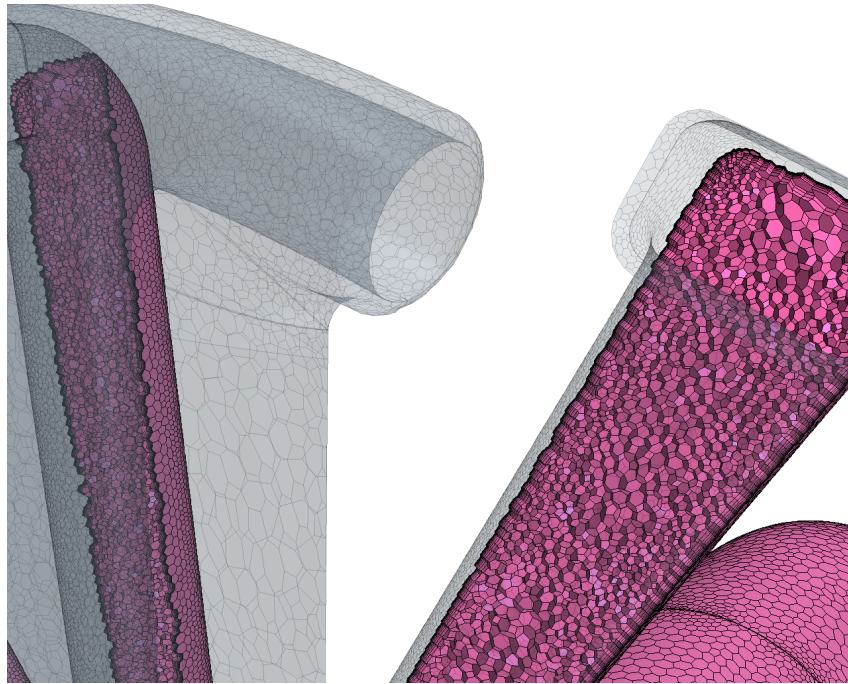
**Abbildung 5.8:** Geometrie für das verwendete 1-flügelige Pitot-Rohr (Einlassdurchmesser: 12,7 mm) in der Netzkonvergenzstudie. Die Abmaße für die profilierte Außenkontur und den Diffusorkanal stimmen mit den Werten für das industrielle Standard-Pitot-Rohr überein (siehe Anhang B).



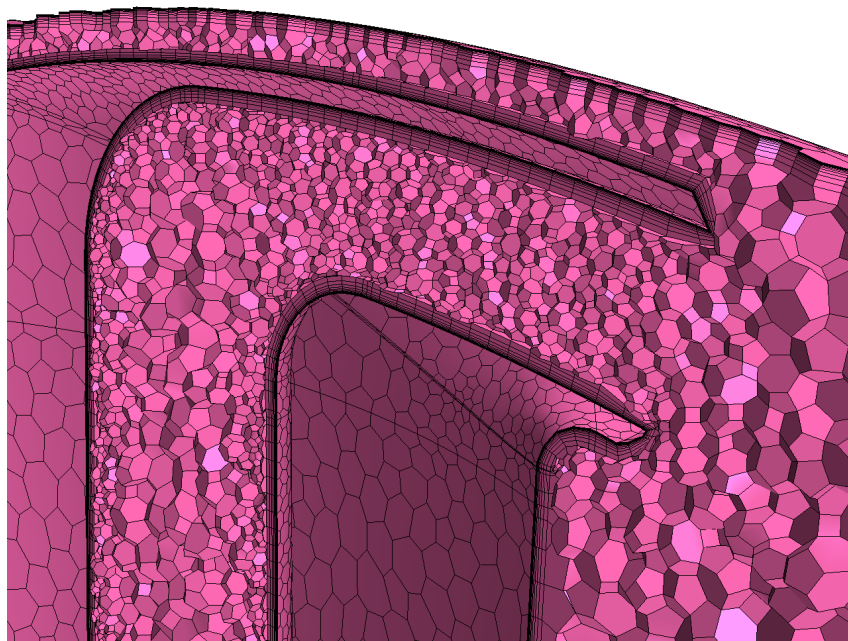
**Abbildung 5.9:** Netzkonvergenzstudie für high-fidelity Ansatz. Betrachtet wird die Förderhöhe  $H$  und der Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  in Abhängigkeit variierender Zellanzahl. Verwendet wird ein 1-flügeliges Pitot-Rohr (Einlassdurchmesser: 12,7 mm).



**Abbildung 5.10:** Auflösung des Rotors in der Pitot-Pumpe für high-fidelity Ansatz.



**Abbildung 5.11:** Auflösung des Laurades in der Pitot-Pumpe für high-fidelity Ansatz.



**Abbildung 5.12:** Auflösung des Pitot-Rohres in der Pitot-Pumpe für high-fidelity Ansatz.



Durchflussmesser	Typ: Prallplatte (KOBOLD DWD-35) Gerätefehler: $\pm 1,5\%$ vom Endwert (hier $36 \text{ m}^3/\text{h}$ )
Druckmessung	Typ: Rohrfedermanometer mit Glycerinfüllung (HANS-FLEX GMM 100) Gerätefehler: $\pm 1 \%$ vom Endwert (hier: Druckseite = 40 bar und Saugseite = 0,6 bar)

**Tabelle 5.6:** Messgeräteinformation für Pumpenprüfstand zur Kennlinienbestimmung.

Typ	2-poliger Drehstrom-Asynchronmotor Firma SIEMENS
Bemessungsspannung	400 V
Frequenz	50 Hz
Bemessungsdrehzahl	$2975 \text{ min}^{-1}$
Bemessungsleistung	75 kW
Bemessungsstrom	130 A (Dreieckschaltung)
Wirkfaktor	$\cos(\varphi) = 0,88$

**Tabelle 5.7:** Motordaten für den Pumpenprüfstand zur Kennlinienbestimmung.

handelt sich um die gleichen Pumpenabmessung, wie sie auch für die Optimierung genutzt wird. Das verwendete Pitot-Rohr im Experiment ist jedoch anders. Im Experiment ist es nicht 1-flügelig sondern 2-flügelig mit je 15 mm Einlassdurchmesser am Pitot-Kopf. Die genauen Abmessungen für das 2-flügelige Pitot-Rohr sind aus den Technischen Zeichnungen im Anhang B zu entnehmen. Beide Pitot-Rohre sind mit einem Auslass verbunden (siehe Schnittmodell in Abbildung 5.13c), es ist somit keine Trennung möglich, sondern dient ausschließlich zur Erhöhung des Durchsatzes im Pumpenbetrieb (Parallelschaltung der beiden Pitot-Rohre). Als Leitungssystem werden Gummi-Druckschläuche der Firma HANSA-FLEX genutzt. Weitere Informationen zu den Messgeräten zur Kennlinienerfassung sind in Tabelle 5.6 aufgelistet.

Die Fluidtemperaturänderung wird manuell über einen Digitaltemperatursensor (Firma WIKA) überwacht. Bei Änderungen im geschlossen System von mehr als  $2 \text{ }^\circ\text{C}$  relativ zur Starttemperatur wurden die Messungen unterbrochen.

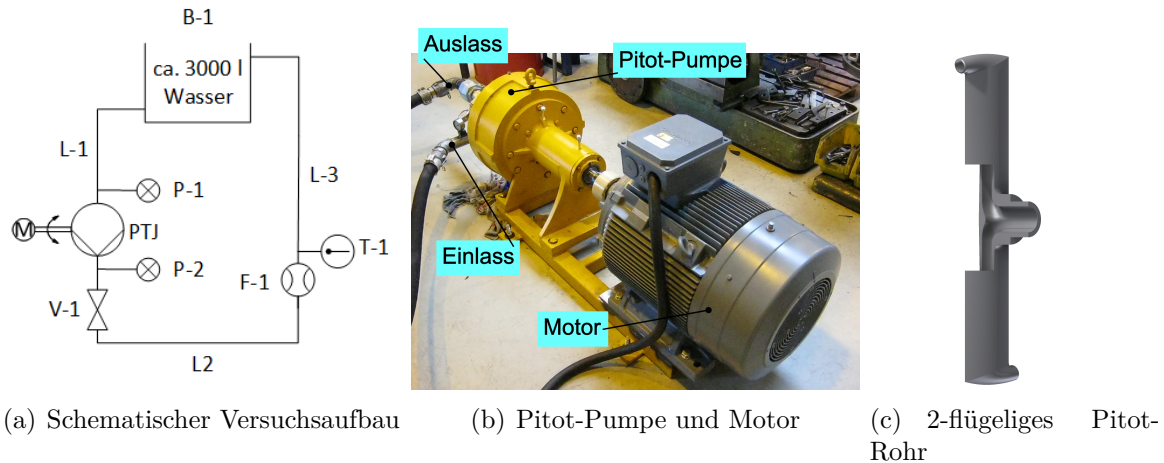
Die Leistungsaufnahme erfolgte über das Ablesen der Stromaufnahme am Frequenzumrichter. Es handelt sich somit nicht um die hydraulische Leistung der Pumpe, sondern um die des Gesamtsystems Pumpe-Motor. Informationen zum Motor sind in Tabelle 5.7 aufgelistet.

Die Gesamtleistung des Drehstrommotors wird wie folgt ermittelt

$$P = \sqrt{3} \cdot \cos(\varphi) \cdot U \cdot I. \quad (5.17)$$

Eine Phasenverschiebung stellt sich zwischen Wirkleistung und Scheinleistung beim Drehstrommotor ein. Diese wird durch den Wirkfaktor  $\cos(\varphi)$  gemäß dem Typenschild in der Leistungsberechnung berücksichtigt und als konstant betrachtet<sup>3</sup>.

<sup>3</sup>Die Messungen werden bei  $3000 \text{ min}^{-1}$  betrieben, also leicht über dem Wert der Bemessungsdrehzahl nach dem Motortypenschild. Die Abweichungen in den Motordaten werden als vernachlässigbar betrachtet.



**Abbildung 5.13:** Versuchsaufbau für reine Pumpförderung mit Rohrsystem (L-1 bis L-3), einem Vorratsbehälter mit Wasser als Fluid (B-1), Manometer (P-1, P-2), einem Motor (M), einem Kugelhahnventil (V-1), einer Pitot-Pumpe (PTJ), einem Prallplatten-Durchflussmesser (F-1) und einem Temperatursensor (T-1).

Die Aufzeichnung der Kennlinie erfolgt durch manuelles Ablesen der Einzelwerte für den Volumenstrom  $Q$ , die Drücke auf der Saugseite  $p_{SS}$  und der Druckseite  $p_{DS}$  und die Stromaufnahme des Motors  $I$ . Eine Bestimmung der Messunsicherheit des zufälligen Fehlers ist daher nicht möglich. Die Berechnung der Förderhöhe  $H$  erfolgt in Experiment und in Simulation über die Druckdifferenz zwischen Saug- und Druckstutzen. Geodätische Anteile sind vernachlässigbar. Da gleiche Durchmesser an den Druckmesspunkten verwendet werden, können auch die kinetischen Anteile vernachlässigt werden.

#### 5.4.5 Validierung eines 2-flügeligen Pitot-Rohres am Prüfstand

Da es kein universelles Turbulenzmodell gibt, dass die Strömung in einem beliebigen System korrekt wiedergeben kann, werden verschiedene Modelle an der Pitot-Pumpe getestet und mit experimentellen Daten verglichen. Folgende Modelle werden für das 2-flügelige Pitot-Rohr miteinander untersucht:  $k-\epsilon$  Realizable,  $k-\epsilon$  Standard und  $k-\omega$  SST. Die resultierenden Werte sind in Tabelle 5.8 zusammengefasst. Die beste Übereinstimmung für die Förderhöhe  $H$  mit dem Experiment hat das  $k-\epsilon$  Realizable Modell geliefert. Für den Pumpenwirkungsgrad liefert das  $k-\epsilon$  Standard Modell die beste Übereinstimmung. Dies zeigt, dass aktuell nicht beide Größen von einem einzigen Turbulenzmodell optimal wiedergegeben werden können. Wie in Unterabschnitt 5.4.4 erwähnt, werden die Messdaten am Prüfstand händisch abgelesen und notiert. Über die Wahl des Turbulenzmodells in dieser Arbeit entscheidet daher die Förderhöhe  $H$ . Hier fließt lediglich die Druckdifferenz  $\Delta p$  zwischen Saug- und Druckstutzen als Messgröße ein.

$$H = \frac{\Delta p}{\rho g} \quad (5.18)$$

Beim Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  kommen zusätzlich zum Druckaufbau auch noch der Volumenstrom und die Stromaufnahme des Motors hinzu. Dies bedeutet weitere Quellen, die für Ablesefehler sorgen können und möglicherweise den unterschiedlichen Trend bei den

Turbulenzmodellen verursachen.

$$\eta = \frac{Q \cdot \rho \cdot g \cdot H}{\sqrt{3} \cdot \cos(\varphi) \cdot U \cdot I} \quad (5.19)$$

Das k- $\epsilon$  Realizable Modell wird für alle weiteren Simulationen der Pitot-Pumpe genommen. In Abbildung 5.14 wird eine komplette Kennlinie berechnet und mit experimentellen Daten verglichen. Der qualitative Kennlinienverlauf stimmt zwischen CFD und Experiment gut überein. Beide weisen für kleine Volumenströme eine positive Steigung in der Leistungskurve auf. Dies deutet auf leicht instabiles Betriebsverhalten hin - ein Merkmal, was an dem 2-flügeligen Pitot-Rohr liegt. Es arbeitet wie zwei einzelne Pitot-Rohre, die parallel geschaltet werden, was dazu dient den maximalen Durchfluss zu erhöhen. Bei kleinen Durchflüssen kommt es jedoch zu starken Rückströmungen in den parallel geschalteten Pitot-Rohren. Einflügelige Standard-Pitot-Rohre weisen stabiles Kennlinienverhalten über den gesamten Betrieb auf.

Die absoluten Werte aus den Simulationen in Abbildung 5.14 ohne Rauigkeit weisen noch einen deutlichen Unterschied zu den Experimenten auf. Die Förderhöhe in den Simulationen ist durchweg kleiner als im Experiment. Dies liegt daran, dass in einer Pitot-Pumpe mit glatten Wänden, der einzige Energieeintrag auf das Fluid im Laufrad erfolgt. Kommt es jedoch in der Realität zu Rauigkeitseinflüssen an den Wänden, so kommt es auch zu Energieeintrag auf das Fluid im Rotor (Kavität um das Pitot-Rohr). Die Pumpe ist durch die Wandrauigkeit in der Lage mehr Förderhöhe zu generieren, bedarf dafür aber unverhältnismäßig viel Leistung, weshalb der Wirkungsgrad sinkt. Dieser Trend wird ebenfalls durch die CFD mit rauher Wand (hier: 500  $\mu\text{m}$ ) bestätigt und sorgt dafür, dass die Simulationsergebnisse näher mit den Experimenten übereinstimmen. Da die Rauigkeiten von Pumpe zu Pumpe unterschiedlich sind, handelt es sich um eine Kalibrierkonstante, welche von Pumpenmaterial, Alter und absolvierter Betriebsdauer abhängig ist. Der Rauigkeitsbetrag ist somit pumpenspezifisch und kann nicht verallgemeinert werden. Als Konsequenz wird später für die Formoptimierung mit glatten Wänden gerechnet.

**Oberflächenabtrag an Rotorwand durch Kavitation:** Durch die besondere Konstruktion der Pitot-Pumpe kommt es während des Pumpenbetriebes nicht nur zu einer Anrauhung der Rotorwand, sondern auch zu sichtbarem, lokalem Materialabtrag durch Kavitation. Dies ist ein weiterer Grund, warum mit fortschreitendem Betriebsalter die Rauigkeitskonstante bei der CFD immer wieder neu kalibriert werden muss, um mit den Experimenten übereinstimmende Simulationen zu erzeugen. Ort der Kavitationserosion ist neben dem Laufradeinlass auch der Spalt zwischen dem Kopf des Pitot-Rohres und der Rotorwand (Spalthöhe < 2 mm). In Abbildung 5.15 sind von einem Rotor am Prüfstand die Mulden in der Rotorwand zu sehen, wie sie sich nach ca. 1-1,5 Jahren Betrieb einstellen. Die Mulden sind in regelmäßigen Abständen über den Umfang verteilt und befinden sich in der Ebene, wo das Pitot-Rohr im eingebauten Zustand liegt. Zu diesem Betriebsdauerzeitpunkt sind die Mulden noch räumlich voneinander getrennt und klar differenzierbar. Ihre Anzahl entspricht der Anzahl an Schaufelkanälen (hier 10). Die räumliche Trennung der Mulden legt den Schluss nahe, dass der Materialabtrag am Rotor nicht kontinuierlich im Spalt stattfindet. Wäre dem so, müsste entlang des Umfangs eine durchgehende Furche zu sehen sein. Plausibel wäre die Annahme, dass immer dann, wenn einer der Schaufelkanäle das Pitot-Rohr passiert, es zu Kavitation im Spalt kommt und Material an der Rotorwand abgetragen wird. Da Laufrad und Rotor sich mit der gleichen Winkelgeschwindigkeit drehen, passiert dieses Phänomen immer wieder an der gleichen Stelle. Es kommt zu einem lokalen Materialabtrag. Da die numerischen Simulationen alle

	$k - \epsilon$ Std.	$k - \epsilon$ Real.	$k - \omega$ SST	<b>Experiment</b>
$H$ [m]	261,3	276,3	271,1	<b>326,9</b>
$\eta$ [-]	0,29	0,34	0,35	<b>0,27</b>
$Q$ [m <sup>3</sup> /h]	15,88	15,88	15,88	<b>16,1</b>

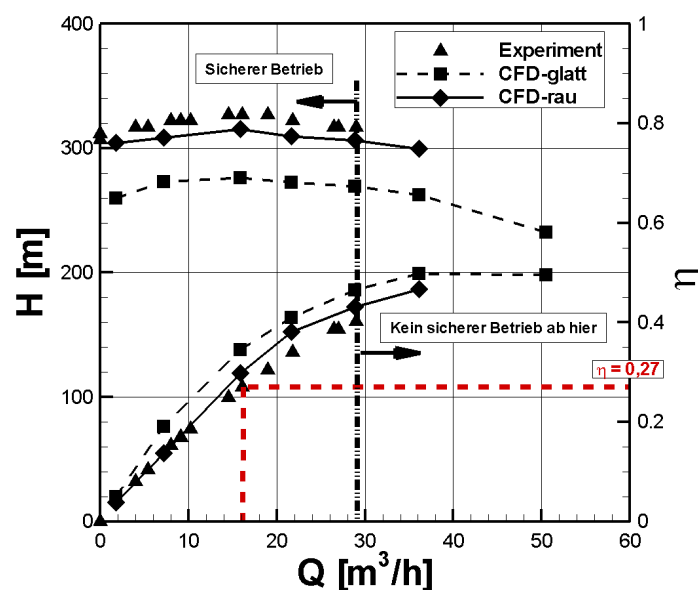
**Tabelle 5.8:** Einfluss verschiedener Turbulenzmodelle auf die Förderhöhe  $H$  und den Pumpenwirkungsgrad  $\eta$ . Berechnung erfolgt mit netzunabhängiger Auflösung für ein 2-flügeliges Pitot-Rohr (15 mm Einlassdurchmesser jeweils) bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ . Der untersuchte Betriebspunkt entspricht nicht dem BEP. Dies liegt daran, dass man am Prüfstand mit dem 2-flügeligen Pitot-Rohr diesen Volumenstrom nicht realisieren kann (siehe Abbildung 5.14). Vorher kommt es durch Kavitation zu drastischen Kennlinienabfällen, die keinen sicheren Betrieb erlauben. Für die weiteren Simulationen wird das  $k - \epsilon$  Realizable Turbulenzmodell genommen.

ohne Kavitationsmodell durchgeführt werden, kann nur eine erste Abschätzung anhand des statischen Drucks erfolgen. Dieser unterschreitet den lokalen Dampfdruck an der Spitze des Pitot-Rohres (Staupunkt), jedoch nicht im Spalt. Weiterführende Untersuchungen mit entsprechender Netzauflösung, anisotroper Turbulenzmodellierung, instationärer Berechnung und aktiviertem Kavitationsmodell sind ratsam, um dieses Phänomen genauer zu ergründen. Mit zunehmender Betriebsdauer (siehe Abbildung 5.15 nach 3-4 Jahren) verbinden sich die Ausgrabungen am Rotor zu einem einzigen „Kanal“.

#### 5.4.6 Numerische Analyse für ein 1-flügeliges Pitot-Rohr

Die Pareto-Front aus dem low-fidelity Ansatz in Unterabschnitt 5.3.5 stellt die Eingangsdaten für die high-fidelity Rechnungen dar. Die Pareto-optimalen Pitot-Rohr-Konfigurationen werden hier in die komplette Pitot-Pumpe eingebaut. Dadurch lässt sich erneut ein Zusammenhang zwischen Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  und projizierter und benetzter Fläche herstellen. Ein direkter Vergleich zwischen den beiden Ansätzen ist in Abbildung 5.16 zu sehen. Der absolute Betrag des Diffusorwirkungsgrades für den high-fidelity Ansatz ist durchweg geringer, was bedeutet, dass der schnelle und einfache low-fidelity Ansatz systematisch den Diffusorwirkungsgrad überschätzt. Ursache hierfür sind zum einen die Blockierung der Strömung im Rotor durch das Pitot-Rohr, zum anderen die Interaktion der veränderten Rotorströmung mit dem Laufrad. Dennoch sind die Trendverläufe von low- und high-fidelity Ansatz in sehr guter Übereinstimmung, was es erlaubt effiziente Pitot-Rohr-Diffusoren mittels des low-fidelity Ansatzes innerhalb wesentlich kürzer Rechenzeit zu konstruieren.

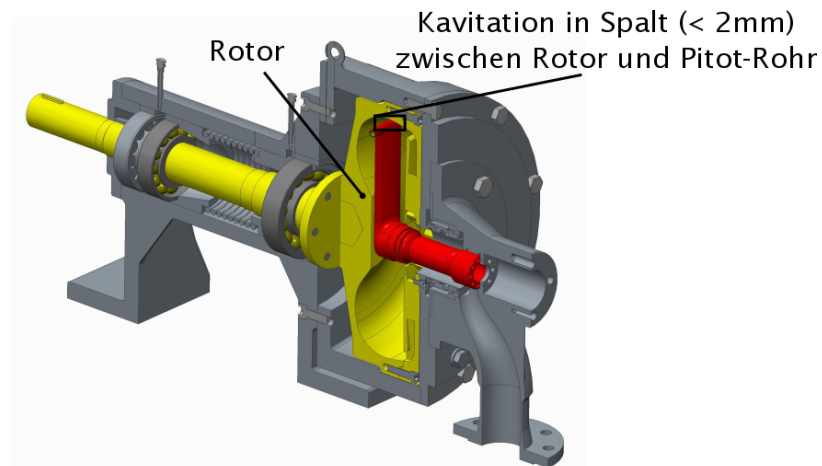
Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass der Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  nur eine Teilkomponente des gesamten Wirkungsgrades der Pitot-Pumpe darstellt. Um alle strömungsmechanischen Verluste zwischen Pumpeneinlass und -auslass zu erfassen dient der Pumpenwirkungsgrad  $\eta$ . Er kann nur mittels high-fidelity Simulationen erfasst werden. Als Referenzwert dient in diesem Abschnitt die Standard-Konfiguration aus Abbildung 5.17, welche einen Pumpenwirkungsgrad von  $\eta = 0,34$  erzielt. Das verwendete Pitot-Rohr besteht in der Pumpe nur aus dem Diffusorkanal. Die Abmaße des Kanals sind mit denen des Standard-Pitot-Rohres identisch. Auf eine profilierte Außenkontur wird verzichtet, um einen besseren Vergleich mit den Konfigurationen aus dem high-fidelity Ansatz zu



**Abbildung 5.14:** Vergleich der Kennlinien für ein 2-flügeliges Pitot-Rohr (jeweils 15 mm Einlassdurchmesser) mit CFD und Experiment. Der Prüfstand und die Pitot-Rohr-Geometrie sind in Abbildung 5.13 dargestellt. Durch Berücksichtigung von Rauigkeit (hier: Rauigkeitshöhe von  $500 \mu\text{m}$ ) kann die Übereinstimmung mit dem Experiment verbessert werden.

erhalten. Diese besitzen bisher lediglich elliptische Querschnitte. Auf den Einfluss einer profilierten Außenkontur, wird in Abschnitt 5.5 eingegangen. In Abbildung 5.18 wird ein direkter Vergleich zwischen Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  und Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  für die Simulationen aus dem high-fidelity Ansatz dargestellt. Es kann gezeigt werden, dass alle Konfigurationen mit besserem Pumpenwirkungsgrad als die Standard-Konfiguration auch einen größeren Diffusorwirkungsgrad haben. Ein klarer Trend ist jedoch nicht ersichtlich. Die Konfiguration mit dem größten Diffusorwirkungsgrad weist einen kleineren Pumpenwirkungsgrad als die Standard-Konfiguration auf. Dies zeigt, dass der Diffusorwirkungsgrad zwar ein guter Indikator für effiziente Pitot-Pumpen ist, aber alleine nicht ausreichend ist, um durchweg verbesserte Konfigurationen zu erzielen.

Weitere Ideen zur Leistungsverbesserung können abgeleitet werden, beim Vergleich des Pumpenwirkungsgrades  $\eta$  in Bezug auf die projizierte und die benetzte Fläche. Diese werden in Abbildung 5.19 und Abbildung 5.20 dargestellt. Der Diffusorwirkungsgrad wird zum besseren Vergleich ebenfalls in den Grafiken mit abgebildet. Der steigende Trend der beiden Wirkungsgrade wird durch entsprechende Pfeile markiert. Für die projizierte Fläche  $A_p$  in Abbildung 5.19 stellt sich ein eher gegensätzlicher Trendverlauf ein: während der Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  mit steigender projizierter Fläche verbessert wird, nimmt der Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  bei kleinen  $A_p$ -Werten zu. Dieses Verhalten ist bedingt durch Verwirbelungen und Mischungsverluste stromab des Pitot-Rohres im Rotor, welche mit steigender projizierter Fläche  $A_p$  zunehmen. Es muss eine größere Leistung aufgebracht werden, um den Rotor bei gleicher Drehzahl zu halten. Dieser Mehraufwand an Leistung kann nicht durch die Verbesserungen im Diffusorkanal kompensiert werden. Die Minderung der Ablöseverluste im Diffusorkanal reicht nicht aus, um den Pumpenwirkungsgrad zu verbessern. Um effiziente Pumpen zu entwickeln ist der Diffusorwirkungsgrad nur einer



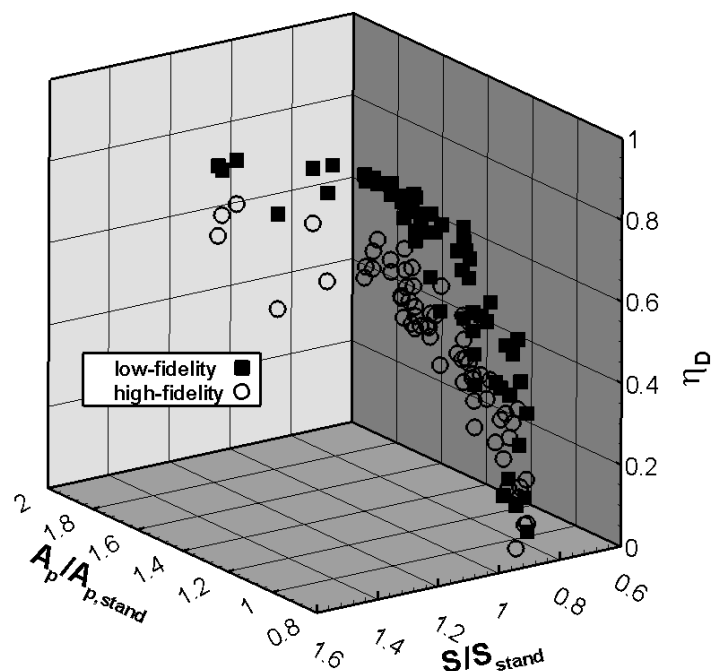
Rotor nach 1-1,5 Jahren Betrieb



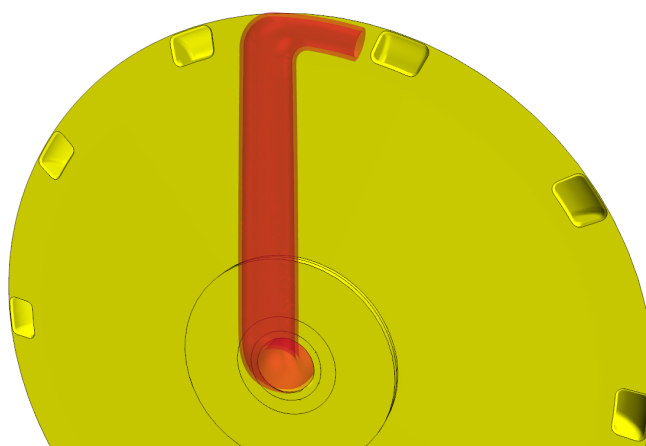
Rotor nach 3-4 Jahren Betrieb



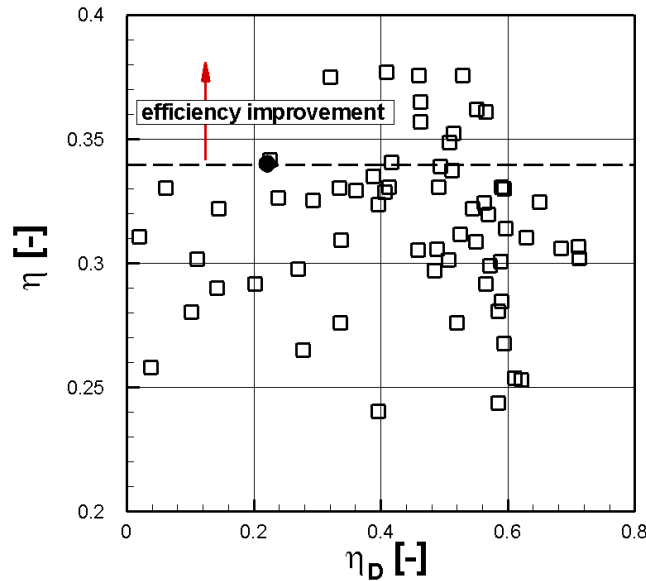
**Abbildung 5.15:** Lokale Veränderung der Oberflächenbeschaffenheit des Rotors durch Kavitationsschäden zwischen Pitot-Rohr und Rotor mit zunehmender Betriebsdauer: (links) In den ersten Betriebsjahren bilden sich kleine Ausgrabungen in der Rotoroberfläche aus. Diese sind gleichmäßig an der Außenwand des Rotors verteilt (10 Stück). Die Anzahl der Ausgrabungen entspricht der Anzahl an Laufrädern. (rechts) Mit zunehmender Betriebsdauer verbinden sich die Ausgrabungen zu einem einzigen „Kanal“.



**Abbildung 5.16:** Vergleich des Diffusorwirkungsgrades  $\eta_D$  für Individuen aus der Pareto-Front, berechnet jeweils mit low-fidelity oder high-fidelity Ansatz.



**Abbildung 5.17:** Darstellung der Standard-Konfiguration für den high-fidelity Ansatz. Da alle Konfigurationen im high-fidelity Ansatz aus Diffusorkanälen mit elliptischen Querschnitten bestehen, wird in diesem Abschnitt noch auf die Außenprofilierung des Standard-Pitot-Rohres verzichtet. Der Pumpenwirkungsgrad für die gezeigte Konfiguration beträgt im untersuchten Betriebspunkt  $\eta = 0,34$  und dient als Referenzwert in diesem Abschnitt. Ab Abschnitt 5.5 wird auch der Einfluss durch die Profilierung berücksichtigt.



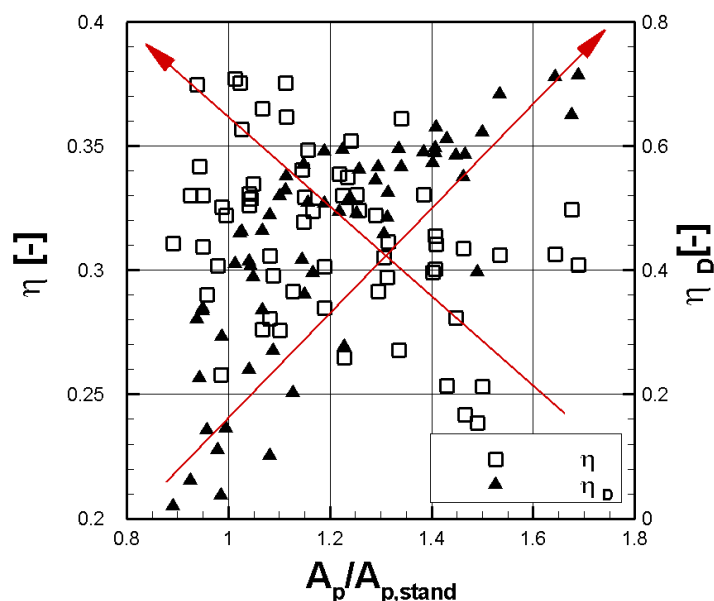
**Abbildung 5.18:** High-fidelity Ansatz: Vergleich des Diffusorwirkungsgrades  $\eta_D$  mit dem Pumpenwirkungsgrad  $\eta$ . Der schwarze, ausgefüllte Kreis entspricht den Werten des Standard-Pitot-Rohres. Die Geometrie für die Standard-Konfiguration ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Es wird zu diesem Zeitpunkt noch keine profilierte Außenkontur berücksichtigt.

von vielen Faktoren. Die Minimierung der Störeffekte auf die Strömung im Rotor scheint dabei von größerer Bedeutung.

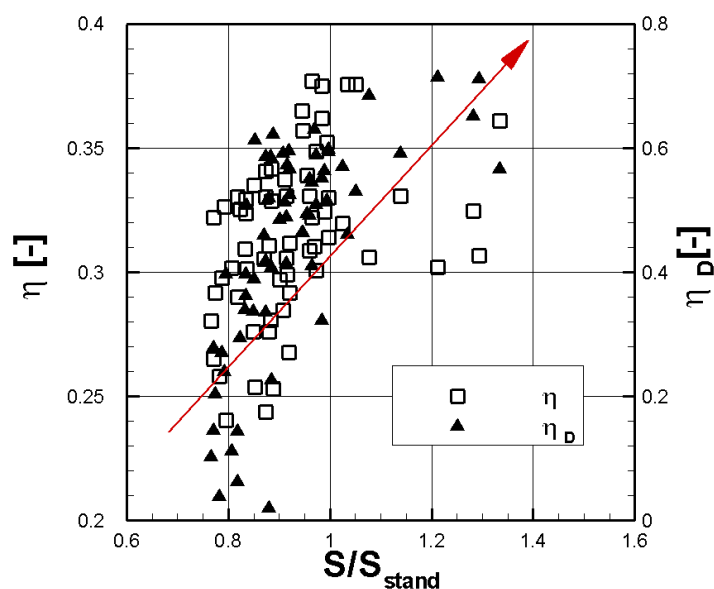
Betrachtet man die benetzte Diffusoroberfläche  $S$  in Abbildung 5.20, so kann man erkennen, dass sowohl Pumpenwirkungsgrad  $\eta$ , als auch Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  mit zunehmender Fläche  $S$  ansteigen. Dieser Trend ist für  $\eta_D$  schon aus den Ergebnissen des low-fidelity Ansatzes bekannt (siehe Abbildung 5.5). Hier ist es interessant zu sehen, dass mit steigender benetzter Oberfläche auch der Pumpenwirkungsgrad ansteigt. Dieser Trend scheint auf den ersten Blick verwirrend, da mit einer größeren benetzten Oberfläche des Pitot-Rohres auch der Anteil an Scheibenreibungsverlusten ansteigt - ein wichtiger Verlustfaktor für Pumpen bei niedriger spezifischer Drehzahl. Die Simulationen zeigen jedoch, dass die Geometrien mit erhöhter benetzter Oberfläche  $S$  zu (i) geringeren Ablöseverlusten im Diffusorkanal führen und (ii) gleichzeitig auch durch ihre Formgebung die Verluste durch turbulente Vermischung im Rotor reduzieren. Da die Mischungsverluste im Rotor einen erheblichen Einfluss auf den Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  haben, liegt hier auch die Erklärung für den Trend in Abbildung 5.20. Geometrien mit kleiner benetzter Oberfläche  $S$  schaffen es nicht ihren Vorteil durch geringe Scheibenreibungsverluste auszuspielen. Dies hängt mit der festgelegten Parametrisierung des CAD-Modells zusammen. Konfigurationen mit kleinem  $S$ -Wert werden erstellt, wenn die Führungslinie der Querschnitte sehr kurz ist, was bedeutet, dass sich der elliptische Diffusorkanal nahezu senkrecht in radiale Richtung nach außen erstreckt. Die (theoretische) Vollkörperrotation des Fluids im Rotor wird dadurch stark beeinflusst und es kommt zur Ausbildung Kármánscher Wirbelstraßen stromab des Diffusors. Eine passende profilierte Außenkontur könnte Abhilfe schaffen. Das Potenzial einer solchen Maßnahme wird in Abschnitt 5.5 untersucht.

Aus dem high-fidelity Ansatz ergeben sich 12 Konfigurationen, die einen größeren Pum-





**Abbildung 5.19:** High-fidelity Ansatz: Für Individuen aus der Pareto-Front wird Wirkungsgrad  $\eta$  und Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  in Bezug zum projizierten Flächenverhältnis  $A_p/A_{p,stand}$  betrachtet. Die Pfeile markieren den Trend der Konfigurationen mit steigendem  $\eta$  (oben links) und steigendem  $\eta_D$  (oben rechts).



**Abbildung 5.20:** High-fidelity Ansatz: Für Individuen aus der Pareto-Front wird Wirkungsgrad  $\eta$  und Diffusorwirkungsgrad  $\eta_D$  in Bezug zum projizierten Flächenverhältnis der benetzten Fläche  $S/S_{stand}$  betrachtet. Der Pfeil markiert den Trend der Konfigurationen mit steigendem  $\eta$  und steigendem  $\eta_D$ .

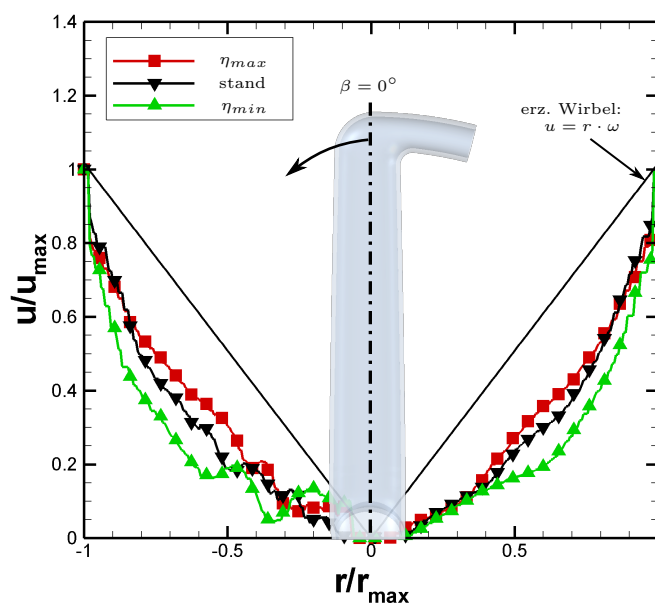
Parameter	Min	Max
$L_0$	12,4 mm	16,8 mm
$\phi_1$	30,7 °	73,8 °
$R_1$	54,7 mm	105,1 mm
$W_1$	8,7 mm	19,6 mm
$L_1$	16,9 mm	29,8 mm
$\eta$	0,34	0,38

**Tabelle 5.9:** Optimaler Parameterbereich für Diffusorgeometrie basierend auf den 12 besten Ergebnissen in Hinblick auf Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  aus den high-fidelity Simulationen.

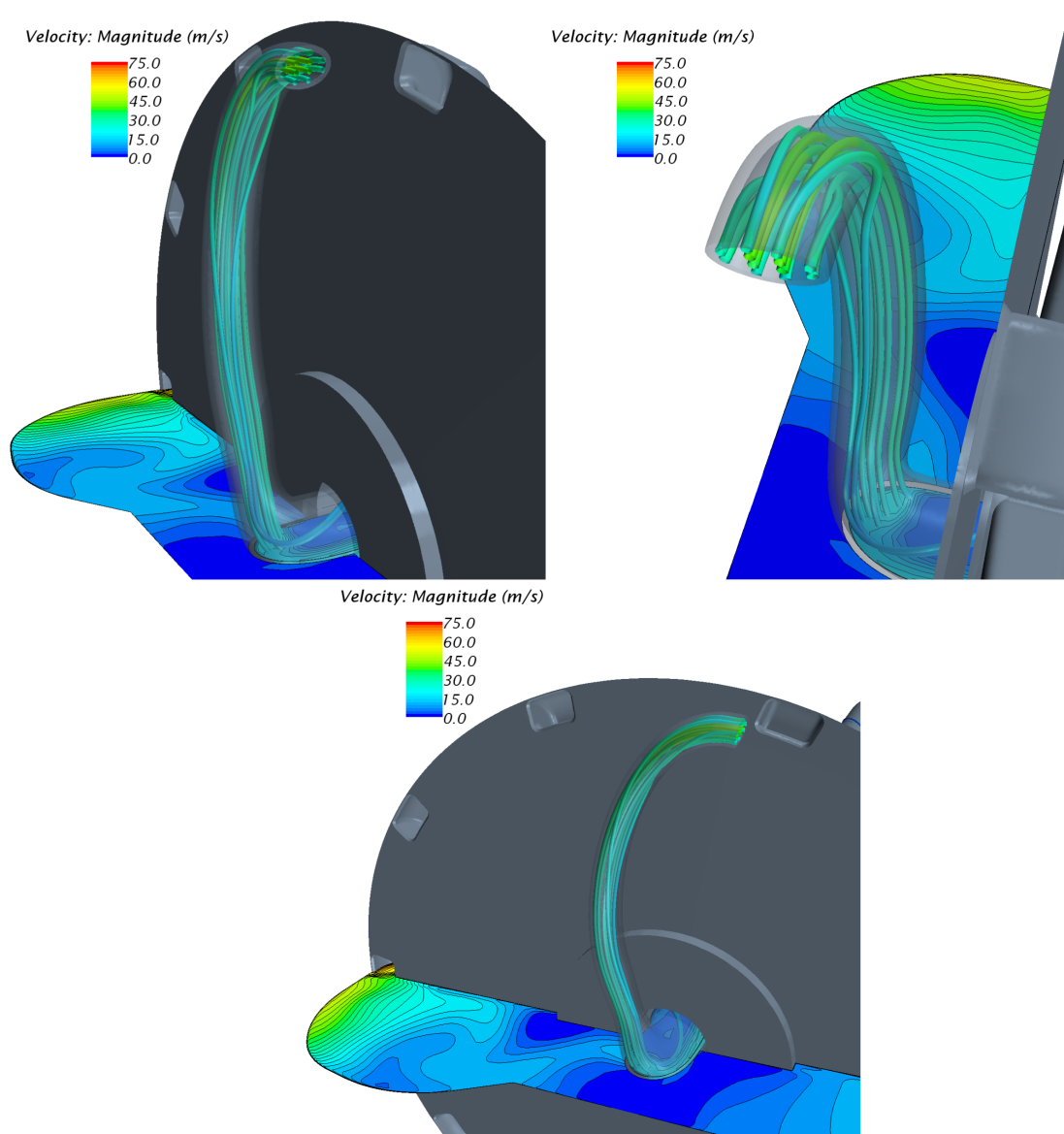
penwirkungsgrad  $\eta$  haben, als die Standard-Konfiguration ( $\eta = 0.34$ ). Der daraus resultierende reduzierte Parameterbereich ist in Tabelle 5.9 aufgelistet.

Der Einfluss von Formänderung auf das Strömungsfeld im Rotor der Pitot-Pumpe ist in Abbildung 5.21 dargestellt. Die Tangentialgeschwindigkeitsverteilung ist aufgetragen für die Konfiguration mit bestem ( $\eta_{max}$ ) und schlechtestem Pumpenwirkungsgrad ( $\eta_{min}$ ) aus den high-fidelity Simulationen. Außerdem ist das Geschwindigkeitsprofil für das Standard-Design als Referenz aufgetragen. Die Geschwindigkeitsprofile sind an den Positionen  $\beta = 90^\circ$  und  $270^\circ$  stromab des Pitot-Rohres entnommen. Die theoretische Geschwindigkeitsverteilung eines erzwungenen Wirbels (Vollkörperrotation ohne Pitot-Rohr in einem rotierenden Zylinder) ist ebenfalls abgebildet. Es kann gezeigt werden, dass eine Verbesserung des Pumpenwirkungsgrades mit einer besseren Übereinstimmung des Geschwindigkeitsprofils mit dem theoretischen Verlauf einhergeht. Dies ist bedingt durch die Reduktion der Vermischungsverluste durch eine Verbesserung der Formgebung in der Rotorströmung. Zur besseren Veranschaulichung wird die Geschwindigkeitsverteilung im Rotor der Pitot-Pumpe mittels Stromlinien und Konturplots in Abbildung 5.22 bis Abbildung 5.24 dargestellt. Sie bestätigen, dass durch die unvorteilhafte Formgebung bei  $\eta_{min}$  eine stärkere Verblockung auf die Strömung im Rotor wirkt und sich dadurch in Rotorwandnähe kein ausgeprägtes Gebiet mit hohen Absolutgeschwindigkeiten ausbildet. Die Geschwindigkeiten des Fluides nehmen schnell in Richtung der Rotationsachse ab. Die inhomogene Geschwindigkeitsverteilung im Konturplot von  $\eta_{min}$  entsteht durch die starken Nachlaufvermischungen im Fluid stromab des Pitot-Rohres. Die vorteilhafte Gestaltung des Pitot-Rohres mit  $\eta_{max}$  weist dabei bis nah an die Achse noch höhere Geschwindigkeiten auf, was den besseren Trend zum erzwungenen Wirbel bestätigt. Auch wenn die Strömungsführung bei  $\eta_{min}$  durch die Stromlinien im Diffusorkanal keine so deutliche Ablösung erzielt wie beim Standard-Pitot-Rohr, ist der Pumpenwirkungsgrad beim Standard-Pitot-Rohr doch besser. Dies zeigt, dass eine optimierte Strömungsführung im Diffusor nur dann positiv auf den Pumpenwirkungsgrad wirken kann, wenn das Geschwindigkeitsfeld wenig bis gar nicht negativ beeinflusst wird.

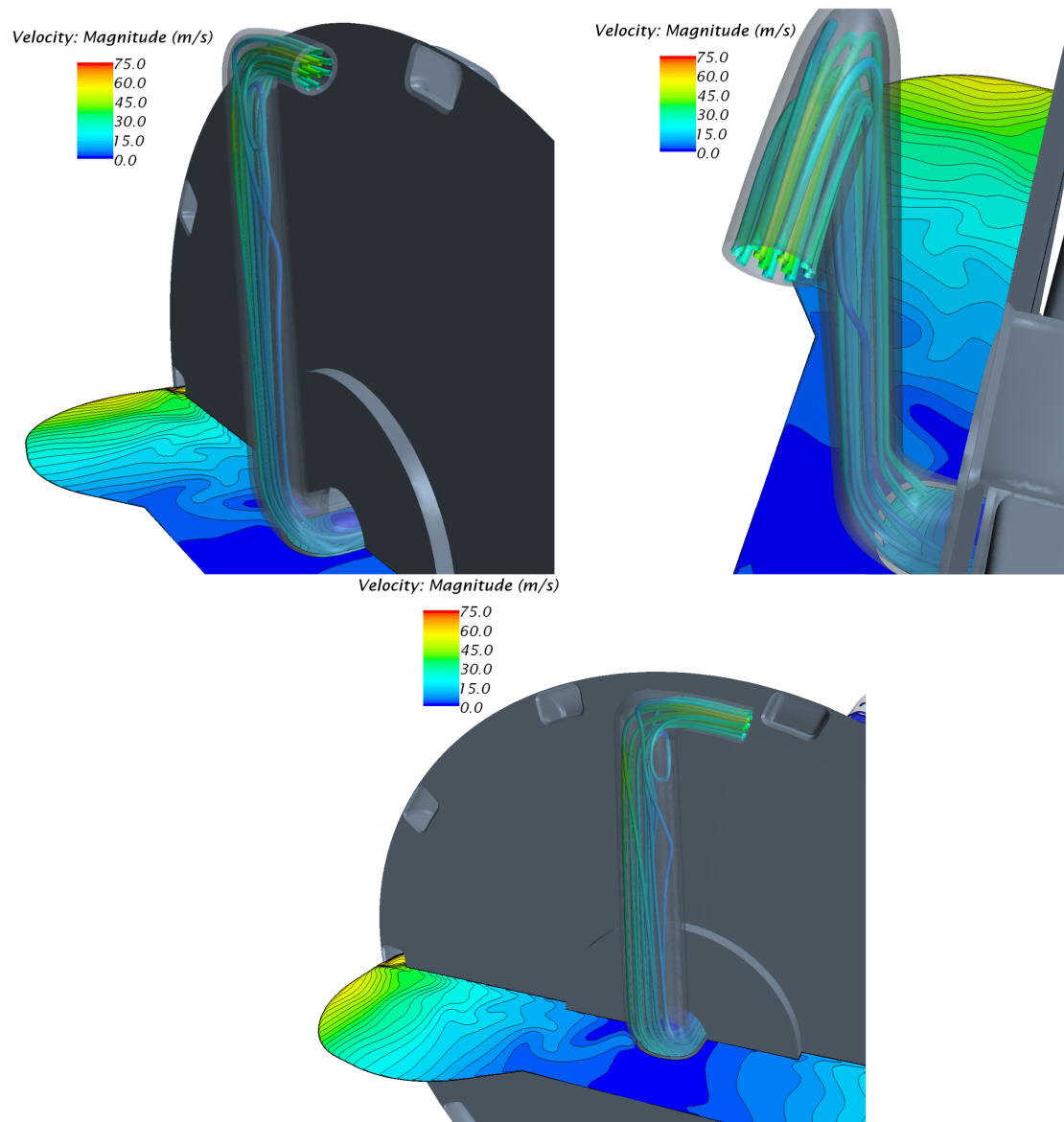
Um sicherzustellen, dass die Formänderungen auch eine Verbesserung über einen großen Betriebsbereich erzielen, wurden die Kennlinien für die gleichen drei Konfigurationen berechnet: das beste, schlechteste und das Standard-Design. Die entsprechenden Verläufe sind in Abbildung 5.25 und Abbildung 5.26 abgebildet. Die Ergebnisse bestätigen, dass die Formänderung am Pitot-Rohr zu verbesserten Betriebsverhalten über die gesamte Kennlinie führt. Die Kennlinien weisen über den gesamten Bereich für alle drei Konfigurationen ein stabiles Betriebsverhalten auf.



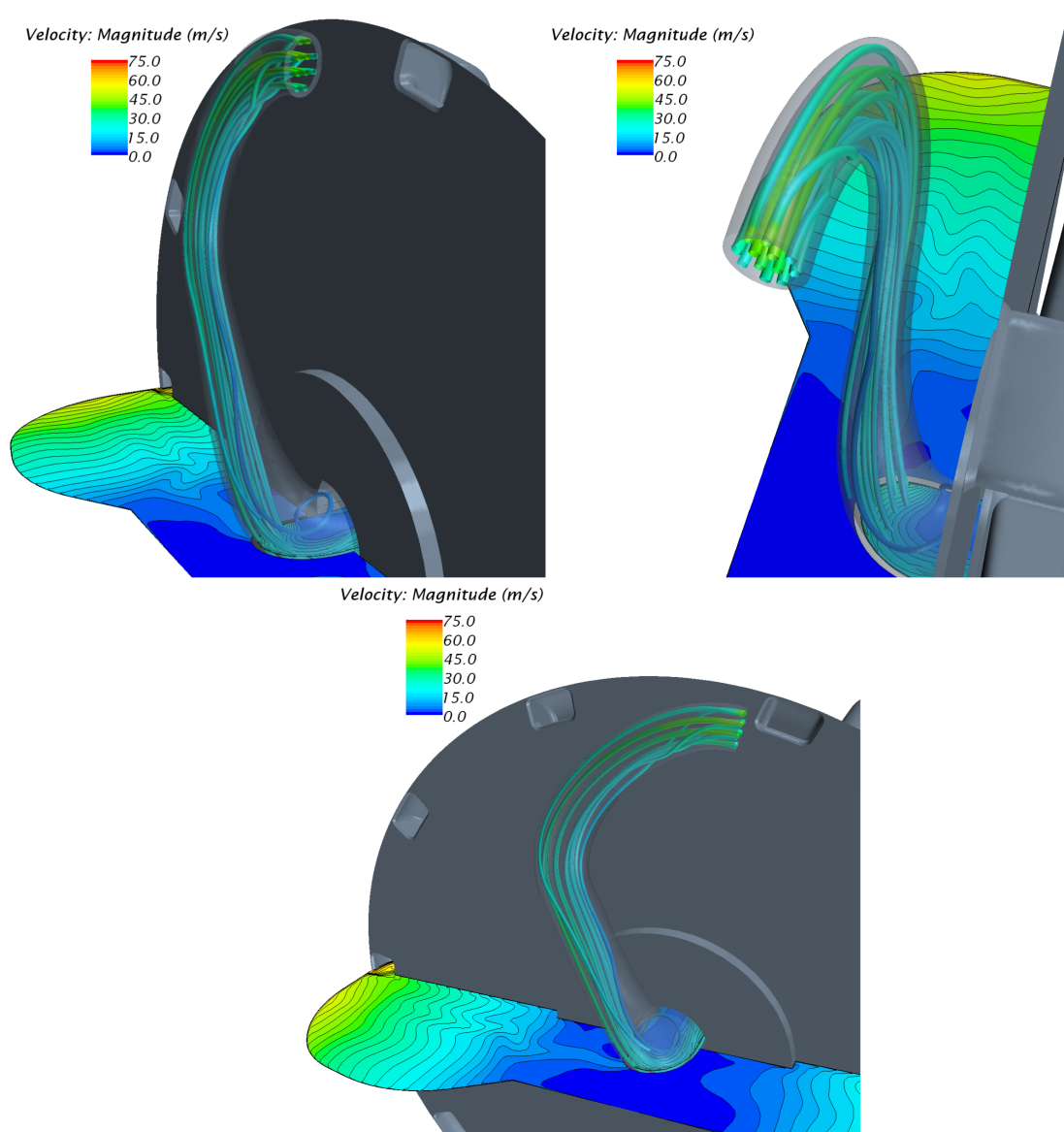
**Abbildung 5.21:** Geschwindigkeitsprofil der Umfangskomponente im Rotor bei  $\beta = 90^\circ$  und  $\beta = 270^\circ$  stromab des Pitot-Rohres bei  $Q = 15,88 \text{ m}^3/\text{h}$  und  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ . Der theoretische Verlauf für einen erzwungenen Wirbel wird als durchgestrichene Linie dargestellt. Das beste Design aus der Pareto-Front entspricht dem roten Geschwindigkeitsprofil ( $\eta_{max}$ ). Das schlechteste Design dem grünen Geschwindigkeitsprofil ( $\eta_{min}$ ). Zum Vergleich ist das Geschwindigkeitsprofil für die Standardkonfiguration abgebildet (stand). Der Index „max“ für die Achsenbeschriftung bezieht sich auf den entsprechenden Wert am rotierenden Gehäuse.



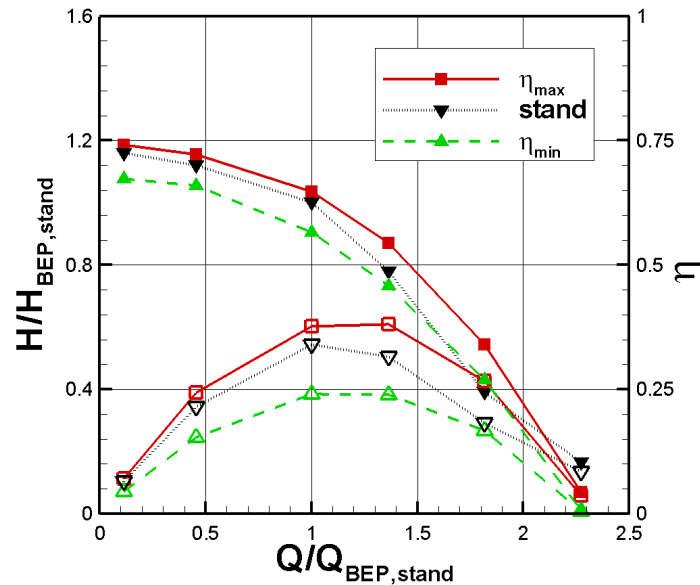
**Abbildung 5.22:** Geschwindigkeitsverteilung für Konfiguration mit  $\eta_{min}$  aus high-fidelity Ansatz: Darstellung der Geschwindigkeit in Form von Konturplot und Stromlinien (gezeigter Betriebspunkt ist der BEP für das Standard-Pitot-Rohr bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ ).



**Abbildung 5.23:** Geschwindigkeitsverteilung für Standard-Konfiguration aus high-fidelity Ansatz: Darstellung der Geschwindigkeit in Form von Konturplot und Stromlinien (gezeigter Betriebspunkt ist der BEP für das Standard-Pitot-Rohr bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ ).



**Abbildung 5.24:** Geschwindigkeitsverteilung für Konfiguration mit  $\eta_{max}$  aus high-fidelity Ansatz: Darstellung der Geschwindigkeit in Form von Konturplot und Stromlinien (gezeigter Betriebspunkt ist der BEP für das Standard-Pitot-Rohr bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ ).



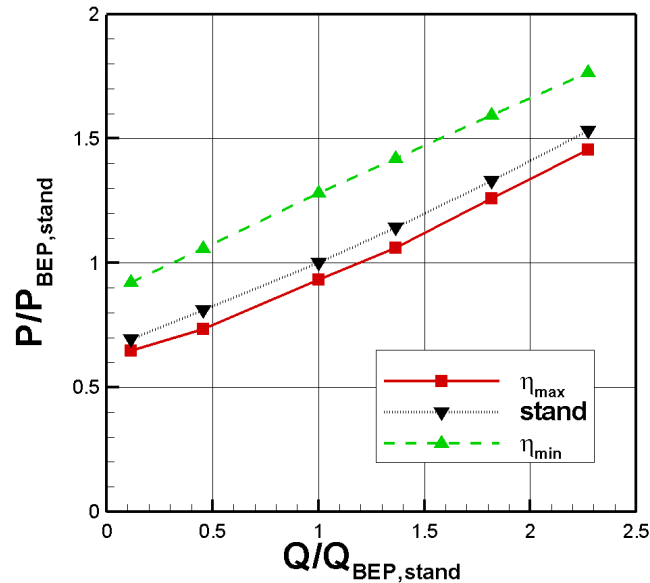
**Abbildung 5.25:** Förderkennlinie für das beste Design ( $\eta_{max}$ ) aus der Pareto-Front, das schlechteste Design ( $\eta_{min}$ ) und der Standard-Konfiguration (stand) als Referenz. Die Förderhöhe  $H$  wird relativ zur Förderhöhe am Betriebspunkt besten Wirkungsgrades (BEP) für die Standard-Konfiguration betrachtet. Das gleiche wird für den Volumenstrom  $Q$  durchgeführt. Die Förderhöhe wird als ausgefüllte Symbole aufgetragen und der Wirkungsgrad  $\eta$  als ungefüllten Symbole.

**Fazit aus „low-fidelity“ und „high-fidelity“ Ansatz:** Die Formoptimierung des Diffusorkanals (mit elliptischem Querschnitt) hat einen ersten Einblick über die starke Kopplung des Strömungsfeldes auf Formänderungen des Pitot-Rohres gegeben. Die Außenströmung hat einen großen Einfluss auf den Pumpenwirkungsgrad, weshalb eine reine Optimierung des Diffusorkanals im low-fidelity-Ansatz nicht durchweg bessere Pitot-Rohre liefert. Dennoch bringt die Formoptimierung einen Diffusorkanal hervor, der im Vergleich zum Standard-Diffusor über den gesamten Kennlinienbereich effizienter arbeitet. Der Standard-Diffusor wird in der Realität jedoch mit einer profilierten Außenkontur genutzt. Man kann zu diesem Zeitpunkt also noch nicht von einem fairen Vergleich sprechen.

## 5.5 Diffusorkanal mit profilierter Außenkontur

Dass die Formgebung des Diffusorkanals einen erheblichen Einfluss auf die Geschwindigkeitsverteilung im Rotor der Pitot-Pumpe hat, konnte bereits im vorherigen Kapitel gezeigt werden. In diesem Kapitel soll geklärt werden, in wie weit sich der Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  durch eine profilierte Außenkontur ändert. Folgende Konfigurationen aus dem high-fidelity Ansatz werden ausgewählt und mit einer Profilierung ausgestattet:

- $K_{\eta_{D,max}}$ : Konfiguration mit bestem Diffusorwirkungsgrad
- $K_{\eta_{max}}$ : Konfiguration mit bestem Pumpenwirkungsgrad
- $K_{A_{p,min}}$ : Konfiguration mit kleinster projizierter Fläche



**Abbildung 5.26:** Leistungskurve für das beste Design ( $\eta_{\text{max}}$ ) aus der Pareto-Front, das schlechteste Design ( $\eta_{\text{min}}$ ) und der Standard-Konfiguration (stand) als Referenz. Leistung und Volumenstrom sind dimensionslos gemacht mit dem entsprechenden Wert am BEP der Standard-Konfiguration.

- $K_{S_{\text{min}}}$ : Konfiguration mit kleinster benetzter Oberfläche

Die neuen Konfigurationen werden mit den Ergebnissen eines 1-flügeligen Standard-Pitot-Rohres verglichen. Diese Referenzgeometrie ist in Abbildung 5.8 dargestellt und erzielt für den untersuchten Betriebspunkt einen Pumpenwirkungsgrad von  $\eta = 0,458$ . Um Verwirrungen vorzubeugen, sei darauf hingewiesen, dass das 1-flügelige Standard-Pitot-Rohr beim high-fidelity Ansatz in Abschnitt 5.4 noch keine Profilierung hat (siehe Abbildung 5.17). Daher erzielt die Standard-Konfiguration beim high-fidelity Ansatz auch nur  $\eta = 0,34$ , obwohl der gleiche Betriebspunkt untersucht wird. Der Unterschied im Wirkungsgrad wird nur durch die fehlende Außenkontur verursacht. Das Standard-Pitot-Rohr mit Außenkontur aus Abbildung 5.8 wird in allen nachfolgenden Abschnitten als Vergleichsmodell verwendet und entspricht einer in der Industrie verwendeten Pitot-Pumpe.

**Definition Diffusorkanal:** Die Parameter, die den Verlauf und die Querschnittsaufweitung des Diffusorkanals beschreiben sind in Tabelle 5.10 aufgelistet. Die Definition der Parameter entspricht dem high-fidelity Ansatz in Abbildung 5.6

**Definition Außenkontur:** Es werden spitze Vorder- und Hinterkanten definiert. Die resultierenden Geometrien sind in Abbildung 5.27 bis Abbildung 5.30 dargestellt. Es ist zu betonen, dass die Außenkonturwerte noch nicht optimiert sind, sondern händisch ausgewählt wurden. Für  $K_{\eta_{\text{max}}}$ ,  $K_{S_{\text{min}}}$ ,  $K_{A_{p,\text{min}}}$ ,  $K_{\eta_{D,\text{max}}}$  sind Querschnittsbreite und -länge für die Außenkontur identisch. Sie sind so ausgewählt, dass die Konfiguration mit der größten projizierten Fläche (hier:  $K_{\eta_{D,\text{max}}}$  mit  $A_p/A_{p,\text{Stand}} = 1,649$  nach Tabelle 5.4) keine Flächenüberschneidungen aufweist. Änderungen im Erscheinungsbild kommen durch die unterschiedlichen Diffusorkanalführungen zustande. Das Verhältnis der projizierten Fläche  $A_p$  sowie der benetzten Fläche  $S$  zum Standard-Pitot-Rohr wird in Tabelle 5.11 aufgelistet. Weitere Abmessungen sind in Anhang B beschrieben.



	$L_0$ [mm]	$W_0$ [mm]	$L_1$ [mm]	$W_1$ [mm]	$\phi_1$ [°]	$R_1$ [mm]
$K_{\eta_{max}}$	16,8	9,6	26,2	10,2	36,7	105,1
$K_{S_{min}}$	12,8	12,6	13,0	13,5	47,2	52,7
$K_{A_{p,min}}$	11,3	14,2	26,7	7,3	49,2	46,1
$K_{\eta_{D,max}}$	15,6	10,3	14,1	29,4	53,1	113,5
$K_{vert}$	17,5	9,2	32,0	12,0	11,1	55,0

**Tabelle 5.10:** Parametrisierung des Diffusorkanals: Design-Parameter für ausgewählte Diffusor-Geometrien aus high-fidelity Ansatz, die als Außenkontur ein tropfenförmiges Profil bekommen. Die Definition der Parameter entspricht dem high-fidelity Ansatz in Abbildung 5.6.

	$A_p/A_{p,Stand}$	$S/S_{Stand}$
$K_{\eta_{max}}$	1,14	0,90
$K_{S_{min}}$	1,10	0,81
$K_{A_{p,min}}$	1,10	0,81
$K_{\eta_{D,max}}$	1,14	1,01
$K_{vert}$	0,95	0,67

**Tabelle 5.11:** Projizierte Fläche  $A_p$  und benetzte Fläche der Außenkontur  $S$  für die ausgewählten Konfigurationen inklusive Profilierung. Alle relativ zu den Werten eines Standard-Pitot-Rohres samt Außenkontur (Index: „Stand“). Anmerkung: Es wird nicht wie beim high-fidelity Ansatz nur der Diffusorkanal für die Flächen  $A_p$  und  $S$  berücksichtigt, sondern auch die Profilierung mit berücksichtigt.

Alle Konfigurationen aus dem high-fidelity Ansatz weisen in Tabelle 5.11 eine größere projizierte Fläche auf als das Standard-Pitot-Rohr. Daher wird eine weitere Konfiguration erstellt, welche nicht aus dem high-fidelity Ansatz stammt. Sie ist angelehnt an das Design des Standard-Pitot-Rohres und besteht aus einem schmalen Pitot-Rohr, welches sich nahezu ohne Krümmung in radiale Richtung zur Rotorwand erstreckt. Sie wird als  $K_{vert}$  bezeichnet. Ihre Diffusorparameter sind ebenfalls in Tabelle 5.10 aufgelistet. Die resultierende CAD-Geometrie ist in Abbildung 5.31 dargestellt. Sie unterscheidet sich von den anderen Konfigurationen aus dem high-fidelity Ansatz dadurch, dass sie eine sehr kleine projizierte Fläche  $A_p$  besitzt, die unter dem Wert vom Standard-Pitot-Rohr liegt (siehe Tabelle 5.11). Die Ergebnisse aus den DOEs haben gezeigt, dass diese Größe einen dominierenden Einfluss auf die Leistungseigenschaften einer Pitot-Pumpe haben. Dadurch soll (ohne intensive Formoptimierung) untersucht werden, welches Potenzial zur Wirkungsgradverbesserung besteht, wenn unter Verwendung der vorliegenden CAD-Parametrisierung ein extrem schmales Außenkontur-Design entwickelt wird. Da die Konturparameter für  $K_{vert}$  außerhalb des Bereiches der DOE liegen (siehe Tabelle 5.2), würde ein Erfolg eine neue Optimierung mit verändertem Parameterbereich nahelegen. Alle sechs eingebauten Pitot-Rohr-Geometrien sind in Abbildung 5.27 bis Abbildung 5.32 dargestellt. Die Parameter zur Erstellung der Außenkontur für  $K_{vert}$  sind ebenfalls in den Technischen Zeichnungen in Anhang B abgebildet.

Ein direkter Vergleich auf die Pumpeneffizienz  $\eta$  von Pitot-Rohren mit profilierter Außenkontur und ohne wird für die einzelnen Konfigurationen ( $K_{\eta_{max}}$ ,  $K_{S_{min}}$ ,  $K_{A_{p,min}}$ ,  $K_{\eta_{D,max}}$ ,  $K_{vert}$ ) in Abbildung 5.33 dargestellt. Es wird der BEP untersucht. Wie zu erwarten kann

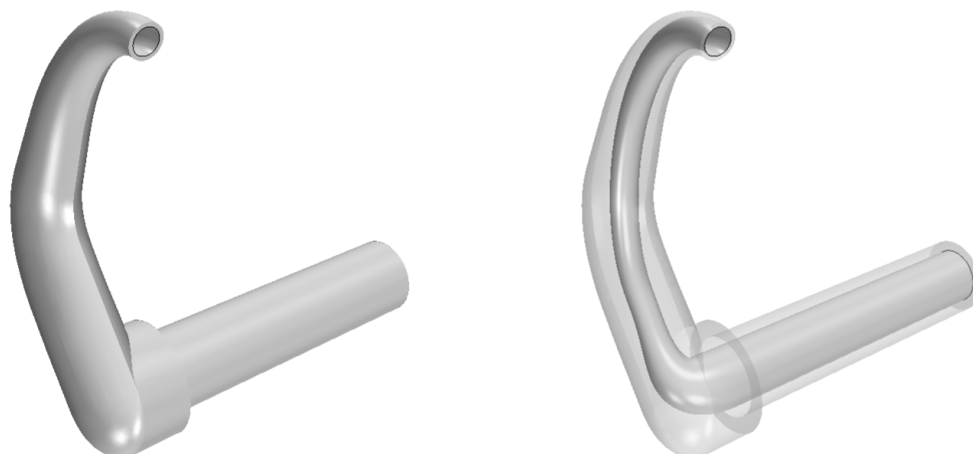


Abbildung 5.27: Geometrie von  $K_{S_{min}}$  mit Außenkontur.

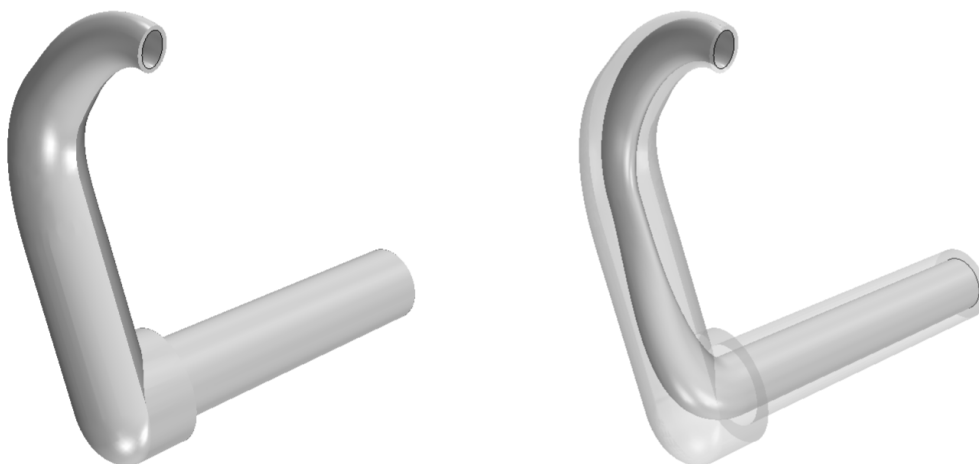


Abbildung 5.28: Geometrie von  $K_{\eta_{max}}$  mit Außenkontur.



Abbildung 5.29: Geometrie von  $K_{\eta_{D,max}}$  mit Außenkontur.

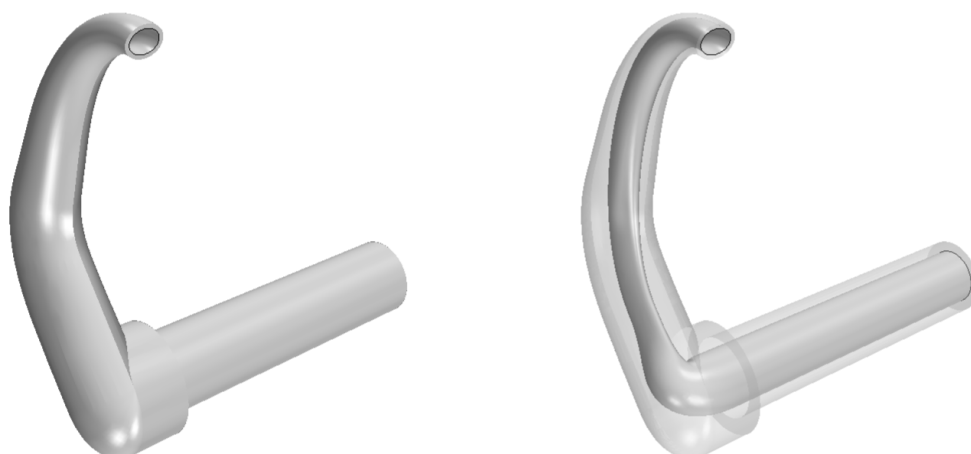


Abbildung 5.30: Geometrie von  $K_{A_p, min}$  mit Außenkontur.

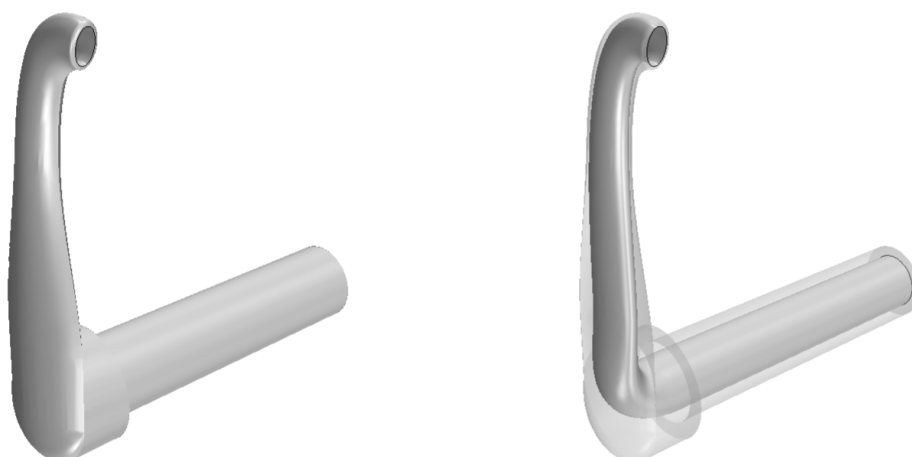


Abbildung 5.31: Geometrie von  $K_{vert}$  mit Außenkontur (nicht aus high-fidelity Ansatz).

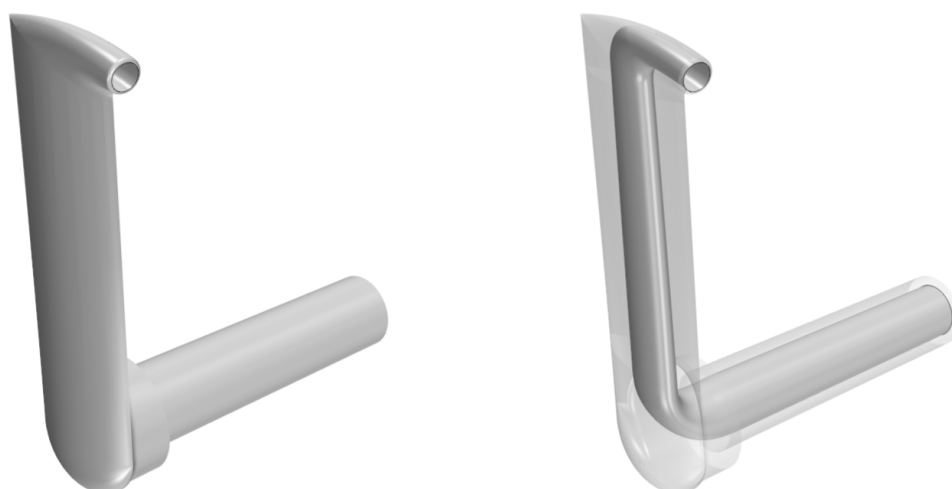


Abbildung 5.32: Geometrie von  $K_{Standard}$  mit Außenkontur (verwendet in allen industriellen Pitot-Pumpen).

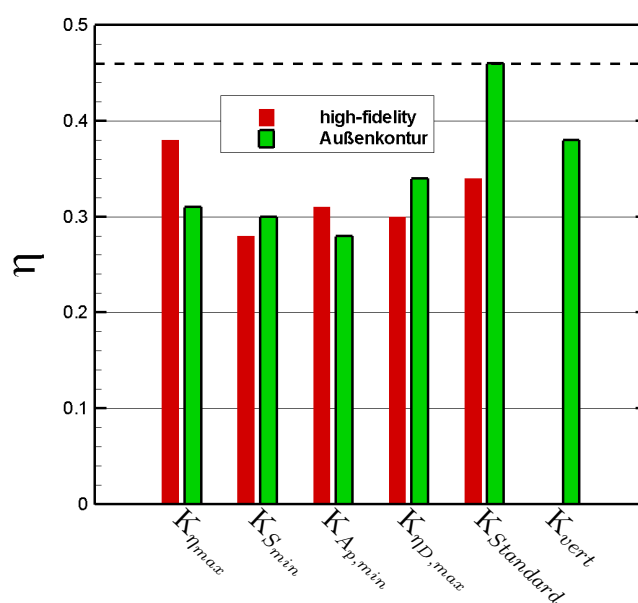
die Strömungsführung im Rotor nicht durchweg mit einer (einheitlichen) Profilierung verbessert werden. Je nach Ausführung des Diffusorkanals weist die Profilierung bessere oder schlechtere Strömungsführungen im Rotor auf. Für die Konfigurationen  $K_{\eta_{max}}$  und  $K_{A_p, min}$  ist die gewählte Profilierung unvorteilhaft und es kommt sogar zu einem schlechteren Wirkungsgrad als beim high-fidelity Ansatz. Im Gegensatz dazu profitieren die Konfigurationen  $K_{S_{min}}$  und  $K_{\eta_{D, max}}$  von der Außenkonturprofilierung. Das eine passende Außenkontur die Effizienz deutlich steigern kann, wird in Abbildung 5.33 für das Standard-Pitot-Rohr  $K_{Standard}$  ersichtlich: der Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  steigt durch die Außenkontur von  $\eta = 0,34$  auf  $0,46$ , was einer relativen Verbesserung von 35 % entspricht. Mit den Konfigurationen aus dem high-fidelity Ansatz wird maximal eine Verbesserung von  $\eta = 0,30$  auf  $0,34$  bei  $K_{\eta_{D, max}}$  erreicht (relative Verbesserung um 13 %)⁴. Die Konfiguration  $K_{vert}$  erzielt ohne Formoptimierung einen Wirkungsgrad von  $\eta = 0,38$  und kommt somit von allen betrachteten Konfigurationen am nächsten an die Standard-Konfiguration heran. Die projizierte Fläche  $A_p$  ist daher wie erwartet eine wichtige „Stellschraube“ für effiziente Pitot-Rohre. Sie ist jedoch nicht alleine ausschlaggebend. Bevor in zukünftigen Studien weitere Formoptimierungen des Pitot-Rohres durchgeführt werden, gilt es zu überlegen, ob die Parametrisierung der Außenkontur genug Freiraum erlaubt, effiziente Designs zu erstellen. Eine Formoptimierung kann schließlich nur so viel verbessern, wie das parametrisierte CAD-Modell erlaubt. Im Falle von  $K_{vert}$  liegt trotz geringerer projizierter Fläche immer noch ein Design vor, das im Wirkungsgrad 0,08 Punkte unter dem Wert für das Standard-Pitot-Rohr liegt. Die Formgebung des Pitot-Kopfes kann dabei eine Schlüsselrolle dafür spielen. Da hier die höchsten Geschwindigkeiten vorliegen, treten hier auch starke Reibungs- und Mischungsverluste auf. Vergleicht man das parametrisierte Modell  $K_{vert}$  aus Abbildung 5.31 mit der Standard-Konfiguration in Abbildung 5.32, so fällt auf, dass die Strömung bei  $K_{Standard}$  am Pitot-Kopf über eine viel längere Strecke geführt wird als bei  $K_{vert}$ . Eine entsprechende Berücksichtigung ist aktuell nur bedingt durch die Außenkontur-Parametrisierung möglich. Es wäre ratsam ein CAD-Modell zu erstellen, wo Diffusorkanal und Außenkontur unabhängig voneinander sind. Bisher teilen sie sich die Konstruktionslinie. Hierbei kann man auf die Außenkontur nur durch die Querschnittsbreite und -länge Einfluss ausüben. Man sieht jedoch am Standard-Pitot-Rohr, wie eine völlig unabhängige Außenkontur deutlich bessere Wirkungsgrade erzielt.

Bisher hat sich das Standard-Pitot-Rohr  $K_{Standard}$  für den BEP als effizienteste Variante dargestellt. Ob dies auch für diverse Durchflussraten der Fall ist, wird in Abbildung 5.34 dargestellt. Alle Kennlinien weisen stabiles Betriebsverhalten auf. In Bezug auf die Förderhöhe  $H$  kann man sehen, dass  $K_{Standard}$  für Teillast und leichte Überlast ( $Q/Q_{BEP, stand} < 1,36$ ) durchweg größere Förderhöhen und Wirkungsgrade erzeugt, als alle anderen Varianten. Nahe Nullförderhöhe kommt  $K_{vert}$  noch am ehesten an die Förderhöhe von  $K_{Standard}$  heran, liegt jedoch immer noch 2 % unter den Förderhöhen des Standard-Pitot-Rohres. Die anderen Konfigurationen liegen in ihrer Nullförderhöhe bis zu 9 % darunter und erreichen bei fast geschlossenem Durchfluss erst nahezu den Wert vom Standard-Pitot-Rohr beim BEP. Für starke Überlast ( $Q/Q_{BEP, stand} > 1,36$ ) schafft  $K_{\eta_{D, max}}$  eine größere Förderhöhe als  $K_{Standard}$ . Da die Förderhöhe des Laufrades vom Einbau unterschiedlicher Pitot-Rohr-Konfigurationen unbeeinflusst bleibt, liegt die Förderhöhenänderung an der Formänderung des Pitot-Rohres. Der optimierte Diffusor zeigt bei starker Überlast seine Vorteile durch bessere Druckumwandlung, da bei größerem Durchfluss die Reibungs- und Ablöseverluste im Kanal eine immer stärkere Rolle spielen. Somit kann die Förderhöhe

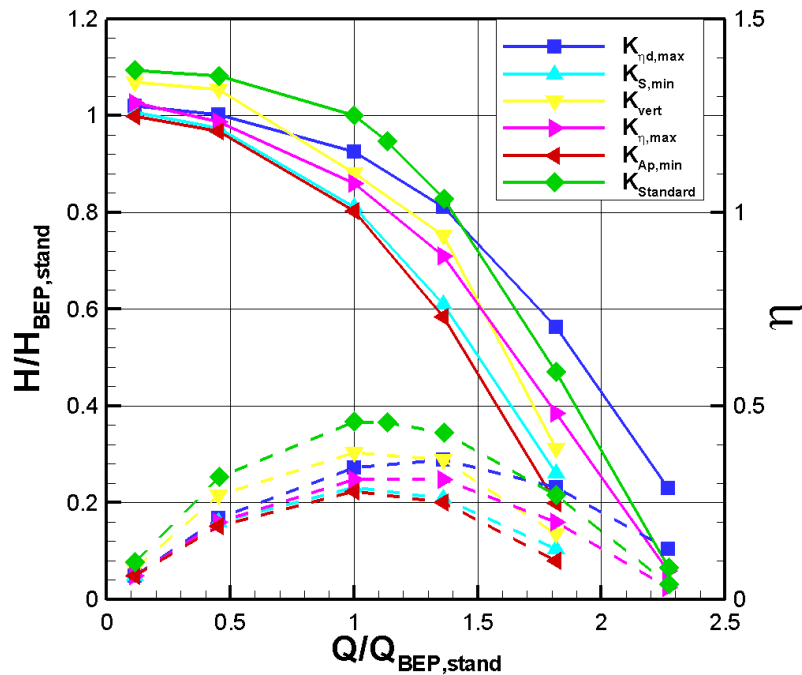
⁴Eine Optimierung der Außenkontur von  $K_{\eta_{D, max}}$  lässt einen weiteren Anstieg im Wirkungsgrad erwarten.

durch Diffusorkanaloptimierung und (nicht-optimierte) Außenkontur bereits für große Volumenströme erste Vorteile aufweisen. Damit stellen Pitot-Pumpen mit Pitot-Rohren für großen Durchsatz (z. B. das 2-flügelige Pitot-Rohr wie in Unterabschnitt 5.4.3) das größte Verbesserungspotenzial mittels Formoptimierung dar. Auch der Betrieb 1-flügeliger Pitot-Rohre bei höheren Drehzahlen (bei Pitot-Pumpen bis an die  $6000 \text{ min}^{-1}$  möglich) kann weiteres Potenzial bieten. Das hier untersuchte Pitot-Rohr wird jedoch im Betrieb nur in den seltensten Fällen in starker Überlast betrieben. Ein effizienter Betrieb ist in diesen Arbeitspunkten eher nebensächlich. Der eigentliche Betrieb erfolgt im Auslegungspunkt einer Anlage (nahe BEP). Hier ist der Langzeitbetrieb vorgesehen. Ziel muss es daher sein, Pitot-Rohr-Konfigurationen zu entwickeln, die mindestens im Bereich des BEP besseres Kennlinienverhalten aufweisen - im Idealfall über die gesamte Kennlinie. Der Verlauf des Pumpenwirkungsgrades  $\eta$  weist das gleiche Kennlinienverhalten auf wie die Förderhöhe: bei Teillast schafft lediglich  $K_{vert}$  ähnliche  $\eta$ -Werte wie  $K_{Standard}$  zu erreichen und bei starker Überlast erreicht  $K_{\eta_{D,max}}$  bessere Werte. Der Wirkungsgrad wird somit stark vom Druckaufbau in der Pitot-Pumpe geprägt.

Der Leistungsbedarf  $P$  der Pitot-Pumpe ist für verschiedene Durchflussraten in Abbildung 5.35 dargestellt. Keine der neu erstellten Konfigurationen kommt über den gesamten Volumenstrombereich mit weniger Leistung aus als  $K_{Standard}$ . Dies zeigt, dass weitere Formoptimierungen bei der Außenkontur notwendig sind - auch bei  $K_{vert}$  trotz der geringeren projizierten Fläche im Vergleich zu  $K_{Standard}$ . Der bessere Pumpenwirkungsgrad von  $K_{\eta_{D,max}}$  bei Überlast zeigt jedoch, dass  $K_{\eta_{D,max}}$  für große Volumenströme die gleiche Förderhöhe mit geringerer Leistungsaufnahme  $P$  erzeugen kann wie  $K_{Standard}$ . Da sich dies jedoch abseits des BEP befindet, ist es für den Langzeitbetrieb nicht nutzbar.



**Abbildung 5.33:** Vergleich der Pumpwirkungsgrade mit und ohne Profilierung für die ausgesuchten Konfigurationen aus Tabelle 5.10. Untersucht wird beim BEP für  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ . Außerdem wird die Konfiguration  $K_{vert}$  untersucht. Sie ist händisch erstellt und stammt nicht aus dem high-fidelity Ansatz. Sie liegt nur mit Profilierung vor und weist als einzige Konfiguration eine kleinere projizierte Fläche als das Standard-Pitot-Rohr auf.

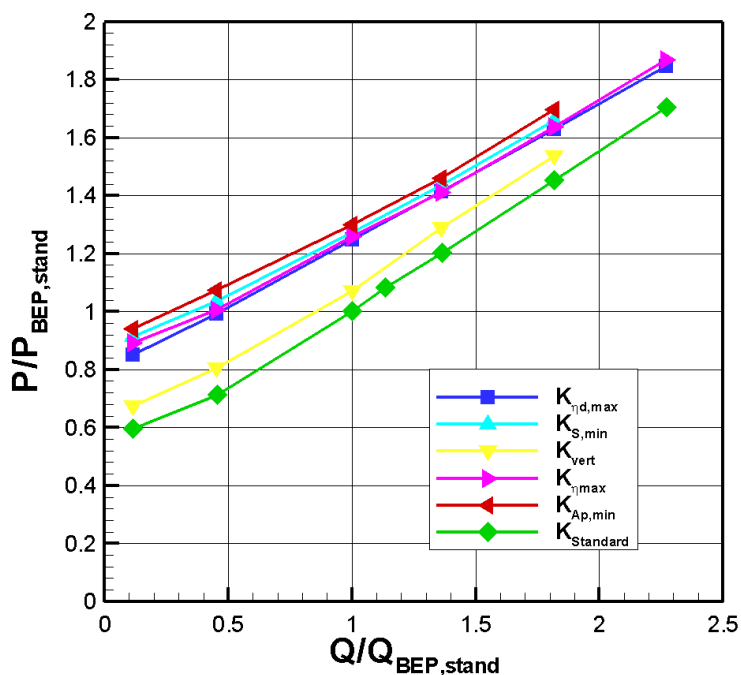


**Abbildung 5.34:** Kennlinie  $H - Q$  für alle Konfigurationen aus Tabelle 5.10 bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ . Die durchgezogene Linie stellt den  $H - Q$  Verlauf dar und die gestrichelte Linie den  $\eta - Q$  Verlauf. Alle Werte sind relativ zum BEP des Standard-Rohres (Index: „BEP,stand“).

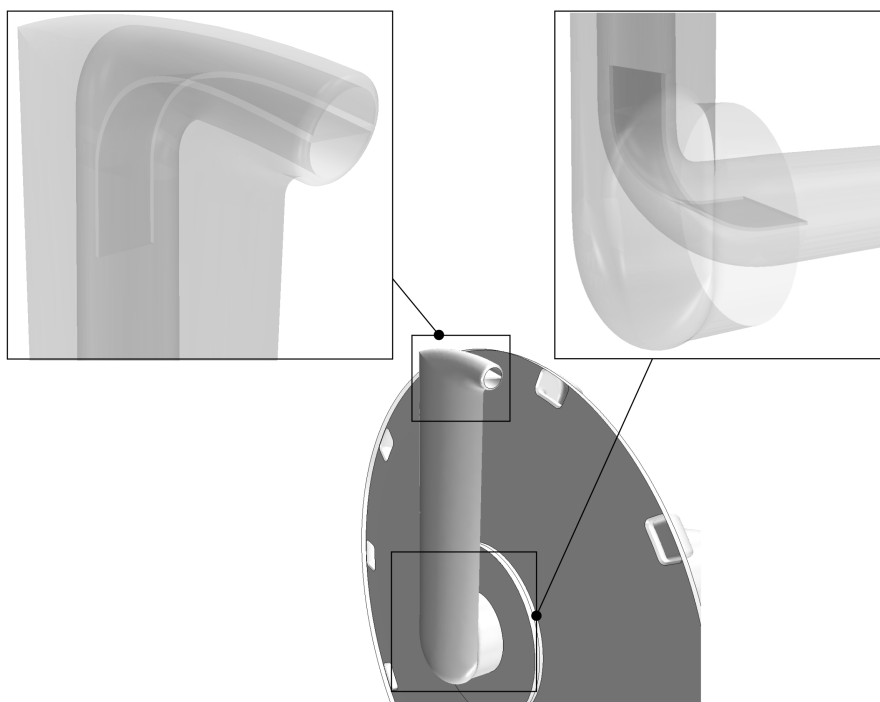
## 5.6 Leitbleche im Diffusorkanal

Die vorherigen Formoptimierungen in Abschnitt 5.4 und Abschnitt 5.5 haben gezeigt, dass durch unvorteilhafte Formgebung des Pitot-Rohres die zusätzlichen Vermischungsverluste im Rotor nur schwierig durch verbesserte Diffusorwirkung kompensiert werden können. Daher soll in diesem Kapitel untersucht werden, ob es durch den Einbau von Leitblechen im Diffusorkanal zu einer verbesserten Strömungsführung in den zwei  $90^\circ$ -Krümmern kommt, wodurch der Pumpenwirkungsgrad verbessert wird. Die Außenkontur bleibt wie beim 1-flügeligen Standard-Design erhalten (Einlassdurchmesser 12,7 mm). Es werden lediglich Leitbleche am Einlass und nach dem zweiten Krümmer eingebaut (siehe Abbildung 5.36). In der Praxis wird der Einsatz von Leitblechen bereits in anderen strömungstechnischen Bereichen erfolgreich durchgeführt wie z. B. bei Windtunneln oder Belüftungssystemen. Es gilt zu zeigen, ob dies auch im Diffusorkanal bei der Pitot-Pumpe sinnvoll ist.

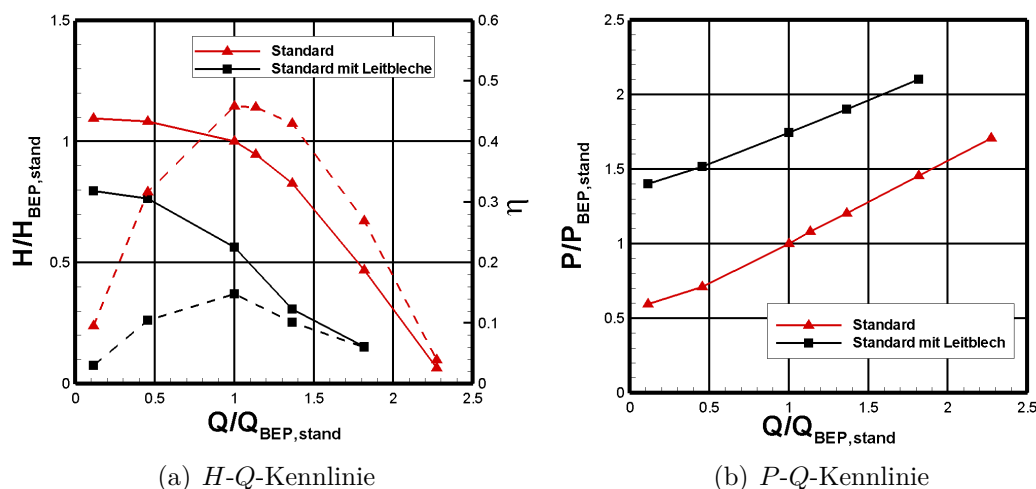
Für beide Konfigurationen (mit und ohne Leitblech) sind Kennlinien berechnet worden. Sie sind in Abbildung 5.37 dargestellt. Über den gesamten Volumenstrombereich schafft es die Leitblech-Konfiguration nicht annähernd die Förderhöhe  $H$  oder den Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  aufzubauen wie das Standard-Pitot-Rohr. Die Förderhöhe liegt über den gesamten Volumenstrombereich zwischen 30 % und 50 % unter den Werten des Standard-Pitot-Rohres und der Pumpenwirkungsgrad schafft es nicht über 15 %, wohingegen die Pumpe mit Standard-Pitot-Rohr Spitzenwerte im BEP von  $\eta = 45,8 \%$  erzielt. Der Betriebspunkt des besten Wirkungsgrades bleibt bei der Leitblech-Konfiguration bei glei-



**Abbildung 5.35:** Kennlinie  $P - Q$  für alle Konfigurationen aus Tabelle 5.10 bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ . Durchgezogene Linie stellt  $P - Q$  Verlauf dar. Alle Werte sind relativ zum BEP des Standard-Rohres (Index: „BEP,stand“).



**Abbildung 5.36:** Installierte Leitbleche in dem Diffusorkanal des Pitot-Rohres (Einlassdurchmesser des Pitot-Rohres: 12,7 mm). Die Wandstärke der Leitbleche ist 1 mm. Die Leitblechkanten sind stumpf.



**Abbildung 5.37:** Vergleich der Kennlinien für eine Pitot-Pumpe mit und ohne Leitbleche (Standard-Pitot-Rohr mit Einlassdurchmesser 12,7 mm).

chem Volumenstrom und verschiebt sich nicht. Es kommt zu einer „Stauchung“ des Kennlinienverlaufs zu kleineren Werten.

Die Leistungsaufnahme  $P$  der Pitot-Pumpe erhöht sich durch die Leitbleche drastisch. Durch die Leitbleche benötigt die Pumpe in jedem Betriebspunkt zwischen 65 % und 80 % mehr Leistung verglichen mit dem Standard-Pitot-Rohr. Damit sorgt die Leitblech-Konfiguration gleich für zweierlei Nachteile:

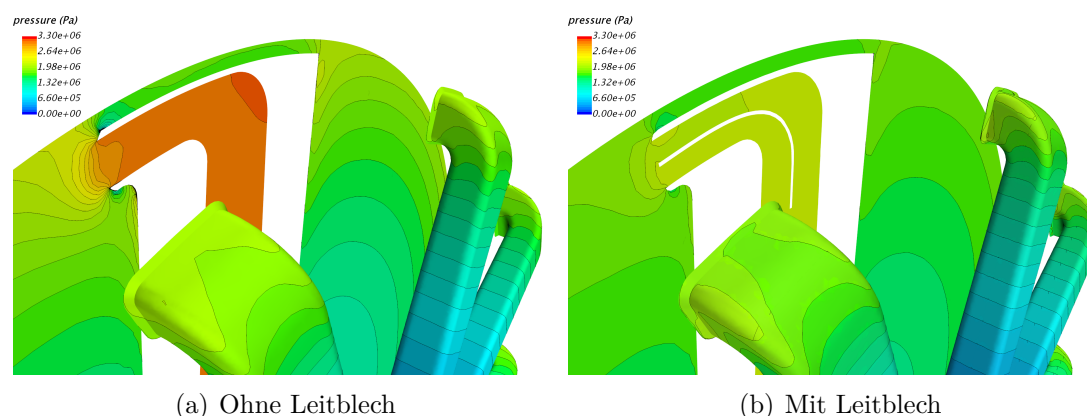
- Reduktion der Förderhöhe;
- Mehrbedarf an Motorleistung.

Um genauer zu verstehen, was die Reduzierung der Förderhöhe verursacht, wird in Abbildung 5.38 der statische Druckaufbau in der Pitot-Pumpe dargestellt. Das Laufrad weist in beiden Konfigurationen nahezu den gleichen Druckverlauf entlang der Schaufelkanalwand auf. Durch die Leitbleche wird der Diffusorkanal nahezu funktionslos gemacht, da im Kanalverlauf keine weiteren Druckänderungen mehr zu verzeichnen sind. Damit ist der Druckanstieg stromab der Laufräder für die Leitschaufelkonfiguration abgeschlossen. Zusätzliche Reibungsverluste entlang der Leitschaufeln kompensieren die eigentliche Funktion des Diffusorkanals kinetische Energie in Druck umzuwandeln. Durch die zusätzlichen Verluste wird mehr Motorleistung benötigt, um die gleiche Drehzahl zu erreichen und das Fluid im Rotor in Drehung zu bringen. Dieses negative Zusammenspiel (i) aus höheren Reibungsverlusten im Diffusor durch die Querschnittsverengung und (ii) den geringeren Druckaufbau im Diffusorkanal verhindert, dass diese Konfiguration so effizient sein kann, wie das Standard-Pitot-Rohr. Von einer Formoptimierung der Leitbleche wird abgesehen, da die Verschlechterungen in den ersten Ergebnissen als zu gravierend betrachtet werden.

## 5.7 Adaption des Pitot-Rohr-Kopfes

Die höchsten Umfangsgeschwindigkeiten befinden sich außen an der Rotorwand - dort wo sich der Pitot-Kopf befindet, um die kinetische Energie des Fluids in statischen Druck

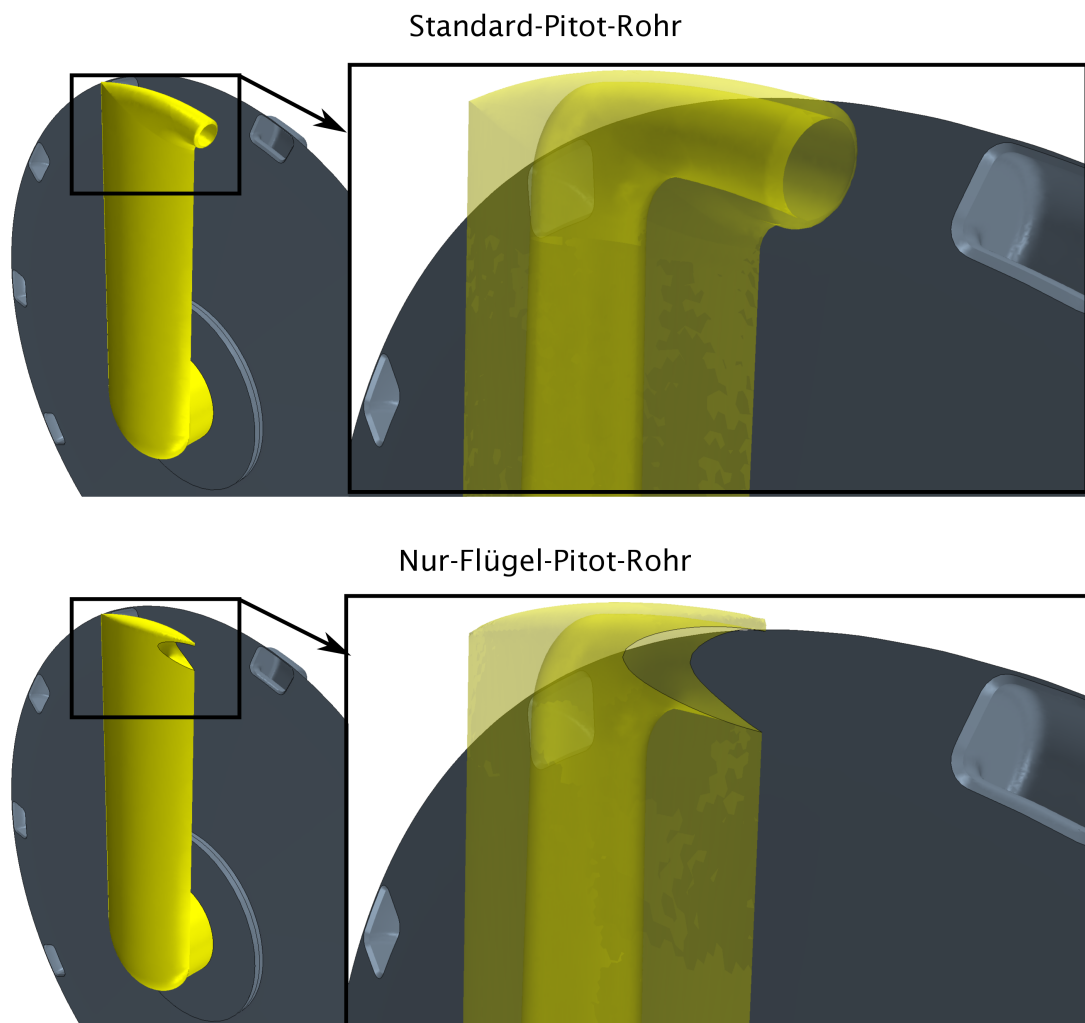




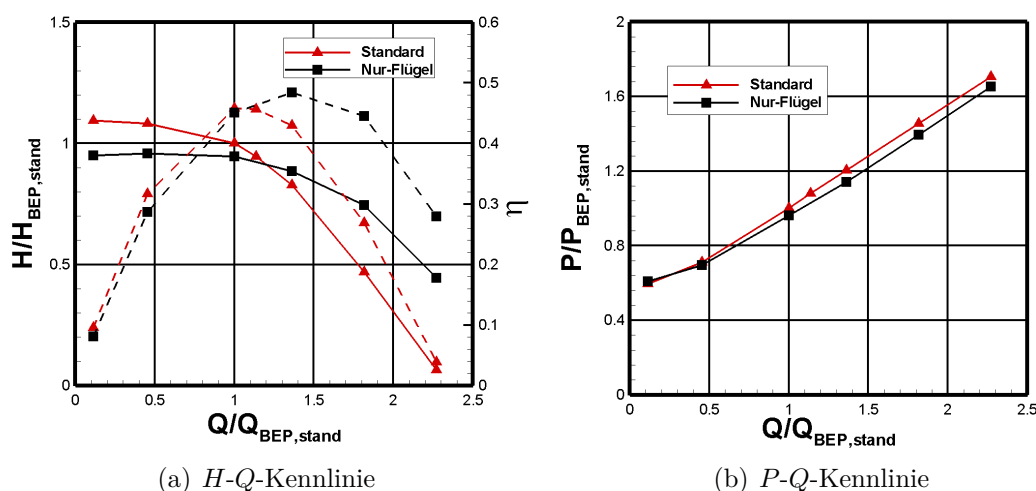
**Abbildung 5.38:** Statischer Druckaufbau (in Pascal) innerhalb der Pitot-Pumpe ( $Q/Q_{BEP,stand} = 0,11$  bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ ) für ein Pitot-Rohr mit und ohne Leitblech.

umzuwandeln. Je größer die Anströmungsgeschwindigkeiten, desto schwerwiegender sind jedoch die Folgen von Fehlanströmungen und Ablöseverlusten. Besonders bei der Außenkontur des Pitot-Kopfes ist daher Vorsicht geboten. Beim Standard-Pitot-Rohr ist der Einlass kreisförmig. Er stellt dadurch viel projizierte Fläche (Druckwiderstand) dem anströmenden Fluid im Rotor entgegen. Es steht in diesem Abschnitt die Überlegung im Mittelpunkt, die Leistungskurve für die Pitot-Pumpe zu verbessern, indem man ein reines Flügel-Design verwendet, wo der Einlass flach in die Profilform eingearbeitet ist. In der Praxis werden bereits solche eingearbeiteten Strömungseinlässe, wie z. B. die NACA-Öffnungen, verwendet (in der Luftfahrt bei Strahltriebwerken oder im Rennsport bei Rennautos). Dies zeigt, dass in Bereichen, wo die effiziente Um- und Einströmung eine wichtige Rolle spielt, die Formgebung des Einlasses sinnvoll entworfen werden muss. Aus dieser Idee entstammt das Nur-Flügel-Designs aus Abbildung 5.39. Die Aufweitung im Diffusorkanal ist identisch mit dem Standard-Pitot-Rohr und auch die sonstige Außenkontur des Pitot-Rohres stimmt bei beiden Konfigurationen überein. Der einzige Unterschied ist das Design des Pitot-Kopfes. Eine genauere Beschreibung der Abmessungen ist in der Technischen Zeichnung im Anhang B zu finden.

Für beide Konfigurationen sind Kennlinien bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$  berechnet worden. Diese sind in Abbildung 5.40 dargestellt. Bei kleinen Volumenströmen kann das Nur-Flügel-Design nicht so große Förderhöhen erzeugen, wie das Standard-Pitot-Rohr. Der Übergang von Rotorströmung zu Diffusorkanal ist unvorteilhaft, da die Druckumwandlung durch die sprungartige Querschnittsverengung beim Standard-Pitot-Rohr besser kanalisiert wird. Das Nur-Flügel-Design erlaubt ein Ausweichen der Strömung durch die fehlende Berandung der Außenkontur. Das Verbessern der Pitot-Rohr-Kopfform im Nur-Flügel-Design erlaubt daher eine (theoretische) stromlinienförmige Umströmung des Pitot-Rohres, aber der Druckaufbau im Standard-Pitot-Rohr „lebt“ besonders bei kleinen Volumenströmen vom Staupunkt-Effekt und arbeitet dadurch effektiver als das Nur-Flügel-Design. Dies wird bestätigt durch die Darstellung der Druckverteilung innerhalb der Pitot-Pumpe bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$  und  $Q/Q_{BEP,stand} = 0,11$  in Abbildung 5.41. Die Druckverteilung im Laufrad ist nahezu unbeeinflusst von der Wahl des Pitot-Rohres (Druck am Austritt der Schaufelkanäle variiert zwischen den Konfigurationen über die gesamte Kennlinie weniger als 1,8 % vom  $H_{BEP,stand}$ ; entspricht 0,5 bar). Die Förderhöhenunterschiede bei Teillast ( $Q/Q_{BEP,stand} = 0,11$ ) von 14,5 % entstehen dadurch hauptsächlich durch die verschlech-



**Abbildung 5.39:** Unterschiede in Pitot-Rohr-Geometrie für (oben) Standard-Konfiguration und (unten) Nur-Flügel-Design. Abmessungen des Diffusorkanals im Pitot-Rohr sind in beiden Fällen identisch.

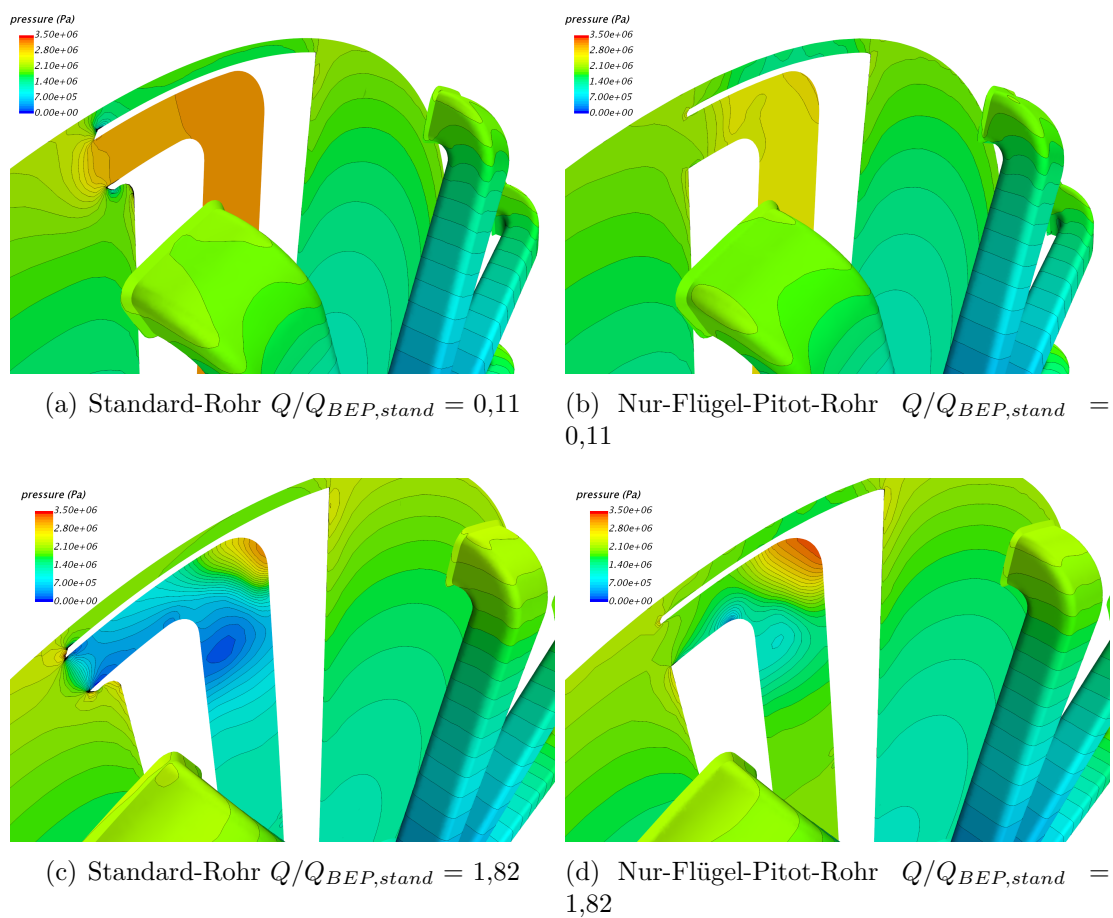


**Abbildung 5.40:** Kennlinien für Pitot-Pumpe mit Standard-Pitot-Rohr und mit Nur-Flügel-Design. Alle Betriebspunkte bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ . Die Werte sind relativ zum BEP des Standard-Pitot-Rohres dargestellt (Index „BEP,stand“).

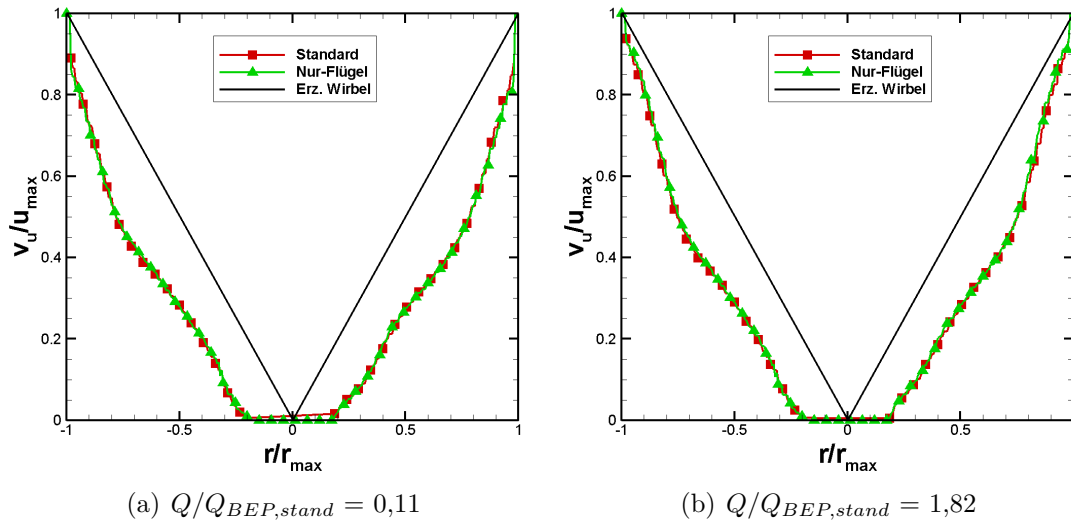
terte Druckumwandlung im Diffusor des Nur-Flügel-Designs verursacht durch den veränderten Pitot-Kopf. Die Leistungsaufnahme bei Teillast ist für beide Konfigurationen ähnlich (siehe Abbildung 5.40). Durch die mangelhafte Druckumsetzung im Diffusorkanal liegt der Leistungsbedarf des Nur-Flügel-Designs sogar 2 % über dem vom Standard-Design.

Mit steigendem Volumenstrom fällt die Förderhöhe in Abbildung 5.40 beim Nur-Flügel-Design schwächer ab als beim Standard-Pitot-Rohr. Dadurch kommt es zum Schnittpunkt der beiden Kurven, so dass ab  $Q/Q_{BEP,stand} > 1,36$  das Nur-Flügel-Design mehr Förderhöhe generiert. Insgesamt verschiebt sich der BEP beim Nur-Flügel-Design zu größeren Volumenströmen hin (neues  $Q/Q_{BEP,stand} \approx 1,36$ ). Ausschlaggebend für die bessere Förderhöhe ist die Strömungsaufnahme am Pitot-Kopf. Dies wird durch die Darstellung der Druckverteilung in der Pitot-Pumpe für Überlast ( $Q/Q_{BEP,stand} = 1,82$ ) in Abbildung 5.41 deutlich. Während beim Standard-Pitot-Rohr die sprungartige Querschnittsverengung am Einlass zu höheren Reibungsverlusten und Druckverlusten führt, kann beim Nur-Flügel-Design bei identischem Volumenstrom ein gleichmäßiger Druckverlauf beobachtet werden. Dieser fällt nicht so stark ab und liefert dadurch 28 % mehr Förderhöhe. Betreibt man die Pitot-Pumpe sogar bei  $Q/Q_{BEP,stand} = 2,27$ , so kann mittels des Nur-Flügel-Designs 38 % mehr Förderhöhe generiert werden. Das neuartige Konzept des Nur-Flügel-Designs ist somit bereits nach einer ersten (nicht-optimierten) Auslegung in der Lage, über einen weiten Bereich der Kennlinie bessere Fördereigenschaften aufzuweisen. In dieser Konfiguration liegt bei  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,0$  jedoch noch eine geringere Förderhöhe vor als beim Standard-Pitot-Rohr. Nichtsdestotrotz ist in diesem Betriebspunkt schon eine Reduktion der Motorleistung um 4 % feststellbar.

Die Kernidee des Nur-Flügel-Designs ist es die Strömungsführung um den Pitot-Rohr-Kopf zu verbessern. Dafür werden die Druck- und Reibungswiderstandskräfte am Pitot-Rohr für  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,0$  berechnet. Die Reibungskraft an der Außenkontur (Integration der Wandschubspannung) sinkt durch die Formänderung beim Nur-Flügel-Design



**Abbildung 5.41:** Druckverteilung in Pitot-Pumpe für  $Q/Q_{BEP,stand} = 0,11$  und für  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,82$  bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$  für beide Pitot-Rohr-Konfigurationen (Standard und Nur-Flügel-Konfiguration).

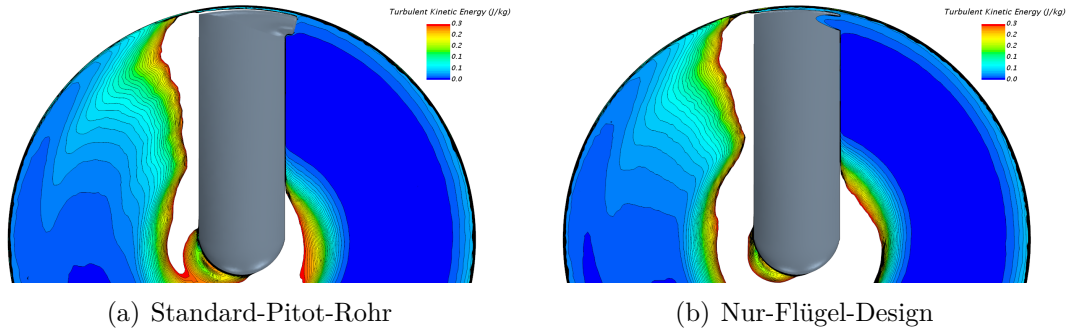


**Abbildung 5.42:** Vergleich der Geschwindigkeitsprofile für die Umfangskomponente  $v_u$  stromab des Pitot-Rohres für zwei Betriebspunkte. Die Messebenen sind identisch mit denen in Abbildung 5.21. Gezeigt werden das Standard-Pitot-Rohr und das Nur-Flügel-Pitot-Rohr bei jeweils  $Q/Q_{BEP,stand} = 0,11$  und  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,82$ . Die Drehzahl ist  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ .

um 2,3 % und der Druckwiderstand (Integration des statischen Druckes) wird um 4,3 % verringert. Das ergibt in Summe eine Widerstandsreduktion in der Rotorströmung von ca. 6,6 %, welche jedoch nicht ausreicht, um einen besseren  $H$ - $Q$ - und  $\eta$ - $Q$ -Verlauf bei diesem Betriebspunkt zu erreichen. Denn: laut den Kennlinien in Abbildung 5.40 erzielt das Standard-Pitot-Rohr bei  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,0$  eine größere Förderhöhe und einen besseren Pumpenwirkungsgrad. Der Diffusor arbeitet hier beim Nur-Flügel-Design noch nicht effektiv genug. Untersuchungen haben gezeigt, dass die Verringerung der Widerstandskräfte durch die Formänderung auch bei Teil- und Überlast auftritt. Die Grundidee zur Strömungsverbesserung ist somit erfolgreich, was sich auch an dem geringeren Leistungsverbrauch widerspiegelt. Jedoch hat die Funktionsfähigkeit des Diffusors einen starken Einfluss auf das Förderverhalten.

In Abbildung 5.42 wird das Geschwindigkeitsprofil der Umfangskomponente  $v_u$  dargestellt (Messebene startet  $90^\circ$  stromab des Pitot-Rohres). Es wird sowohl Teillast ( $Q/Q_{BEP,stand} = 0,11$ ) als auch Überlast ( $Q/Q_{BEP,stand} = 1,82$ ) betrachtet. In beiden Fällen sind die Geschwindigkeitsverteilungen nahezu identisch. Dies zeigt, dass die strömungsmechanische Verbesserung durch das Nur-Flügel-Design (am Pitot-Kopf) bereits  $90^\circ$  stromab des Pitot-Rohres nicht mehr eindeutig messbar ist. Dieses Erkenntnis ist unabhängig vom Betriebspunkt (Überlast oder Teillast).

Vermischungsverluste stromab des Pitot-Rohres spielen eine wichtige Rolle bei der noch folgenden Adaption der Pitot-Pumpe zur Öl-Wasser-Trennung. Um den Effekt der Formänderung auf die Rotorströmung zu analysieren, werden Konturdiagramme für die turbulente kinetische Energie  $k$  verglichen. Diese sind in Abbildung 5.43 dargestellt. Als Betriebspunkt wird Überlast ( $Q/Q_{BEP,stand} = 1,82$ ) gewählt, da nach den Kennlinienverläufen das Nur-Flügel-Design hier sowohl mehr Förderhöhe generiert als auch eine geringere Leistungsaufnahme durch die Widerstandsreduktion benötigt. Aus dem direk-



**Abbildung 5.43:** Vergleich der turbulenten kinetischen Energie  $k$  in der gleichen Schnittebene durch das Pitot-Rohr. Untersucht wird beim Betriebspunkt von  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,82$  bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ .

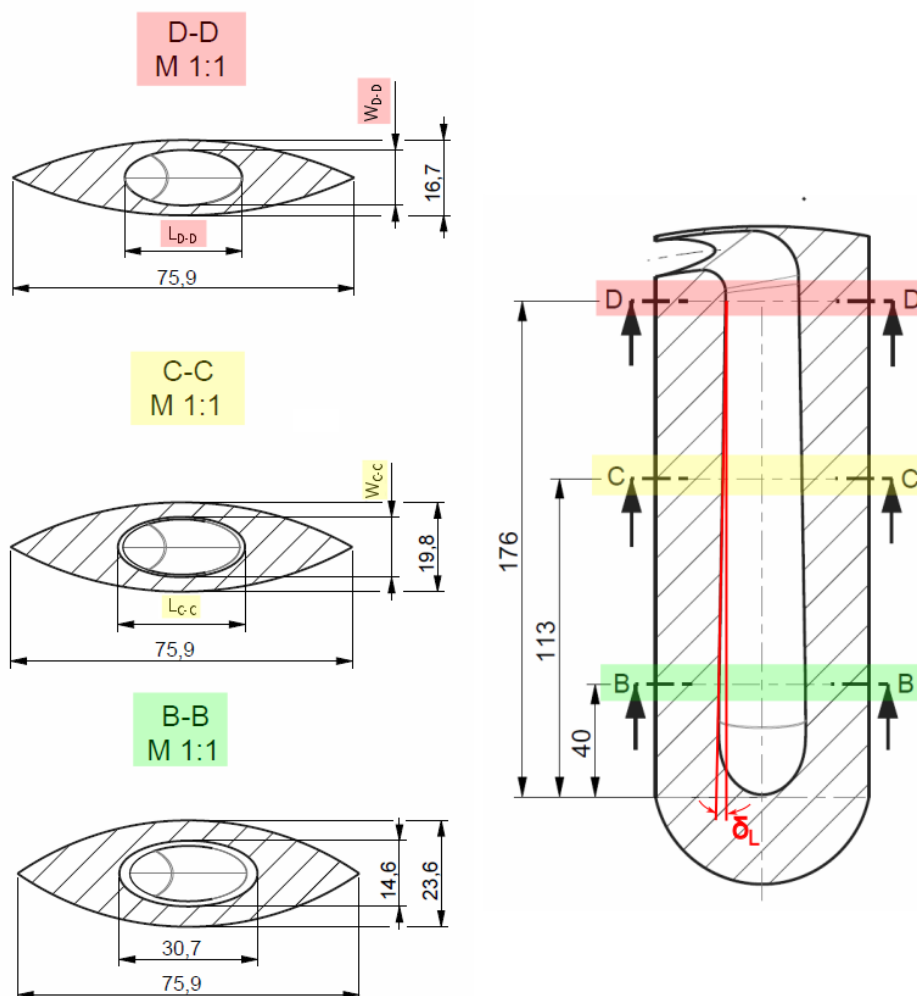
ten Vergleich der Konturdiagramme ist nicht erkennbar, dass die Formänderung die Mischungsverluste im Nachlauf deutlich reduziert. Bei beiden Konfigurationen entstehen im ersten Viertel stromab des Pitot-Rohres die größten Vermischungsverluste. Die aufgewirbelte Strömung gelangt nach einer Umdrehung am Pitot-Rohr wieder abgedämpft an, was den pulsationsarmen Pumpenbetrieb bestätigt. Die strömungsmechanischen Verbesserungen des Pitot-Rohr-Kopfes sind daher deutlich weniger ausschlaggebend als die Verbesserung der Diffusoreigenschaften. Da die Konzeptidee des Nur-Flügel-Designs bei Überlast aber bereits im ersten Versuch vielversprechende Ergebnisse geliefert hat, soll im folgenden Abschnitt weiter darauf eingegangen werden. Für die Öl-Wasser-Trennung in Kapitel 6 reicht das Standard-Pitot-Rohr als Ausgangsgeometrie aus.

## 5.8 Querschnittsaufweitung des Diffusorkanals

Die Ergebnisse aus Abschnitt 5.7 haben gezeigt, dass die Grundidee des Nur-Flügel-Designs über einen weiten Bereich ein verbessertes Kennlinienverhalten liefert. Bisher ist nur der Pitot-Kopf angepasst worden. Der Diffusor basiert in seinen Querschnittsabmaßen auf den Werten eines Standard-Pitot-Rohres. Ob diese wirklich für das Nur-Flügel-Design optimal sind, soll hier untersucht werden.

### 5.8.1 Außenkontur vom Nur-Flügel-Design

Die Veränderung des Diffusorkanals beim Nur-Flügel-Design erfolgt über ein parametrisiertes CAD-Modell. Die Definition der Querschnitte werden in Abbildung 5.44 für das Nur-Flügel-Design dargestellt. Der Kanal ist in die drei Querschnitte „B-B“, „C-C“ und „D-D“ unterteilt. Der radiale Abstand von der Achse (40 mm, 113 mm, 176 mm) entspricht den Abständen der Kanalquerschnitte des Standard-Pitot-Rohres. In allen drei Querschnitten sind jeweils die Breite  $W$  und die Länge  $L$  variierbar. Um ein Gefühl für den Einfluss der Kanaländerung auf den Pitot-Pumpen-Betrieb zu erhalten, wird lediglich die Querschnittsbreite und -länge im Schnitt D-D verändert ( $L_{D-D}$  und  $W_{D-D}$ ). Es werden somit 2 Parameter untersucht, deren Parameterbereich in Tabelle 5.13 aufgelistet ist. Die Werte im untersten Schnitt B-B bleiben konstant und bleiben vom Betrag wie beim Standard-Pitot-Rohr. Breite und Länge des Querschnitts C-C ( $L_{C-C}$  und  $W_{C-C}$ )



**Abbildung 5.44:** Parameterdefinition für Formänderung des Diffusorkanals im Pitot-Rohr mit Nur-Flügel-Design in den entsprechenden Schnitten B-B, C-C und D-D. In der DOE bleibt der Querschnitt in B-B konstant. Nur die beiden Querschnitte im Schnitt D-D werden verändert. Über eine lineare Interpolation wird der Querschnitt in C-C angepasst. Der Diffusoröffnungswinkel  $\delta_L$  für Länge  $L$  ist eingezeichnet. Der Winkel  $\delta_W$  ist nicht in der Zeichnung sichtbar.

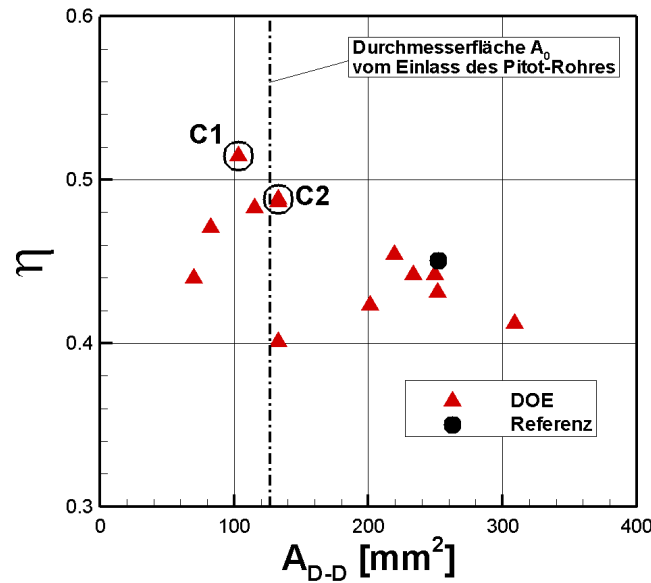
werden durch lineare Interpolation ermittelt. Der Diffusor beim Standard-Pitot-Rohr hat zwischen den Querschnitte B-B und D-D einen Diffusoröffnungswinkel  $\delta$  von  $\delta_L = 1,94^\circ$  und  $\delta_W = 0,97^\circ$ .

Eine DOE wird für 13 Konfigurationen mit unterschiedlichen Querschnitten erstellt (Initialisierung: Latin Hypercube Sampling). Als Betriebspunkt wird  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,0$  für  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$  gewählt. Die Ergebnisse für den Pumpenwirkungsgrad  $\eta$  sind für alle Konfigurationen in Abbildung 5.45 dargestellt. Der Wirkungsgrad wird über die Querschnittsfläche  $A_{D-D}$  des Schnittes D-D aufgetragen<sup>5</sup>. Als gestrichelte, vertikale Linie ist die Eintrittsfläche des Pitot-Rohres-Kopfes eingezeichnet ( $A_0 = 126,7 \text{ mm}^2$ ). Es zeigt sich, dass die beiden besten Konfigurationen C1 und C2 im Schnitt D-D Querschnittsflächen

<sup>5</sup>Es sind keine 13 sondern nur 12 Konfigurationen sichtbar, da eine Konfiguration mit C2 nahezu übereinander liegt

Parameter	Min	Max	Standard
$L_{D-D}$	8 mm	30,7 mm	26,1 mm
$W_{D-D}$	8 mm	14,6 mm	12,3 mm

**Tabelle 5.12:** Parameterbereich für DOE des Diffusorkanals beim Nur-Flügel-Design. Die Position der Kanallänge  $L_{D-D}$  und der Kanalbreite  $W_{D-D}$  ist in Abbildung 5.44 zu finden. Zum Vergleich werden die entsprechenden Werte für den Schnitt D-D vom Standard-Pitot-Rohr mit angegeben.



**Abbildung 5.45:** Ergebnisse aus DOE für Nur-Flügel-Design mit veränderlichem Querschnitt bei  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,0$  und  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ . Zusammenhang zwischen Pumpenwirkungsgrad und Querschnittsfläche des Diffusorschnitts  $A_{D-D}$ . Die Eintrittsfläche am Einlass des Pitot-Rohres beträgt  $A_0 = 126,7 \text{ mm}^2$ .

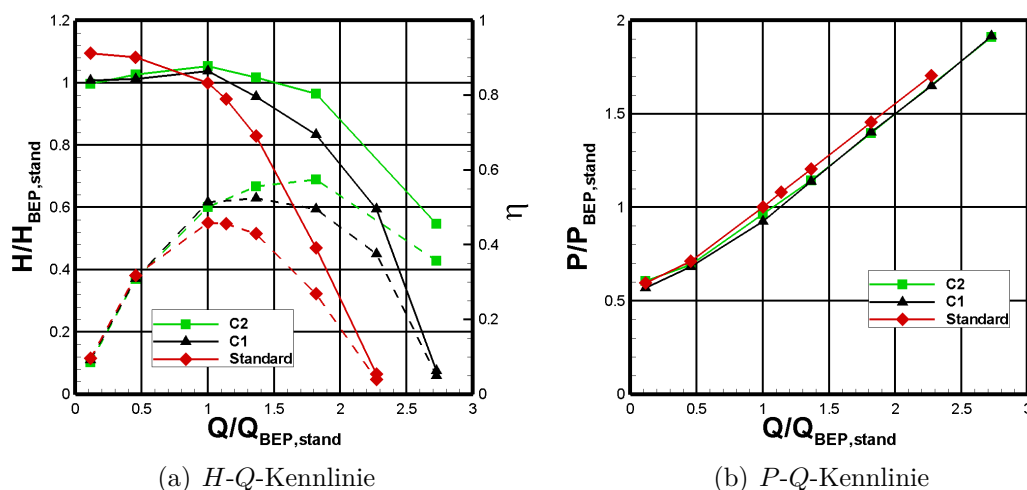
besitzen, die dicht an der Eintrittsfläche  $A_0$  des Pitot-Rohres liegen. Dies ist bemerkenswert, da die Querschnittsfläche im Schnitt D-D beim Standard-Pitot-Rohr bei  $A_{D-D} = 252,1 \text{ mm}^2$  nahezu doppelt so groß ist. Das Nur-Flügel-Design mit den Querschnittswerten im Diffusor vom Standard-Pitot-Rohr ist eingezeichnet als schwarzer Punkt (Name: „Referenz“). Bei C2 kommt es zu einer leichten Kanalaufweitung stromab des Pitot-Rohr-Einlasses. Dies entspricht der Erwartung für einen funktionierenden Diffusor. Bei C1 nimmt die Querschnittsfläche  $A_{D-D}$  relativ zum Pitot-Rohr-Einlass  $A_0$  sogar ab. Das Pitot-Rohr arbeitet also bis hierhin noch nicht wie ein Diffusor. Nichtsdestotrotz: am Ende von Schnitt B-B haben alle Konfigurationen die gleiche Querschnittsfläche wie beim Standard-Pitot-Rohr. Global betrachtet arbeitet also jedes Pitot-Rohr als Diffusor mit gleichem Aufweitungsverhältnis von  $A_0$  bis  $A_{B-B}$ . Die resultierenden Diffusorkanalparameter für die beiden Testfälle C1 und C2 sind in Tabelle 5.13 aufgelistet.

Da die DOE nur einen Betriebspunkt ( $Q/Q_{BEP,stand} = 1,0$  für  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ ) analysiert, soll außerdem der Kennlinienverlauf für die beiden besten Konfigurationen C1 und C2 berechnet werden. Die Kennlinien sind zusammen mit der vom Standard-Pitot-Rohr in Abbildung 5.46 dargestellt. Beide Konfigurationen aus der DOE erzielen bei  $Q/Q_{BEP,stand}$



Testfall	$A_{D-D}$ [mm <sup>2</sup> ]	$W_{D-D}$ [mm]	$L_{D-D}$ [mm]	$\delta_L$ [°]	$\delta_W$ [°]	$\eta$ [-]
C1	103,0	9,4	14,0	7,00	2,19	0,514
C2	132,6	13,2	12,8	7,50	0,59	0,488

**Tabelle 5.13:** Parameter für ausgewählte Diffusorkanäle C1 und C2 aus Abbildung 5.45, sowie resultierende Diffusoröffnungswinkel  $\delta$ .



**Abbildung 5.46:** Kennlinien für ausgewählte Diffusorkanäle im Nur-Flügel-Design. Beide Kennlinien weisen bei kleinen Volumenströmen Instabilität auf.

= 1,0 größere Förderhöhe und Wirkungsgrad und verbrauchen dabei eine geringere Motorleistung. Dieses überlegene Betriebsverhalten behalten sie auch im kompletten Überlastbereich bei. Der BEP verschiebt sich in beiden Fällen zu höheren Durchflüssen (C1:  $Q/Q_{BEP,stand} \approx 1,36$ ; C2:  $Q/Q_{BEP,stand} \approx 1,82$ ). Im Teillast ist es umgekehrt: hier leistet das Standard-Pitot-Rohr bis zu 8,9 % mehr Förderhöhe und erzielt bessere Wirkungsgrade  $\eta$ . Die Unterschiede im Pumpenwirkungsgrad liegen in Teillast kleiner 1 % relativ zu den Nur-Flügel-Designs.

Auch wenn die Kennlinien für beide Nur-Flügel-Konfigurationen (C1 und C2) in Abbildung 5.46 bei  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,0$  und bei Überlast verbesserte Kennlinienwerte aufweisen, so ist das Ergebnis mit Vorsicht zu genießen. Der Kennlinienbereich weist durch die positive Kennliniensteigung in Teillast für C1 und C2 instabiles Verhalten auf. Dies ist unabhängig, ob  $A_{D-D}$  kleiner als  $A_0$  ist (Konfiguration C1) oder größer (Konfiguration C2). Beide Varianten sind im Teillast instabil. Beim Nur-Flügel-Design kann daher nicht beliebig der Querschnitt in  $A_{D-D}$  verkleinert werden. Verwendet man die Querschnittswerte aus dem Standard-Pitot-Rohr (siehe Abbildung 5.40) so ist die Kennlinie gerade noch stabil. Es lässt sich jedoch auch hier schon Richtung Nullförderhöhe ein leichter Abfall bemerken. Dieser ist aber bei weitem nicht so ausgeprägt wie in den Kennlinien der beiden angepassten Nur-Flügel-Konfigurationen in Abbildung 5.46.

### 5.8.2 Außenkontur vom Standard-Pitot-Rohr

Die Verwendung des Nur-Flügel-Designs hat gezeigt, dass eine Verbesserung der Kennlinienwerte für  $Q/Q_{BEP,stand} > 1,0$  möglich ist, wenn die Querschnittsfläche  $A_{D-D}$  verkleinert wird. Der Diffusoröffnungswinkel wird dadurch auf bis zu  $7,5^\circ$  vergrößert. Der Nachteil: im Teillastbereich ergeben sich beim Nur-Flügel-Design instabile Betriebszustände. Um dies zu umgehen, wird der optimierte Diffusorkanal in einem Standard-Pitot-Rohr verwendet. Es soll geklärt werden, ob die neue Konfiguration in diesem Fall auch bei Teillast besser als das herkömmliche Standard-Pitot-Rohr ist. Die Querschnittswerte für  $A_{D-D}$  werden aus Tabelle 5.13 für den Testfall C2<sup>6</sup> genommen und für ein entsprechendes CAD-Modell genutzt, was die Außenkontur eines Standard-Pitot-Rohres besitzt. Da die Querschnittsebenen B-B, C-C und D-D die gleichen Positionen von der Achse besitzen wie das Standard-Pitot-Rohr, kann die Parametrisierung aus Abbildung 5.44 direkt vom Nur-Flügel auf diesen Fall angewendet werden. Die neue Geometrie besitzt den Standard-Pitot-Kopf.

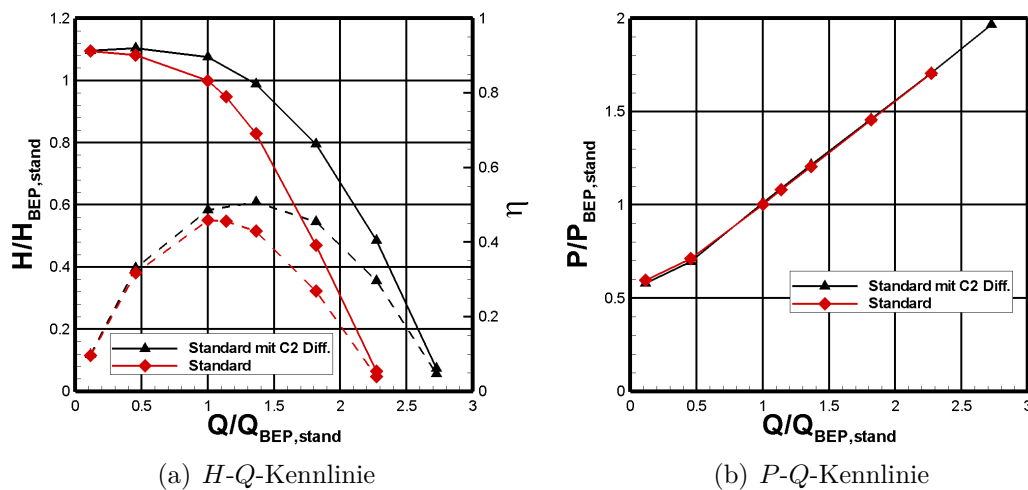
In Abbildung 5.47 ist ein direkter Vergleich der beiden Pitot-Rohre zu sehen. Während bei Nullförderhöhe noch fast identische Förderhöhen erzielt werden, so zeigt die Konfiguration mit optimierten Diffusor über den gesamten weiteren Kennlinienbereich bessere Betriebswerte als das herkömmliche Standard-Pitot-Rohr. Bei  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,0$  liefert die Konfiguration mit C2-Diffusor schon  $7,5\%$  mehr Förderhöhe. Bei  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,36$  sind es schon knapp  $16\%$  mehr Förderhöhe. Der Betriebspunkt besten Wirkungsgrades verschiebt sich zu  $Q/Q_{BEP,stand} \approx 1,36$ . Statt bisher  $\eta = 45,8\%$  sind mit dem optimierten Diffusor bis zu  $\eta = 50,8\%$  möglich. Die benötigte Motorleistung bleibt dabei nahezu konstant. Die größte Abweichung liegt bei Nullförderhöhe, wo das unveränderte Pitot-Rohr  $3\%$  mehr Leistung benötigt. Ab  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,0$  liegt der Unterschied kleiner  $1\%$ . Die Verbesserung in Förderhöhe und Wirkungsgrad sind also bei nahezu gleichbleibendem Leistungsverbrauch erzielt worden.

In Abbildung 5.48 ist für  $Q/Q_{BEP,stand} = 1,0$  bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$  die statische Druckverteilung im Rotor dargestellt. Gezeigt wird sowohl der Druckverlauf beim optimierten als auch beim Standard-Diffusorkanal. Während das Strömungsfeld im Rotor unbeeinflusst bleibt, kommt der zusätzliche Druckanstieg durch den stärker verengten Diffusorkanal im Schnitt D-D des Pitot-Rohres zustande. Eine weitere Verbesserung des Betriebsverhaltens ist zu erwarten, wenn mehr Konfigurationen in einer größeren DOE betrachtet werden. Außerdem kann auch eine Querschnittsveränderung im Schnitt C-C in Betracht gezogen werden. Die Werte basieren bisher immer noch auf den Werten des Standard-Pitot-Rohres.

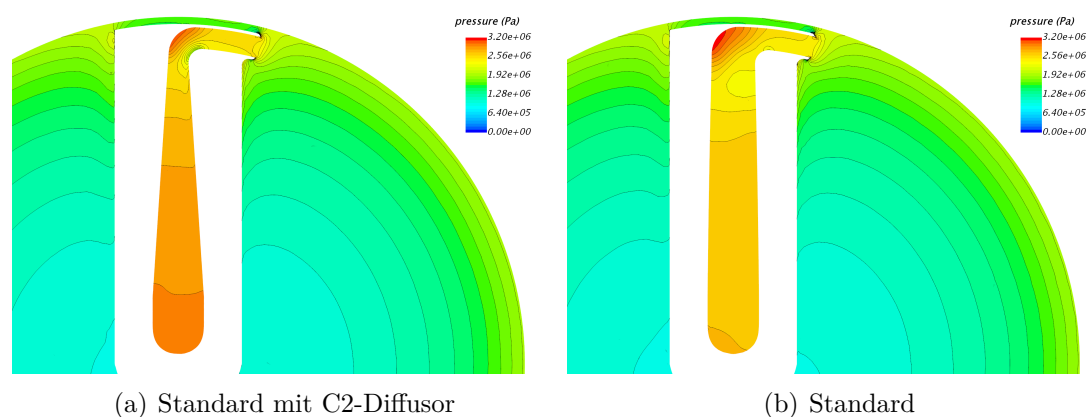
## 5.9 Fazit

Der Einfluss auf das Leistungsvermögen der Pitot-Pumpe durch Formänderungen des Pitot-Rohres wird in diesem Kapitel durch verschiedene Vorgehensweisen analysiert. Es zeigt sich, dass zur Steigerung des Pumpenwirkungsgrades nicht nur die Diffusorleistung betrachtet werden darf. Formänderungen am Diffusor haben starken Einfluss auf das Strömungsfeld im Rotor und können hier schnell zu starken Vermischungsverlusten im Rotor führen. Diese Verluste übersteigen häufig die Verbesserung des Diffusors, wodurch

<sup>6</sup>C1 hat zwar bei der DOE einen besseren Pumpenwirkungsgrad im BEP erzielt. Über die ganze Kennlinie erzielt C2 jedoch größere Wirkungsgrade.



**Abbildung 5.47:** Kennlinien für Standard-Pitot-Rohr mit verändertem Querschnitt von Konfiguration C2 bei  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ .



**Abbildung 5.48:** Druckverteilung im Rotor von Pitot-Pumpe für zwei Pitot-Rohr-Konfigurationen. Die Außenkontur des Pitot-Rohres bleibt unverändert. Zwei Querschnittsaufweitungen werden in Schnitt D-D untersucht: in a) der Querschnitt von der C2-Konfiguration und in b) der Querschnitt, wie er bei allen industriellen Pitot-Rohren verwendet wird (hier: Standard). Der Betriebspunkt ist bei beiden Fällen gleich ( $Q/Q_{BEP,stand} = 1,0$  für  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$ ).

es insgesamt zu einer Verschlechterung (relativ zum Standard-Pitot-Rohr) kommt. Eine vollständige Optimierung, wo Außenkontur und Diffusorkanal unabhängig voneinander variiert werden können, könnte zu neuen, optimalen Konfigurationen führen. Diese Vorgehensweise bedeutet jedoch sehr großen Rechenaufwand. Die sehr guten Leistungseigenschaften des Standard-Pitot-Rohres sind jedoch nicht verwunderlich, schließlich stecken Jahrzehnte Erfahrung hinter dem Design. Die Auslegung erfolgte zur damaligen Zeit zwar noch ohne numerische Simulationen, jedoch zeigen die Ergebnisse in dieser Arbeit, dass das damalige fluidtechnische Konstruktionsverständnis sich nicht zu verstecken braucht.

Des Weiteren kann in diesem Kapitel gezeigt werden, dass z. B. Leitbleche im Diffusorkanal, zu keiner Verbesserung führen. Durch die Veränderung des Pitot-Kopfes zu einem Nur-Flügel-Design lassen sich erste Erfolge in Bezug auf die Reduktion der Widerstandsverluste erzielen. Probleme, wie instabiles Betriebsverhalten, sind jedoch zu beachten. Ein verbessertes, stabiles Betriebsverhalten über die ganze Kennlinie ergibt sich durch die Veränderung der Diffusorquerschnitte für die Außenkontur des Standard-Pitot-Rohres. Im BEP sind dadurch 7,5 % mehr Förderhöhe möglich. Da die Leistungsaufnahme für das optimierte Design nahezu unverändert bleibt, nimmt der Pumpenwirkungsgrad auf bis zu  $\eta = 50,8 \%$  zu (vorher maximal  $\eta = 45,8 \%$  möglich).

Im folgenden Kapitel wird auf die zweite Aufgabe in dieser Arbeit eingegangen: die Adaption der Pitot-Pumpe zur Trennung von Öl-Wasser-Mischungen.

# Kapitel 6

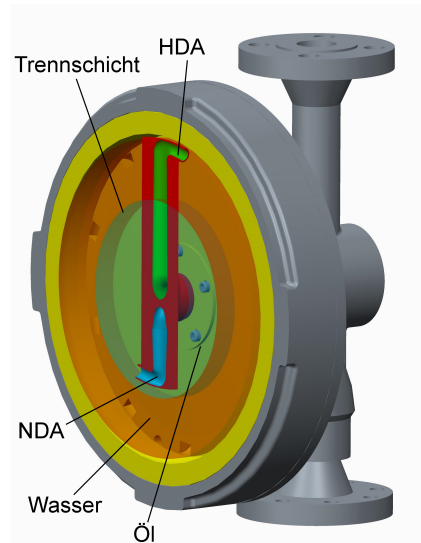
## Entwurf einer Trennpumpe

### 6.1 Vorgeschichte

Die Grundidee zur Trennpumpe entstand Ende 2011 durch ein vom Bund gefördertes Forschungs- und Entwicklungsprojekt des Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (kurz: BMWi). Im Konkreten handelt es sich um ein ZIM-Projekt (Zentrales Innovationsprogramm Mittelstand; Förderkennzeichen: KF2473102VT1) mit dem Unternehmen Zeilfelder Pumpen. Die kontinuierliche Trennförderung basiert auf dem Arbeitsprinzip einer Pitot-Pumpe, in der sich nach dem Laufrad ein rotierendes Gehäuse befindet. Hier erfährt das Fluidgemisch unterschiedlicher Dichte Zentrifugalkräfte und wird dadurch getrennt. Nach einer bestimmten Verweilzeit im Rotor stellt sich eine Trennschicht ein: das Fluid mit der höheren Dichte ist weiter außen und das Fluid mit der kleineren Dichte nahe bei der Achse. Dies ist exemplarisch in Abbildung 6.1 dargestellt. Mittels mehrerer Pitot-Rohre auf unterschiedlicher radialer Position können die getrennten Fluide separat abgeführt werden. Da die Pitot-Pumpe weiterhin mit einem Laufrad arbeitet, kann das getrennte Fluid am Hochdruckauslass (HDA) auch in entfernte Behälter und Becken transportiert werden, wo z. B. zusätzliche hoch-effiziente Zentrifugen den Trennprozess bei Bedarf fortführen.

Das Alleinstellungsmerkmal besteht in der gleichzeitigen Förderung und Trennung von Stoffgemischen. Dies ist aktuell am Markt nur durch Reihenschaltung von Trenn- sowie Förderorgan möglich. Eine funktionsfähige Trennpumpe würde deutlich weniger Bauvolumen benötigen, wodurch für den kommerziellen Einsatz neue Marktbereiche in Frage kommen. Dies kann z. B. die Installation der Trennpumpe in Seenotrettungskreuzern sein, die bei Ölverschmutzungen zeitnah vor Ort sein können. Sie sind jedoch in Stauraum und Ladegewicht begrenzt.

Im Rahmen des Projektes mit Zeilfelder Pumpen wurde eine Pitot-Pumpe mit adaptiertem Pitot-Rohr im Industriemaßstab gebaut (Rotordurchmesser: 400 mm). Sie ist am Prüfstand in Abbildung 6.2 dargestellt. Zu diesem Zeitpunkt erfolgte die Reinheitsgradbestimmung noch über Abfüllen und Auswiegen des Gemisches, um letztendlich die Dichte am Einlass und Auslass zu erhalten. Trotz der fehleranfälligen Messauswertung konnte ein erster positiver Trend ermittelt werden, der die Vermutung nahe legte, dass das Konzept der adaptierten Pitot-Pumpe als Trennpumpe funktioniert. Inwieweit das Laufrad und die Umströmung des Pitot-Rohres im Rotor den Reinheitsgrad reduziert, war nicht eindeutig bestimmbar. Es konnte jedoch festgestellt werden, dass ab Drehzahlen von  $1000 \text{ min}^{-1}$



**Abbildung 6.1:** Konzeptidee zu Beginn des Forschungsprojektes für die gleichzeitige Flüssig-Flüssig-Trennung und Fluidförderung durch Adaption einer industriellen Pitot-Pumpe. Durch die Zentrifugalkräfte im Rotor wird das Gemisch getrennt. Das Fluid mit der geringeren Dichte (hier blau) befindet sich an der Achse und das Fluid mit der größeren Dichte (orange) nahe dem Rotorgehäuse. In der Mitte bildet sich idealerweise eine Trennschicht. Über separate Ausgänge wird das getrennte Fluid nach außen gefördert. HDA = Hochdruckauslass; NDA = Niederdruckauslass

keine effektive Trennung mehr möglich war, da das Gemisch in der Trennpumpe zu einer „cremigen“ Emulsion zerschlagen wurde. Um dieses Phänomen zu vermeiden wurde beschlossen, das Betriebsverhalten und die Trenneigenschaften der Pumpe in mehreren kleinen Schritten zu analysieren.

## 6.2 Betriebsparameter der Trennpumpe

Die Steuerung der Trennförderung kann für ein konstantes Gemisch (Öl-Volumenanteil  $\alpha_d = \text{konst.}$ ) durch folgende Parameter beeinflusst werden:

- Drehzahl  $n$  der Pumpe
- Massenstrom am Einlass  $\dot{m}_{Ein}$
- Flow-Split  $FS$

Der sogenannte „Flow-Split“  $FS$  ist ein Parameter, der nicht aus der klassischen Pumpentheorie kommt. Er beschreibt das Verhältnis der Durchflüsse am NDA ( $\dot{m}_{NDA}$ ) und dem Gesamtdurchfluss am Einlass ( $\dot{m}_{Ein}$ ).

$$FS = \frac{\dot{m}_{NDA}}{\dot{m}_{Ein}} \quad (6.1)$$

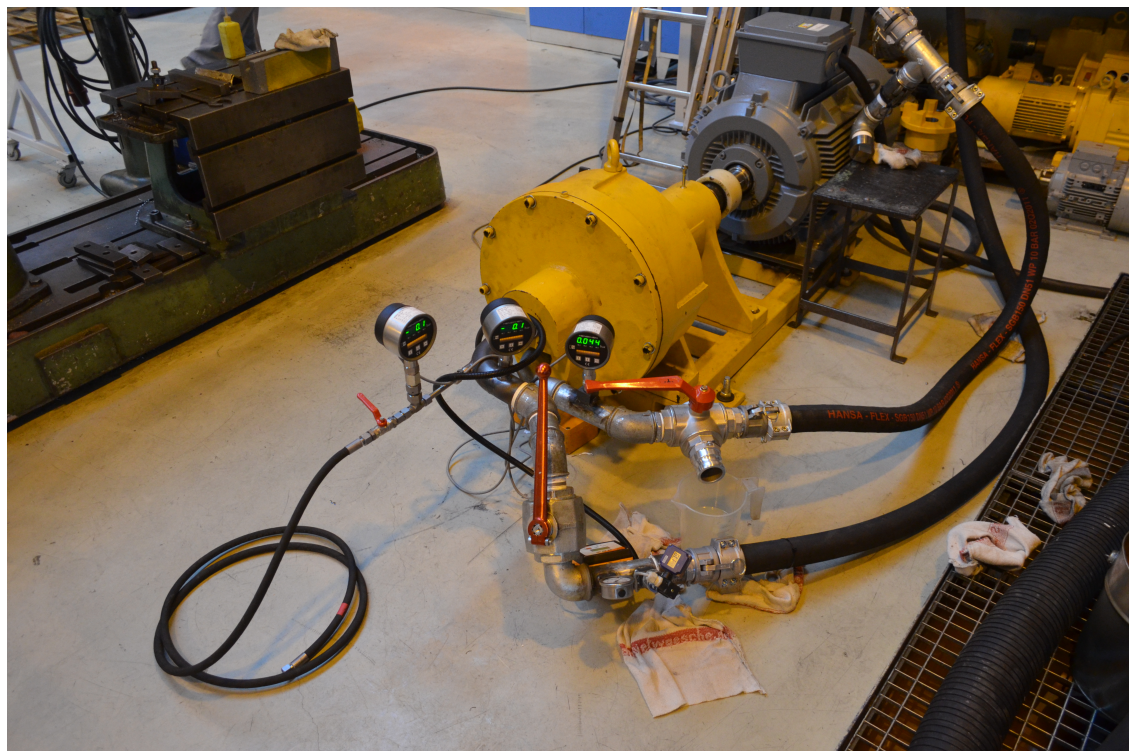
Für die Trennpumpe bedeutet das: je größer der Wert des Flow-Splits, desto kleiner ist die Flussrate der zu trennenden Phase, die am HDA abgenommen wird (Fluid mit größerer Dichte). Dies hat Einfluss auf die Verweilzeit des Gemisches im Rotor.



(a) Adaption des Pitot-Rohres zur Trennung mit 2 separaten Ausgängen



(b) Position des adaptierten Pitot-Rohres im Rotor



(c) Aufgebauter Industriepfstand mit Trennpumpe und Motor

**Abbildung 6.2:** Umsetzung der Konzeptidee im Industriemaßstab anhand einer modifizierten Pitot-Pumpe bei der Firma Zeilfelder Pumpen.

## 6.3 Zielfunktionen der Trennpumpe

Das Ziel ist es, an der Trennpumpe für unterschiedliche Mischungsverhältnisse und Stoffe einen optimalen Betriebspunkt vorhersagen zu können, bei dem gleichzeitig am Hochdruckauslass (HDA) effizient gefördert und getrennt werden kann. Interessiert ist man dabei an den folgenden zwei Zielgrößen:

- Trennungsgrad  $\eta_T$ ;
- Förderhöhe  $H_{HDA}$ .

Diese sollen im Folgenden kurz näher erläutert werden. Für die Stoffwerte werden in den CFD-Simulationen Mischungswerte genommen, basierend auf den Volumenanteil  $\alpha_d$  der dispersen Phase. Es folgt somit für die mittlere Dichte  $\rho_m$

$$\rho_m = \alpha_d \rho_d + (1 - \alpha_d) \rho_c \quad (6.2)$$

und die mittlere dynamische Viskosität  $\mu_m$

$$\mu_m = \alpha_d \mu_d + (1 - \alpha_d) \mu_c. \quad (6.3)$$

### 6.3.1 Trennungsgrad $\eta_T$

Der Trennungsgrad  $\eta_T$  beschreibt die Erhöhung des Wasseranteils am Hochdruckauslass in Bezug auf das Gemisch am Einlass. Für  $\eta_T = 1$  ist kein Öl mehr am HDA vorhanden und es liegt reines Wasser vor. Für  $\eta_T = 0$  liegt am HDA die gleiche Öl-Konzentration vor wie am Einlass. Es hat keine Trennung stattgefunden. In den Simulationen wird  $\eta_T$  über den Volumenanteil  $\alpha_d$  der dispersen Phase (hier Öl) ermittelt.

$$\eta_T = 1 - \frac{\alpha_{d,HDA}}{\alpha_{d,Ein}} \quad (6.4)$$

### 6.3.2 Förderhöhe $H_{HDA}$

Das gereinigte Fluid am HDA soll nicht nur möglichst sauber sein, sondern auch in entfernte Becken transportiert werden können. Dafür bedarf es einer Förderhöhe  $H_{HDA}$ .

$$H_{HDA} = \frac{p_{HDA} - p_{Ein}}{\rho_{m,HDA} \cdot g} + \frac{v_{HDA}^2 - v_{Ein}^2}{2g} \quad (6.5)$$

Der Einfluss geodätischer Höhenunterschiede zwischen dem Ein- und Auslass wird als vernachlässigbar betrachtet.

Die Förderhöhe am NDA ist nahezu Null, da hier noch kein Druck durch Zentrifugalkräfte aufgebaut wird. Stattdessen überwiegt die Abnahme des Drucks zwischen Einlass und NDA durch Reibung (quadratisch mit Durchfluss). Der Austritt am NDA erfolgt deshalb nahezu druckfrei.



## 6.4 Weiterentwicklung der Trennpumpe

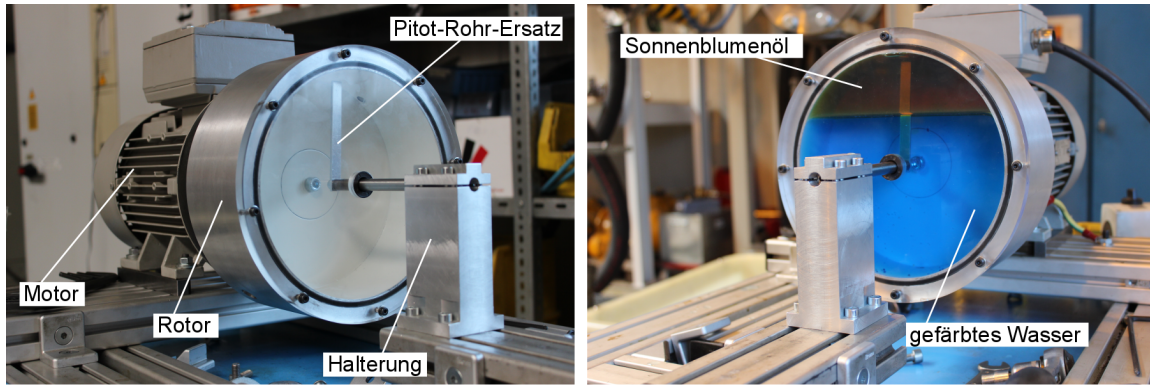
Um den Einfluss von Betriebsparametern und einzelnen Komponenten der Pitot-Pumpe auf den Trennungsgrad zu untersuchen, wird ein Prüfstand an der OvGU im kleinskalierten Maßstab aufgebaut (Rotordurchmesser: 190 mm). Die auf das Gemisch wirkenden Scherkräfte haben einen großen Einfluss auf den mittleren Tropfendurchmesser und beeinflussen somit auch den Trennungsgrad. Im ersten Schritt soll nur der Einfluss des Pitot-Rohres und seiner Scherkräfte auf das Fluidgemisch im Rotor untersucht werden. Auf den Einbau eines Laufrades wird bewusst in diesem ersten Schritt verzichtet. Je größer der Einfluss durch die Scherkräfte am Pitot-Rohr, desto eher besteht die Gefahr, dass der mittlere Tropfendurchmesser sinkt. Dies bedeutet schon nach der klassischen Stokes-Beziehung für ungehinderte Gravitationstrennung sphärischer Tropfen eine reduzierte Aufstiegsgeschwindigkeit und somit längere Trennungszeit. Je länger ein Trennprozess dauert, desto mehr Verweilzeit wird für das Gemisch im Rotor der Trennpumpe benötigt, um den gleichen Trennungsgrad zu erzielen. Durch Veränderung von Betriebsparameter der Trennpumpe können Effekte wie Verweilzeit (z. B. Durchflussrate) und Scherkräfteinfluss (z. B. Drehzahl) gesteuert und optimiert werden.

Am Ende dieses Kapitels werden in Unterabschnitt 6.12.4 erste Messergebnisse mit einem eingebauten, aber nicht optimierten Laufrad präsentiert. Die Ergebnisse zeigen: Auch mit Laufrad kann die adaptierte Pitot-Pumpe zur Öl-Wasser-Trennung erfolgreich genutzt werden.

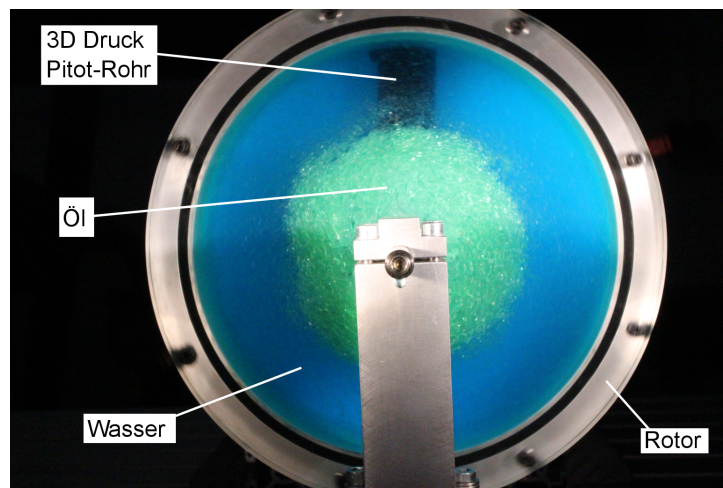
### 6.4.1 Diskontinuierlicher Betrieb

Der erste Schritt sieht das Entfernen von Ein- und Auslass vor. Dies führt zu einem diskontinuierlichen Betrieb, wo nur das getrennt werden kann, was sich in der Rotorkammer befindet. Hierdurch geht die Verweilzeit eines definierten Fluidgemisches gegen Unendlich - die Zentrifugalkräfte wirken dauerhaft auf das Gemisch. Einen besseren Betriebszustand wird es im richtigen Pumpenbetrieb nicht geben. Der Aufbau wird in Abbildung 6.3 gezeigt. Erste Untersuchungen zum Verhalten unterschiedlicher Gemische aus Öl (Sonnenblumenöl oder Motoröl) in Wasser wurden bei verschiedenen Drehzahlen für diesen Aufbau in [120] untersucht. Die Zusammenhänge werden für einen abgeschlossenen rotierenden Zylinder untersucht. Das für Verwirbelungen sorgende Pitot-Rohr ist hier noch nicht vorhanden. Durch einen Umbau wird dann ein Pitot-Rohr-Ersatz in die Anlage eingebaut. Dies kann beliebige komplexe Formen annehmen. In Abbildung 6.3 wird eine simple Form verwendet: ein flaches Blech. Über eine Halterung samt Achse wird der Pitot-Rohr-Ersatz fixiert. Es ist immer noch kein Ein- und Auslass vorhanden. Bedingt durch die Vermischung durch das Pitot-Rohr kann direkt der Einfluss verschiedener Einbauten auf die Trennschichtausbildung und deren Stabilität untersucht werden.

Um realistischere Aussagen für die Trennpumpe zu bekommen, wurde anschließend anstatt des flachen Bleches als Pitot-Rohr-Ersatz ein kleinskaliertes Pitot-Rohr mittels 3D Druck eingebaut (in Realgröße entspricht es einem 1-flügeligen Pitot-Rohr mit 9 mm Einlassdurchmesser). Die Strömungsphänomene können eher mit denen in einer Trennpumpe verglichen werden. Es gilt die Frage zu klären, ob für einen idealen Betriebspunkt ohne Durchfluss überhaupt eine ausgeprägte Trennschicht zwischen Öl und Wasser gebildet werden kann. In Abbildung 6.4 ist der Endzustand nach 3 Minuten Dauerbetrieb für ein



**Abbildung 6.3:** Untersuchung an einem rotierenden Zylinder mit eingebautem Pitot-Rohr-Ersatz (hier: flaches Blech). Kein Durchfluss. Unendliche Verweilzeit für das Fluidgemisch im Zentrifugalfeld des Rotors.



**Abbildung 6.4:** Einsatz eines klein-skalierten Pitot-Rohres (erstellt mittels 3D Druck) in Rotor ohne Ein- und Ausgang. Gezeigt wird qualitativ der quasi stationäre Endzustand nach 3 Minuten Dauerbetrieb bei  $n = 450 \text{ min}^{-1}$ . blau = gefärbtes Wasser; gelb-grün = Öl

Öl-Wasser-Gemisch (10 % Öl-Anteil) bei  $n = 450 \text{ min}^{-1}$  zu sehen. An der äußeren Rotorwand sammelt sich eine deutliche Wasserschicht an (blaue Färbung durch Methylenblau). Ein optimierter Betriebspunkt erlaubt somit im Idealfall die Entnahme von reinem Wasser aus der Trennpumpe. Beim Öl sieht es anders aus. Es bildet sich kein konkreter Ölkern. Durch den Druckwiderstand des Pitot-Rohres wird das Öl zur Seite vom Pitot-Rohr weggedrückt und verteilt sich über einen weiten Bereich des durchsichtigen Acryl-Deckels (bedeckt daher auch mehr als 10 % des Deckels). Das Öl befindet sich in der Nähe der Achse, aber ein 2-flügeliges Konzept mit separaten Ausgängen, wie am Anfang des Projektes in Abbildung 6.1 entworfen, würde auch bei unendlicher Verweilzeit des Gemisches im Rotor höchstens eine Kombination aus Öl und Wasser an der Achse absaugen. Die Verteilung des Öls zeigt, dass sich kein definierter Öl-Kern an der Achse bildet, der im Rotor abgesaugt werden kann. Auch für verschiedene Mischungsverhältnisse, Fluide und Drehzahlen hat sich dieses Phänomen nicht verbessert.

## 6.4.2 Kontinuierlicher Betrieb

Die ersten Untersuchungen im diskontinuierlichen Betrieb haben gezeigt, dass es unwahrscheinlich ist, dass das Öl gebündelt in einem Kern an der Achse abgesaut werden kann - unabhängig von der Verweilzeit. Um Vermischungsverluste im Rotor gering zu halten, wird daher auf ein 2-flügeliges Pitot-Rohr zur Trennung verzichtet. In Abbildung 6.5 wird der angepasste Prototyp gezeigt. Das Pitot-Rohr besitzt jetzt drei Anschlüsse:

- Einlass
- Niederdruckauslass (NDA)
- Hochdruckauslass (HDA)

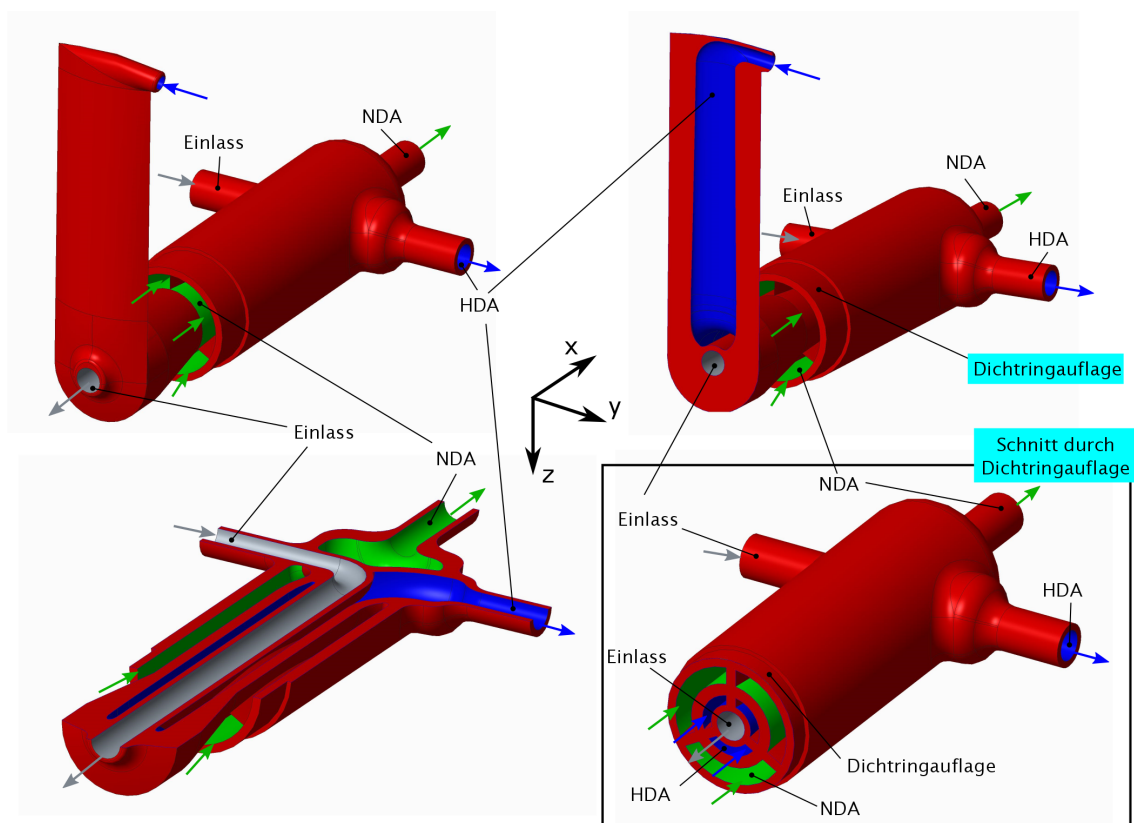
Durch den Einlass (grau) gelangt das Fluidgemisch entlang der Rotationsachse in den Rotor. Dies gelingt nicht energiefrei - das Gemisch muss also über eine geodätische Höhe aus einem Becken in die Trennpumpe laufen oder aber über eine Zulaufpumpe hinzugefügt werden. Der NDA (grün) befindet sich radial etwas weiter außen vom Einlass. An diesem Punkt hat sich das Gemisch noch nicht wirklich getrennt. Es befindet sich radial zu weit innen und das Gemisch ist auch erst kurz zuvor axial eingeströmt. Zentrifugalkraft und Verweilzeit sind also nicht ausreichend für eine Trennung. Zu diesem Zeitpunkt ist dies jedoch auch nicht die Aufgabe des NDAs im neuen Prototypen. Er soll nicht die Öl-Phase möglichst sauber absaugen, sondern je nach Eintrittsbedingungen (Durchfluss, Öl-Anteil) dafür sorgen, dass möglichst reines Wasser außen am HDA (blau) ankommt. Eine spätere industrielle Trennpumpe könnte auch wie folgt betrieben werden:

- über einen Bypass das Gemisch aus dem NDA dem Einlass wieder zuführen, um erneut eine Trennung durchzuführen;
- einen Kompromiss im Betriebspunkt finden, damit ein hoher Öl-Anteil am NDA und ein hoher Wasseranteil am HDA erzielt wird.

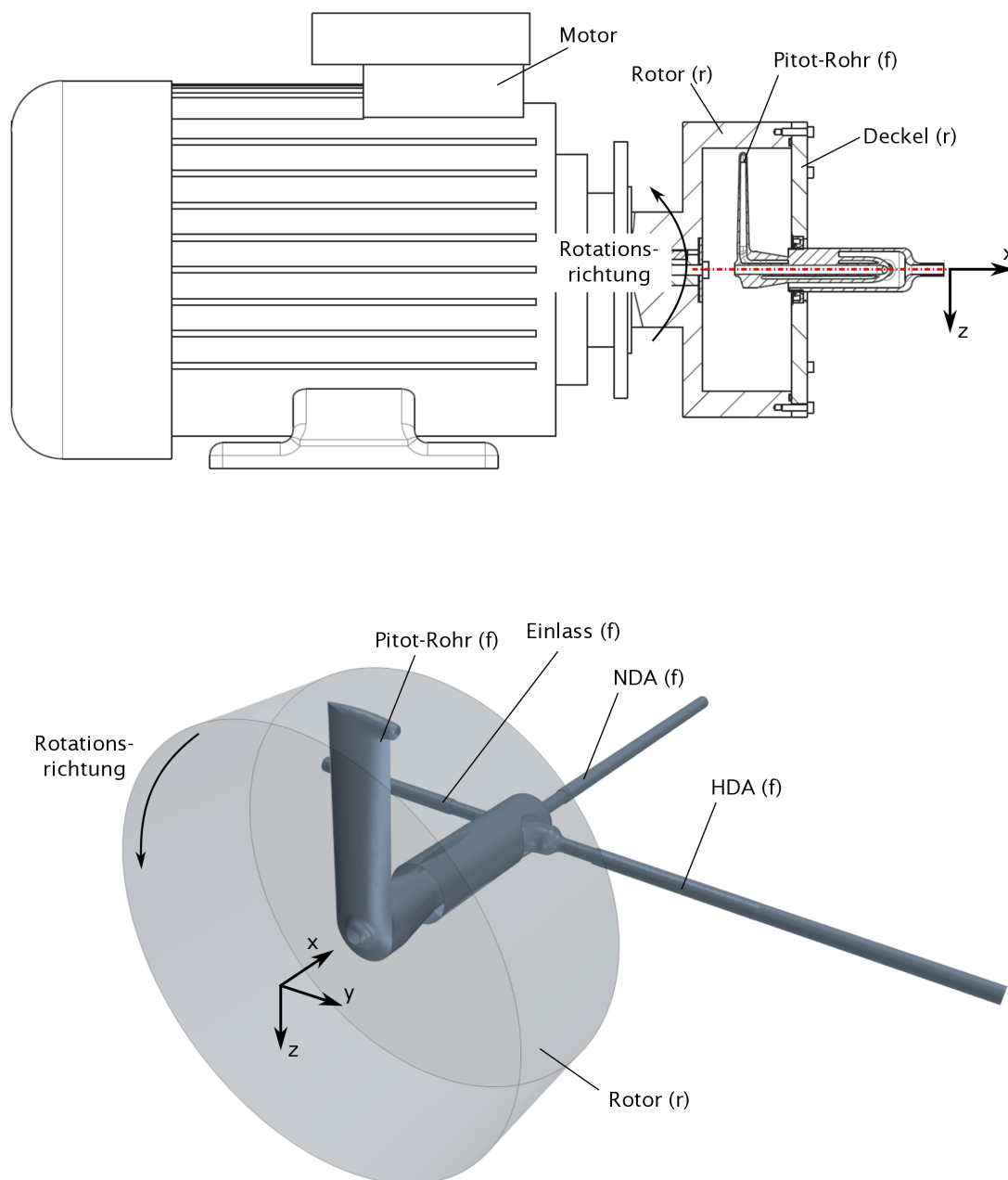
Das eingebaute Pitot-Rohr im neuen Prototypen ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Es ist weiterhin axial zentriert in der Mitte und liegt in Linie mit der Achse des Motors. Das Fluidgemisch tritt entlang der  $x$ -Achse in den Rotor ein. Die einzigen rotierenden Wände sind der Rotor und der Deckel. Das Laufrad wird weiterhin vernachlässigt. Durch Austauschen des Deckels könnte man jedoch auch einen Deckel mit Beschaukelung ohne weiteres einbauen. Der Rechenbereich für die CFD-Rechnungen ist in Abbildung 6.6 unten dargestellt.

## 6.5 Strömungslöser

In der Trennpumpe dreht sich die achsensymmetrische Rotorwand um das stationäre Pitot-Rohr. Die Rechnungen hierzu erfolgen 3D, stationär (Absolutsystem). Die Wände des Rotors werden durch Randbedingungen als rotierend definiert. Es werden keine Interfaces mit zusätzlicher Interpolation und Diffusion benötigt. Die Konvektionsterme werden mit einem Upwind-Schema zweiter Ordnung berechnet. Die verwendeten Einstellungen für die Mehrphasenrechnungen in der Trennpumpe mit dem Strömungslöser *STAR-CCM+* sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.



**Abbildung 6.5:** Schnitte durch das CAD-Modell des adaptierten Pitot-Rohres. (Einlass = grau; HDA = Hochdruckauslass in blau; NDA = Niederdruckauslass in grün) Die Strömungsrichtung wird durch entsprechend gefärbte Pfeile angezeigt.



**Abbildung 6.6:** (oben) Schnitt durch Prototypen der Trennpumpe samt Motor. (unten) Seitenansicht von 3D-Modell der Trennpumpe. Rotierende Komponenten sind mit (r) beschrieben und feste Teile mit (f). HDA = Hochdruckauslass; NDA = Niederdruckauslass.

Die Grenzschicht auf den Wänden wird voll aufgelöst mit  $y^+ = 1$  und 15 Prismen-Zellen. Es wird keine Wandrauigkeit berücksichtigt.

Wie bei den high-fidelity Rechnungen für die Pitot-Pumpe in Unterabschnitt 5.4.2 ergeben sich bei der Trennpumpe für die Druck- und Geschwindigkeitsverteilung im Rechenbereich konvergierte Lösungen bereits ab 6000 Iterationen. Je nach Öl-Volumenanteil  $\alpha_d$ , Massenstromverhältnis an den Auslässen und Drehzahl  $n$  brauchen die Rechnungen jedoch erheblich länger. Ein Indiz für die Konvergenz ist das Volumenintegral von  $\alpha_d$  über den gesamten Rechenbereich. Tests haben gezeigt, dass der Betriebszustand als konvergiert betrachtet werden kann, wenn sich während der letzten 2000 Iterationen der Integralwert nicht mehr als 0,5 % ändert. Dies kann bis zu 400.000 Iterationen dauern - manchmal auch mehr. Um die Konvergenz zu beschleunigen wird für jeden Betriebszustand mit dem vorliegenden Öl-Wasser-Verhältnis initialisiert. Für die vorliegenden Rechnungen werden zwischen 20.000 und 400.000 Iterationen durchgeführt. Für alle Werte wird nach beendeter Rechnung ein Mittelwert aus den letzten 2000 Iterationen gebildet.

Für die Simulationen wird das  $k$ - $\epsilon$  Realizable Modell genommen. Die Turbulenzparameter am Einlass werden durch die Turbulenzintensität ( $I = 1$  %) und das Verhältnis der turbulenten Viskosität zur Viskosität ( $\mu_T/\mu = 10$ ) gebildet. Änderungen in den Parametern haben wie in den Pumpensimulationen zu ähnlichen Änderungen im Druckaufbau geführt, wie in Unterabschnitt 5.4.2 bereits beschrieben. Auch die Änderungen im Trennungsgrad liegen unter 1 %, jedoch hat sich das Konvergenzverhalten verschlechtert. Die Simulationen sind instabiler und benötigen mehr Iterationen - wenn sie nicht komplett divergieren. Die Turbulenzparameter der Standardeinstellungen werden in allen Rechnungen verwendet.

Als Interaktion zwischen den Phasen wird nur die Widerstandskraft berücksichtigt. Die turbulente Dispersion ist auch aktiviert worden, aber die Simulationen werden sehr instabil und dauern bis zu viermal länger (Konvergenz verzögert sich durch das instabile Verhalten). Dass die Physik der turbulenten Dispersion (siehe Unterabschnitt 4.3.1) eine wichtige Rolle bei der korrekten Modellierung spielen kann, ist bekannt. Die Ansätze sind jedoch für RANS-Modelle alle basierend auf der Annahme, dass die Turbulenz isotrop ist. Da dies nicht der Fall ist, sollte in fortgeführten Studien gleich mit anisotropen Modellen der Einfluss der turbulenten Dispersion untersucht werden. Ansonsten besteht immer die Frage, ob Änderungen in den Trennpumpenwerten physikalisch korrekt sind und ob sich der Mehraufwand bzw. das verschlechterte Konvergenzverhalten lohnt.

### 6.5.1 Numerischer Fehler

Um zu verstehen, welche Auflösung notwendig ist, um die Zielfunktionen der Trennpumpe ( $H_{HDA}$  und  $\eta_T$ ) hinreichend genau wiedergeben zu können, wird für folgenden Betriebspunkt eine Netzunabhängigkeitsstudie durchgeführt:

- Massenstromeinlass:  $\dot{m}_{Ein} = 123,58$  kg/h
- Öl-Volumenanteil am Einlas:  $\alpha_{d,Einlass} = 0,37$
- Flow-Split:  $FS = 0,7$
- Rotordrehzahl:  $n = 450$  min<sup>-1</sup>

Strömungslöser	CD-adapco STAR-CCM+ segregiert, stationär
Bezugssystem	absolut
Vernetzer	CD-adapco STAR-CCM+
Zellen	Polyeder & Prismen („region-based“ Ansatz)
Turbulenz	k- $\epsilon$ Realizable (All $y^+$ Wall Treatment)
Randbedingungen	Massenstromeinlass, „Flow-Split“ Auslass
Fluide	Wasser ( $\rho = 997,561 \text{ kg/m}^3$ , $\mu = 0,00089 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ) Öl ( $\rho = 930 \text{ kg/m}^3$ , $\mu = 0,064 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ )
Mehrphasenmodell	Eulersche Darstellung für Öl und Wasser
Mehrphaseninteraktion	Large Scale Interface (LSI) Kontinuierliche Phase: Wasser Disperse Phase: Öl Grenzflächeninteraktion: Widerstandskraft Längenskala für Interaktion: Region 1: 1 mm; Region 2: 1 mm
Rotationsgeschwindigkeit	variiert je nach Betriebspunkt
Iterationen	20.000 ... 400.000
Hardware	Intel Xeon E5 (2,4 GHz; 256 GB Arbeitsspeicher)
Rechenzeit (pro Sim.)	7 Stunden bis 6 Tage

**Tabelle 6.1:** Einstellungen des RANS-Strömungslöser für Mehrphasensimulationen.

Im ersten Schritt wird die Anzahl der Prismen-Zellen erhöht. Dabei wird die „Base Size“ (Grundwert in Millimeter, auf den sich alle Netzgrößen in der Software beziehen) konstant gelassen und nur der Einfluss der Grenzschichtauflösung untersucht. Insgesamt wird die Zellanzahl zwischen 1 Million und 2,7 Millionen variiert. Alle zusätzlichen Zellen werden daher nicht im Außenbereich der Strömung hinzugefügt, sondern lediglich im wandnahen Bereich. Die resultierenden Werte für die Druckerhöhung am HDA, sowie der Trennungsgrad  $\eta_T$  sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Der Trennungsgrad wird durch die zusätzlichen Prismen um bis zu 13,5 % reduziert, während die Förderhöhe  $H_{HDA}$  um bis zu 21,1 % zunimmt. Der relative Unterschied zwischen 15 und 20 Prismenzellen beträgt nur noch 2,3 % bei  $H_{HDA}$  und 0,9 % bei  $\eta_T$ . Die Auflösung mit 15 Prismenzellen wird als netzunabhängig betrachtet.

Neben der Grenzschichtauflösung spielt auch die örtliche Auflösung im Rechenbereich eine Rolle. In Tabelle 6.3 wird für jeweils 15 Prismen-Zellen nur die „Base Size“ verändert. Damit kann kontrolliert werden, wie stark die Konvektion der Strömungsgrößen durch veränderte Auflösung beeinflusst wird. Die Netzgrößen schwanken zwischen 0,68 Millionen Zellen und 3,8 Millionen Zellen. Mit mehr als dreimal so vielen Zellen kommt es trotzdem nur zur Förderhöhenänderung von 3,1 % und zu Trennungsgradänderungen von knapp unter 1 %. Die örtliche Auflösung reicht mit einem Base-Size-Wert von 4 mm aus, um sowohl Förderhöhe als auch Trennungsgrad hinreichend zu simulieren. Die entsprechende Auflösung ist in Abbildung 6.7 dargestellt.

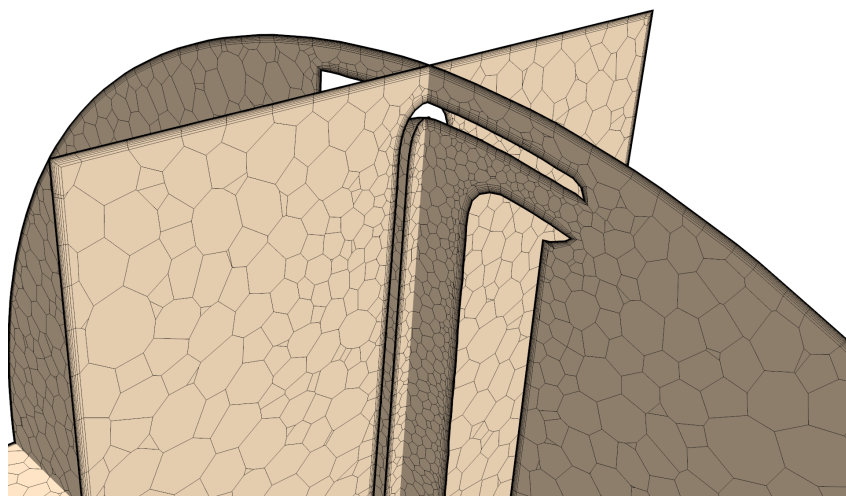
Die Netzstudie hat gezeigt, dass man trotz relativ geringer Auflösung im Volumen netzunabhängige Zielfunktionen bestimmen kann. Das hat Vorteile bei der Berechnung vieler Betriebspunkte, um später die Trennförderung vorhersagen zu können.

„Base Size“ [mm]	Zellanzahl	Prismenanzahl	$H_{HDA}$ [m]	$\eta_T$
2	1,0 Mill.	5	0,844	1,000
2	1,6 Mill.	10	0,915	0,899
2	2,1 Mill.	15	0,999	0,857
2	2,7 Mill.	20	1,022	0,865

**Tabelle 6.2:** Netzkonvergenzstudie für Trennpumpe: „Base Size“ bleibt konstant bei 2 mm. Anzahl der Prismenzellen wird variiert.

„Base Size“ [mm]	Zellanzahl	Prismenanzahl	$H_{HDA}$ [m]	$\eta_T$
1,5	3,8 Mill.	15	1,030	0,849
2	2,1 Mill.	15	0,999	0,857
<b>4</b>	<b>0,68 Mill.</b>	<b>15</b>	<b>0,999</b>	<b>0,857</b>

**Tabelle 6.3:** Netzkonvergenzstudie für Trennpumpe: 15 Prismenzellen bleiben konstant. Nur „Base Size“ wird verändert. Fett gedruckt ist die Konfiguration, die ab jetzt verwendet wird.



**Abbildung 6.7:** Trennpumpe mit netzkonvergenter Auflösung.



Parameter	Min	Max
$n$	100 min <sup>-1</sup>	600 min <sup>-1</sup>
$\dot{m}_{Ein}$	100 kg/h	300 kg/h
$FS$	0,05	0,95

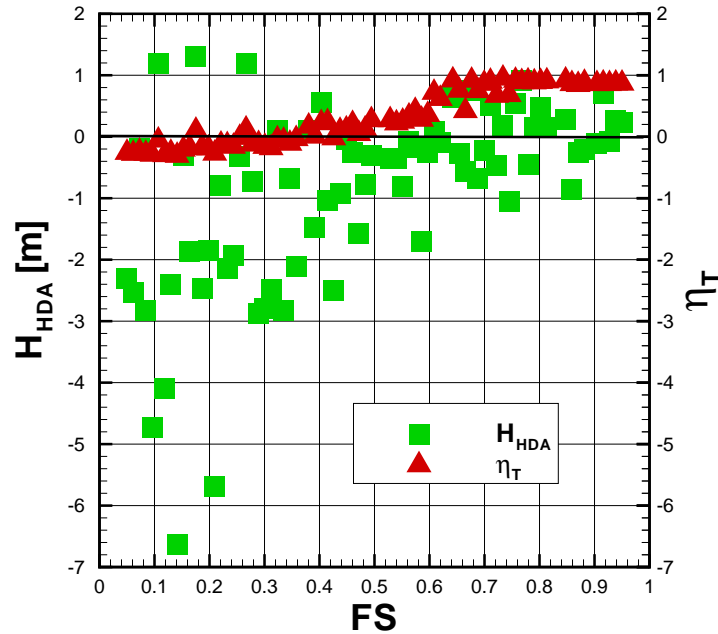
**Tabelle 6.4:** Betriebsparameterbereich für DOE in Mehrphasensimulation an Trennpumpe ( $\alpha_{d,Ein} = 0,35$ ).

## 6.6 Einfluss von Betriebsparametern auf Druckaufbau und Trennung

Das Betriebsverhalten der Trennpumpe kann durch drei Parameter gesteuert werden: der Rotordrehzahl  $n$ , der Massenstrom am Einlass  $\dot{m}_{Ein}$  und der Flow-Split  $FS$  zwischen Niederdruckauslass und Einlass. Nimmt man an, dass das Mischungsverhältnis am Einlass konstant gehalten wird (hier:  $\alpha_{d,Ein} = 0,35$ ), ist zu untersuchen, ob man durch Vergrößern oder Verkleinern der Betriebsparameter schon eine eindeutige Aussage über Trenngüte und Förderhöhe herstellen kann. Das Zusammenspiel soll mittels einer DOE untersucht werden (Initialisierung durch LHS-Methode). Es werden 80 Betriebspunkte untersucht. Der Parameterbereich ist in Tabelle 6.4 zusammengefasst. Er wird für die erste Untersuchung relativ weit gefasst, um einen Überblick über das globale Zusammenspiel der einzelnen Parameter zu bekommen.

Die Ergebnisse zum Einfluss vom Flow-Split  $FS$  auf die beiden Zielfunktionen Förderhöhe  $H_{HDA}$  und Trenngüte  $\eta_T$  sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Während die Betriebspunkte für die Förderhöhe unkorreliert verteilt sind, nimmt die Trenngüte mit steigendem  $FS$  zu. Je mehr Massenstrom am NDA an der Achse entnommen wird, desto besser ist die Trenngüte. Die Förderhöhe  $H_{HDA}$  kann jedoch weiterhin positiv (Förderung möglich) oder negativ sein (Förderhöhenverluste relativ zum Eintritt; kein Fördern möglich), auch wenn die Streuung mit steigendem  $FS$  abnimmt. Eine direkte Aussage mittels des Flow-Split ist daher nur für die Trenngüte möglich.

Das Zusammenspiel aus Flow-Split und Trennungsgüte ist in Abbildung 6.9 noch einmal in größerem Maßstab dargestellt. Für alle Betriebspunkte in der DOE ist der Öl-Volumenanteil am Einlass konstant bei 0,35. Ist der Flow-Split größer als der Öl-Volumenanteil am Einlass, so ist es wahrscheinlich, dass sich gereinigtes Wasser am HDA befindet. Dies wird auch in der Abbildung 6.9 bestätigt (gestrichelte Linie) und steht in Übereinstimmung mit dem Trennverhalten von Hydrozyklonen (siehe z. B. [70; 72]). Betreibt man die Trennpumpe unterhalb des Öl-Volumenanteils  $FS < \alpha_{d,Ein}$  ist am HDA eher angereichertes Öl zu erwarten. Der Trennungsgrad  $\eta_T$  ist bei einer Öl-Anreicherung negativ. Öl-Anreicherungen sind nur möglich, da über den NDA ein Gemisch aus Öl und Wasser abgesaugt wird und keine reine Phase. Je nach Flow-Split variiert somit der Öl-Anteil am NDA, der dem Rotorvolumen entzogen wird. Die Ölanreicherung über den HDA ist bei weitem nicht so effektiv wie die von Wasser, was zum einen damit zu tun hat, dass das Medium mit der kleineren Dichte (hier Öl) durch die Zentrifugalkräfte nach innen gedrückt wird. In der DOE sind für die gegebenen Randbedingungen Ölanreicherungen am HDA um bis zu 30,6 % möglich. Da das Ziel in dieser Arbeit jedoch die Säuberung von ölverschmutzten Gewässern ist, soll der Fokus auf hohe Flow-Splits mit einer Wasseranreicherung am HDA gelegt werden. Die Ergebnisse aus der DOE sagen hierfür maximale



**Abbildung 6.8:** Einfluss von Flow-Split  $FS$  auf Förderhöhe  $H_{HDA}$  und Trenngüte  $\eta_T$ .

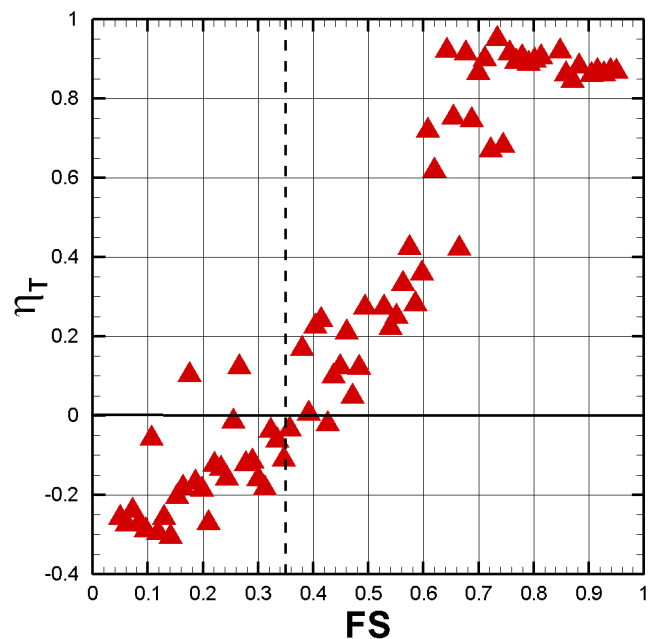
Trennungsgrade von  $\eta_T = 94,9 \%$  voraus. Für  $0,35 < FS < 0,75$  steigt die Trenngüte rapide mit dem Flow-Split an, bis sich dann bei ca.  $FS = 0,75 \dots 0,8$  ein nahezu konstantes Trennniveau einstellt. Ab hier ist die Trenngüte sehr robust und nur noch wenig beeinflusst durch den Flow-Split. In diesem Bereich kann die Öl-Wasser-Trennung effizient betrieben werden.

Der Einfluss vom Massenstrom am Einlass  $\dot{m}_{Ein}$  auf die Zielfunktionen  $H_{HDA}$  und  $\eta_T$  ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Für den ganzen Bereich stellen sich sowohl Betriebspunkte ein, wo Wasser aber auch Öl am HDA angereichert wird (positives oder negatives  $\eta_T$ ). Unabhängig vom Durchfluss lassen sich somit Betriebszustände erzeugen, mit denen gut oder schlecht getrennt werden kann. Bei der Förderhöhe sieht es ähnlich aus. Es sind über den ganzen Parameterbereich negative und positive Förderhöhen erzielbar. Ein leichter Trend zu positiven Förderhöhen zeigt sich bei kleinen Massenströmen, was der Drosselung bei einer herkömmlichen Pumpenkennlinie entspricht. Eine eindeutige Vorhersage für die Zielfunktionen  $H_{HDA}$  und  $\eta_T$  ist mittels des Einlassmassenstroms aber nicht möglich.

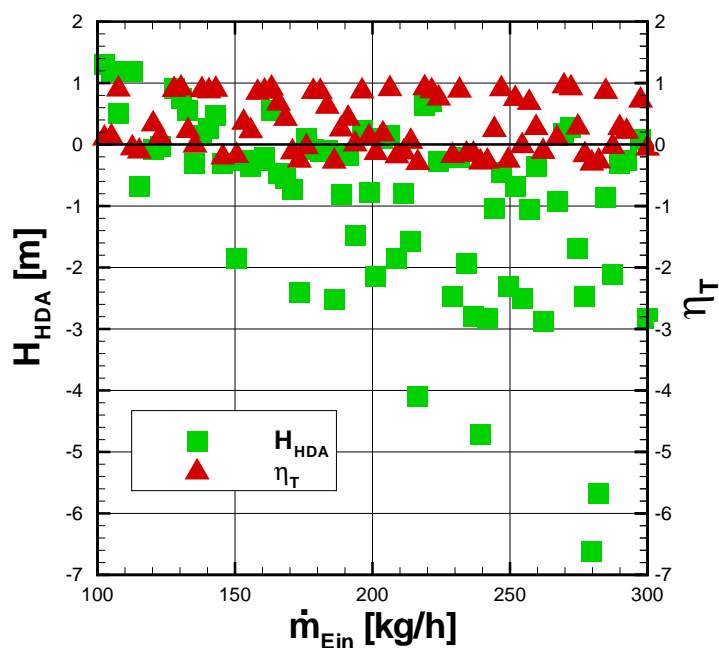
Der dritte und letzte Betriebsparameter ist die Drehzahl  $n$ . Er ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Wie zuvor beim Einlassmassenstrom ergeben sich für den ganzen Parameterbereich der Drehzahlen sowohl positive als auch negative Förderhöhen und Trennungsgüten. Eine eindeutige Aussage alleine mittels der Drehzahl ist nicht möglich. Es bleiben lediglich erste Tendaussagen für die Förderhöhe: steigt die Drehzahl, nimmt die Wahrscheinlichkeit positiver Förderhöhen durch die stärkeren Zentrifugalkräfte zu.

## 6.7 Verteilung von Öl-Volumenanteil in der Trennpumpe für unterschiedliche Betriebspunkte

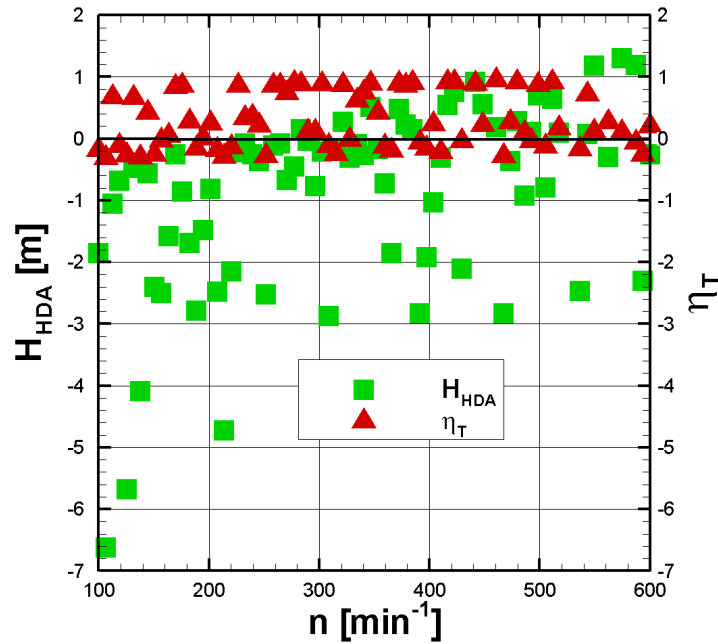
Der wichtigste Betriebsparameter für den resultierenden Reinheitsgrad am HDA ist der Flow-Split  $FS$ . Um die örtliche Öl-Verteilung in der Trennpumpe besser zu verstehen, sol-



**Abbildung 6.9:** Einfluss von Flow-Split  $FS$  auf Trennungsgrad  $\eta_T$  für die Ergebnisse aus der DOE mit  $\alpha_{d,Ein} = 0,35 = \text{konst.}$  Ab  $FS > 0,35$  steigt das Potenzial zur Förderung von gereinigtem Wasser am HDA kontinuierlich an. Für  $FS < 0,35$  eignen sich die Betriebspunkte eher zum Fördern von gereinigtem Öl.



**Abbildung 6.10:** Darstellung aller Massenströme am Einlass  $\dot{m}_{Ein}$  aus der DOE in Bezug auf die Zielfunktionen  $H_{HDA}$  und  $\eta_T$ .



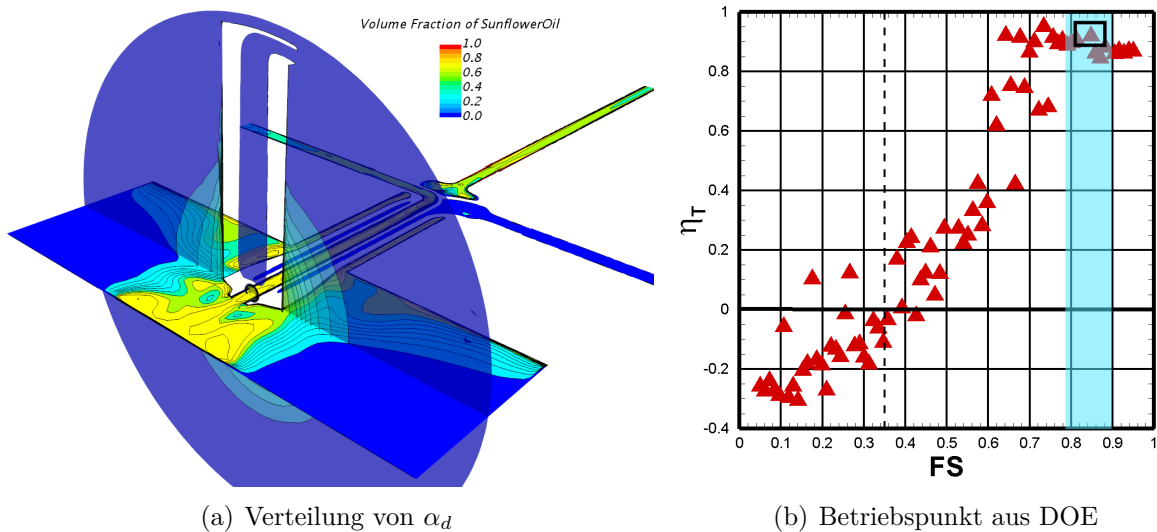
**Abbildung 6.11:** Darstellung aller Drehzahlen  $n$  aus der DOE in Bezug auf die Ziel-funktionen  $H_{HDA}$  und  $\eta_T$ .

len in diesem Abschnitt für drei Betriebszustände entsprechende Konturplots dargestellt und analysiert werden. Die Ergebnisse sind aus der DOE aus Abschnitt 6.6 entnommen und besitzen alle einen Öl-Volumenanteil am Einlass von  $\alpha_{d, Ein} = 0,35$ .

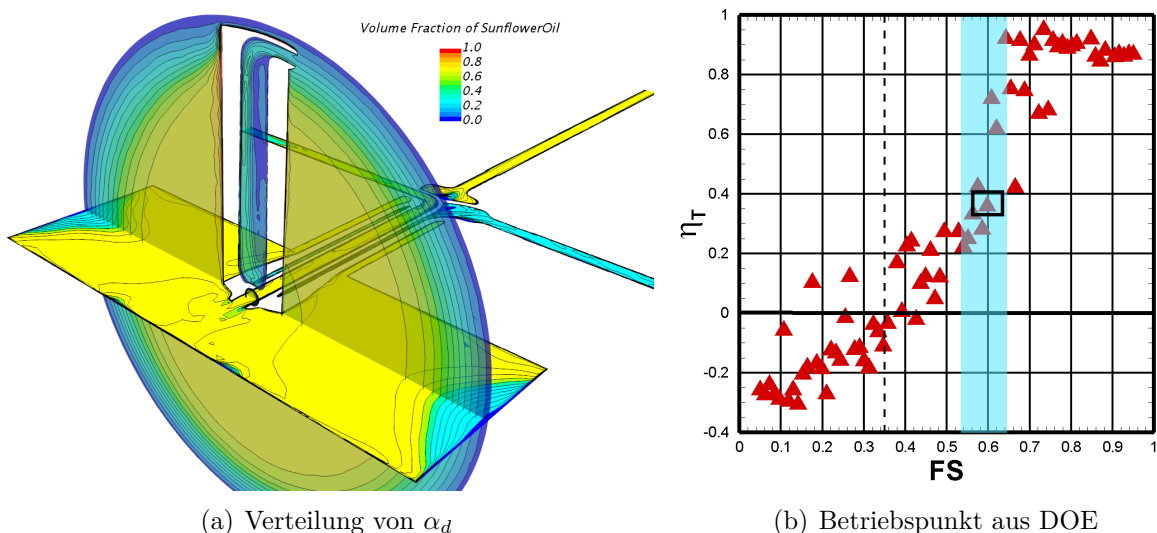
In Abbildung 6.12 ist ein Betriebszustand mit  $FS = 0,847$  dargestellt bei dem ein sehr guter Trennungsgrad von  $\eta_T = 0,918$  erzielt wird. Der Öl-Kern bildet sich im Zentrum aus und wird dort direkt am NDA wieder abgesaugt. Während auf der Wand zum Motor hin nur der achsnahe Öl-Kern sichtbar ist, sammelt sich auf der gegenüberliegenden Seite Öl entlang der ganzen Rotorwand. Eine konische Formgebung der Rotorwand mit Verjüngung zum NDA könnte Vorteile für einen besseren und robusteren Betrieb bringen und das restliche Öl an der Wand entfernen. Diese Öl-Schicht steht zwar aktuell nicht in Interaktion mit dem HDA des Pitot-Rohres. In der Realität besteht jedoch die Gefahr, dass z. B. durch veränderliche Randbedingungen am Einlass (Massenstrom, Öl-Volumenanteil) oder durch Strömungseffekte, wie turbulente Dispersion, eine Aufweitung des Öl-Films entsteht und die Trennqualität am HDA verschlechtert wird.

In Abbildung 6.13 ist ein Betriebszustand für einen gemäßigten Flow-Split von  $FS = 0,597$  dargestellt, bei dem nur  $\eta_T = 0,358$  erzielt wird. Der verringerte Flow-Split erlaubt eine deutlich größere Ausbildung des Öl-Kerns in der Trennpumpe. Er reicht nahezu bis zum HDA des Pitot-Rohres. Lediglich ein kleiner parabelförmiger Bereich mit angereicher-tem Wasser befindet sich im Einflussbereich des Pitot-Rohr-Kopfes. Der Wasserbereich ist jedoch noch immer von Öl durchsetzt. Daher wird deutlich, dass leichte Betriebsänderungen in diesem Bereich sofort drastische Änderungen auf die Trenngüte haben. Dies wird durch den nahezu senkrechten Sprung bei höheren Flow-Splits im  $\eta_T - FS$  Diagramm dargestellt. In diesem Bereich ist kein robuster Betrieb möglich.

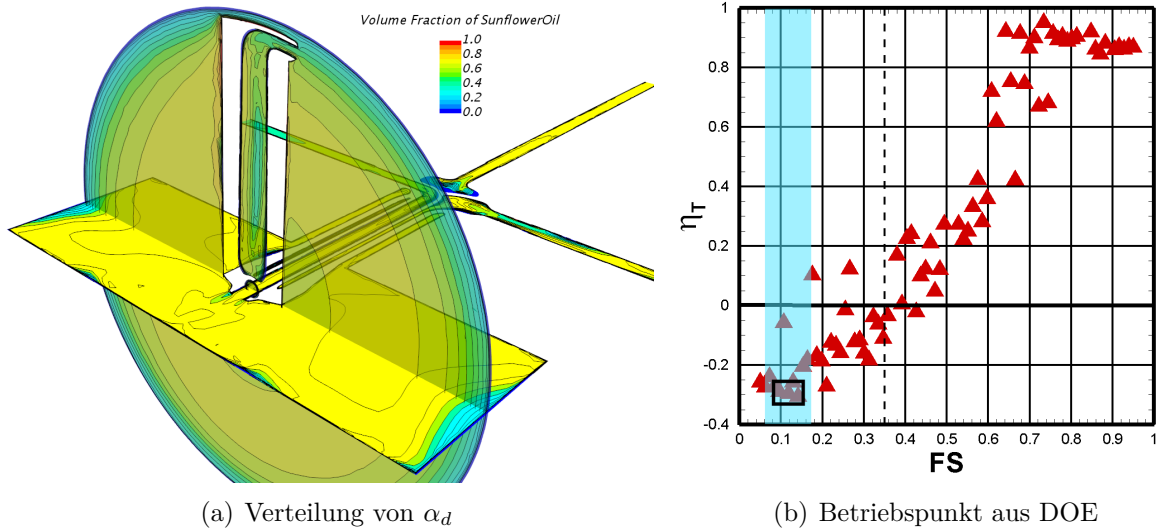
In Abbildung 6.14 ist der Betriebszustand für einen kleinen Flow-Split von  $FS = 0,118$  dargestellt. In diesem Betriebspunkt wird der Öl-Gehalt am HDA des Pitot-Rohres erhöht, da nur ein geringer Anteil am NDA abgesaugt wird. Bereiche mit hoher Wasserqualität



**Abbildung 6.12:** Verteilung des Öl-Volumenanteils  $\alpha_d$  in der Trennpumpe für  $\alpha_{d,Ein} = 0,35$  ( $n = 479,7 \text{ min}^{-1}$ ,  $FS = 0,847$  und  $\dot{m}_{Ein} = 272,2 \text{ kg/h}$ ).



**Abbildung 6.13:** Verteilung des Öl-Volumenanteils  $\alpha_d$  in der Trennpumpe für  $\alpha_{d,Ein} = 0,35$  ( $n = 239,2 \text{ min}^{-1}$ ,  $FS = 0,597$  und  $\dot{m}_{Ein} = 153,2 \text{ kg/h}$ ).



**Abbildung 6.14:** Verteilung des Öl-Volumenanteils  $\alpha_d$  in der Trennpumpe für  $\alpha_{d,Ein} = 0,35$  ( $n = 138 \text{ min}^{-1}$ ,  $FS = 0,118$  und  $\dot{m}_{Ein} = 216,5 \text{ kg/h}$ ).

Parameter	Min	Max
$n$	$100 \text{ min}^{-1}$	$600 \text{ min}^{-1}$
$\dot{m}_{Einlass}$	$100 \text{ kg/h}$	$300 \text{ kg/h}$
$FS$	$0,7$	$0,95$

**Tabelle 6.5:** Betriebsparameterbereich für DOE in Mehrphasensimulation an Trennpumpe ( $\alpha_{d,Ein} = 0,2$ ).

lassen sich im Rotor nicht mehr finden. Die Verweilzeit bei diesem Flow-Split ist für das Fluidgemisch im Rotor zu kurz.

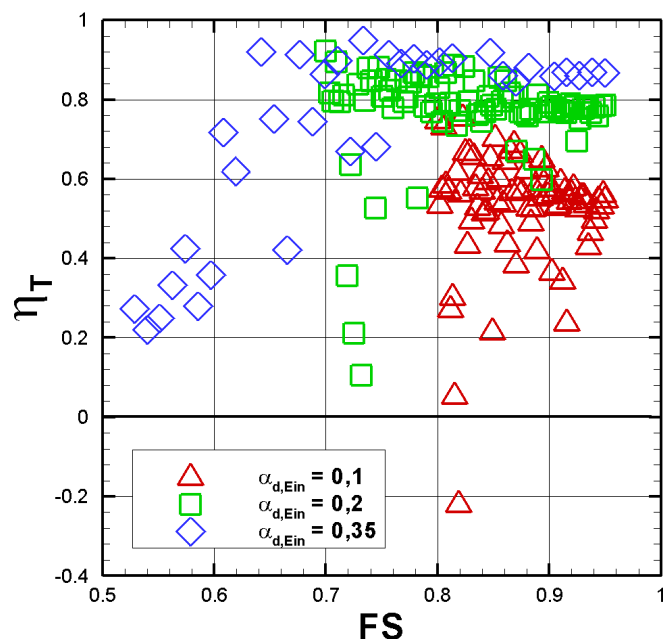
## 6.8 Variierender Öl-Gehalt am Einlass

Durch das Verhältnis der Massenströme am Auslass wird die Verweilzeit des Fluidgemisches im Rotor beeinflusst. Bisher hatte das Gemisch am Einlass konstant  $\alpha_{d,Ein} = 0,35$ . Um allgemeingültige Aussagen ableiten zu können soll untersucht werden, ob man mit einem erhöhten Flow-Split (z. B.  $FS > 0,7$ ) immer Trennungsgrade um  $\eta_T = 0,9$  erzielen kann, unabhängig vom Öl-Anteil am Einlass. Es werden hierfür zwei weitere DOEs erstellt. Zu der bisherigen mit  $\alpha_{d,Ein} = 0,35$  kommt eine mit  $\alpha_{d,Ein} = 0,1$  und  $\alpha_{d,Ein} = 0,2$  hinzu. Es werden jeweils 80 Betriebspunkte berechnet (Initialisierung: LHS-Methode). Flow-Splits mit weniger als 0,7 werden nicht mehr simuliert. Hier sind die Verweilzeiten zu klein, wodurch keine brauchbaren Betriebspunkte erzielbar sind. Die Betriebsparameter für die beiden DOEs sind in Tabelle 6.5 und Tabelle 6.6 aufgelistet. Insgesamt werden durch die 3 DOEs 240 Betriebspunkte betrachtet. Von den 240 Simulationen sind 10 nur divergiert. Die Rechnungen wurden auf dem Neumann-Cluster der OvGU im Parallelbetrieb durchgeführt. Die Gesamtrechenzeit für alle Simulationen beträgt 24210 h.

Der Einfluss von  $\alpha_{d,Ein}$  auf den Trennungsgrad  $\eta_T$  ist für  $FS > 0,5$  in Abbildung 6.15 dargestellt. Befindet sich im Gemisch am Einlass ein hoher Öl-Anteil ( $\alpha_{d,Ein} = 0,35$ ), so

Parameter	Min	Max
$n$	100 min <sup>-1</sup>	600 min <sup>-1</sup>
$\dot{m}_{Einlass}$	100 kg/h	300 kg/h
$FS$	0,8	0,95

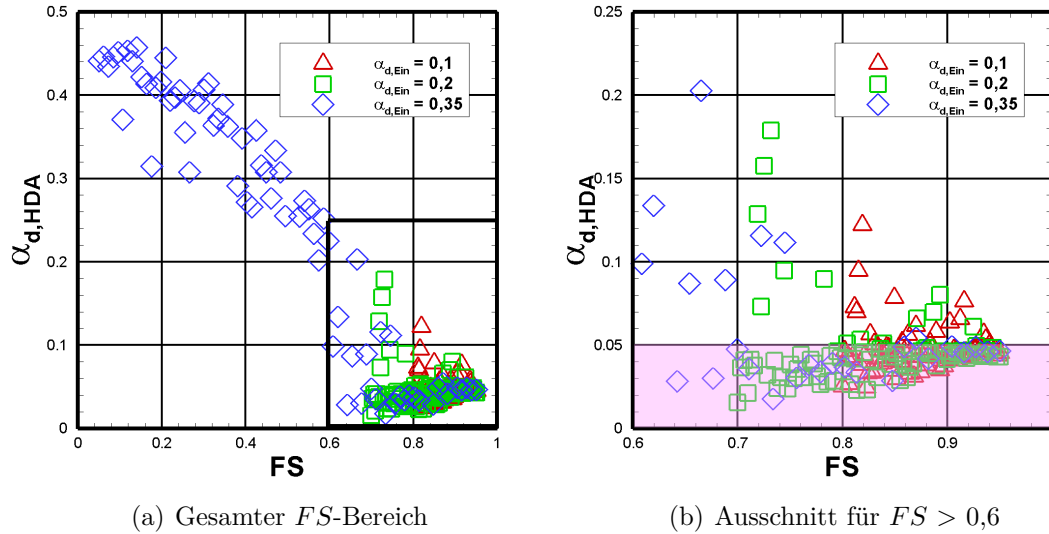
**Tabelle 6.6:** Betriebsparameterbereich für DOE in Mehrphasensimulation an Trennpumpe ( $\alpha_{d,Ein} = 0,1$ ).



**Abbildung 6.15:** Einfluss des Flow-Splits auf die Trenngüte  $\eta_T$  für unterschiedliche Öl-Anteile  $\alpha_{d,Ein}$  am Einlass.

stellt sich ab  $FS > 0,75$  ein nahezu konstantes Trennniveau für alle untersuchten Betriebspunkte ein. Es werden Trennungsgrade zwischen  $0,84 \leq \eta_t \leq 0,92$  erzielt. Es gibt somit eine Vielzahl an Betriebsparametermöglichkeiten, mit denen effizient und robust getrennt werden kann. Erst für Flow-Splits kleiner 0,75 sinken die Trennungsgrade unter 0,8. Für Gemische mit kleinerem Öl-Anteil ( $\alpha_{d,Ein} = 0,2$ ) sind auch noch maximale Trennungsgrade von  $\eta_T = 0,92$  erzielbar. Die Schwankungen in der Trennungsgüte nehmen jedoch trotz steigendem Flow-Splits zu. Die Zielfunktion „Trennungsgüte“ wird sensibler in Abhängigkeit von den anderen Betriebsparametern (Drehzahl  $n$  und Massenstrom am Einlass  $\dot{m}_{Ein}$ ). Dieser Trend nimmt für  $\alpha_{d,Ein} = 0,1$  weiter zu. Hier sind maximal nur noch Trennungsgrade von  $\eta_T = 0,75$  erzielbar. Wie bei  $\alpha_{d,Ein} = 0,2$  ist es schon bei geringer Abnahme des Flow-Splits möglich, Betriebspunkte zu erwischen, bei denen schlechte Trennungsgrade zustande kommen. Für kleine Öl-Gehalte am Einlass ( $\alpha_{d,Ein} = 0,1$ ) kann dies bei  $FS > 0,8$  schon negative Trennungsgrade bedeuten. Gute Trennungsgrade  $\eta_T$  sind daher mit der Trennpumpe nur mit hohen Öl-Anteilen am Einlass für einen breiten Bereich an Betriebsparametern möglich. Tendenziell sinkt  $\eta_T$  mit geringerem Öl-Anteil am Einlass.

Um besser zu verstehen, ob und wie die Trennpumpe auch für Gemische mit kleinen  $\alpha_{d,Ein}$ -Werten eingesetzt werden kann, sind in Abbildung 6.16 die Öl-Konzentrationen am HDA  $\alpha_{d,HDA}$  für alle Betriebspunkte aus den drei DOEs abgebildet. Aufgetragen sind sie über den Flow-Split  $FS$ . Je kleiner  $\alpha_{d,HDA}$ , desto besser ist die Wasserqualität am HDA. Die



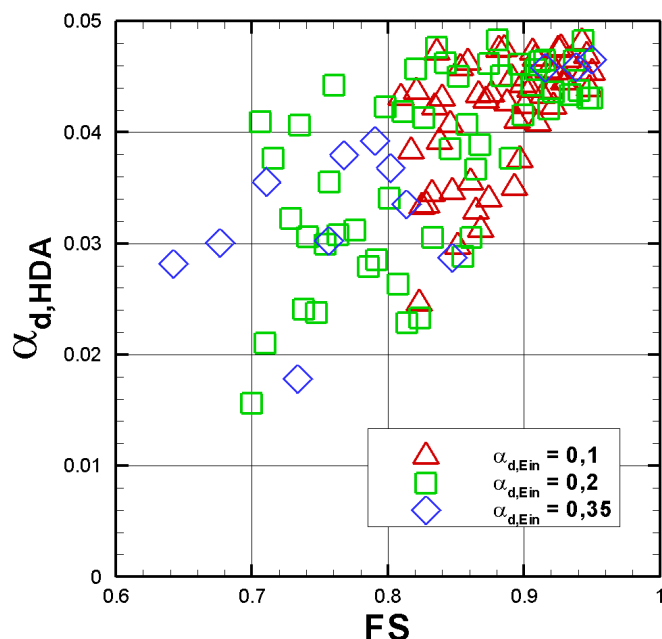
**Abbildung 6.16:** Einfluss des Flow-Splits für unterschiedliche Öl-Anteile  $\alpha_{d,Ein}$  am Einlass auf den Öl-Anteil am Auslass  $\alpha_{d,HDA}$ . Gesamter Flow-Split-Bereich in (a) dargestellt. Markierter Bereich wird in (b) noch einmal detailliert abgebildet. Für alle Öl-Anteile am Einlass kann die Wasserqualität am HDA auf ein ähnliches Niveau gebracht werden. Der Bereich mit Betriebspunkten mit  $\alpha_{d,HDA} \leq 0,05$  ist in (b) farblich markiert.

für  $\alpha_{d,Ein} = 0,35$  berechnete DOE über den gesamten Flow-Split-Bereich zeigt deutlich, dass die Wasserqualität mit steigendem Flow-Split am HDA besser wird. Für große Flow-Splits sind auch die Ergebnisse mit  $\alpha_{d,Ein} = 0,2$  und  $\alpha_{d,Ein} = 0,1$  direkt miteinander vergleichbar. Es wird deutlich, dass unabhängig von der Öl-Einlass-Konzentration, die erzielbare Wasserqualität am HDA eine ähnliche Bandbreite annimmt. Auch ein Anstieg im Flow-Split ändert daran nichts. Der Großteil an Betriebspunkten liefert Wasserqualitäten am HDA mit Öl-Gehalten kleiner 5 %. Diese Erkenntnis erklärt auch den schlechter werdenden Trennungsgrad  $\eta_T$  mit abnehmendem  $\alpha_{d,Ein}$ : bleibt die Wasserqualität am HDA gleich, sinken die Trennungsgrade mit kleiner werdendem  $\alpha_{d,Ein}$ . Es muss getestet werden, ob durch eine mehrstufige Anordnung eine weitere Verbesserung in der Wasserqualität erzielt werden kann. Dies kann so noch nicht beantwortet werden. Dennoch bestätigen diese Ergebnisse den möglichen Einsatz der Trennpumpe als Gerät zur (Vor-)Reinigung, ggf. mit anschließender Förderung zu nachfolgenden Trennorganen. Es kann schon für einen weiten Parameterbereich sicher gestellt werden, dass maximal 5 % Öl-Gehalt am HDA erhalten wird.

## 6.9 Auswertung dimensionsloser Betriebsparameter

Wie sich in Abbildung 6.16 gezeigt hat, sind die Öl-Konzentrationen am Auslass des HDA vorwiegend im Bereich  $0,015 < \alpha_{d,HDA} < 0,05$ . Dies gilt sowohl für Öl-Wassergemische mit hohem Öl-Anteil am Einlass ( $\alpha_{d,Ein} = 0,35$ ), als auch für Gemische am Einlass mit geringem Öl-Anteil ( $\alpha_{d,Ein} = 0,1$ ). Die Wasserqualität wird nicht mit einer Verringerung des Öl-Anteils am Einlass verbessert. Für die dimensionslose Betrachtung sollen alle Ergebnisse aus Abschnitt 6.8 betrachtet werden, für die gilt:





**Abbildung 6.17:** Alle Betriebszustände, bei denen die Öl-Konzentration  $\alpha_{d,HDA}$  am HDA kleiner 5 % ist und bei denen gefördert werden kann ( $H_{HDA} > 0$ ). Es bleiben 117 von 240 berechneten Konfigurationen.

- $\alpha_{d,HDA} \leq 0,05$  (gute Trennung)
- $H_{HDA} > 0$  m (Fördermöglichkeit)

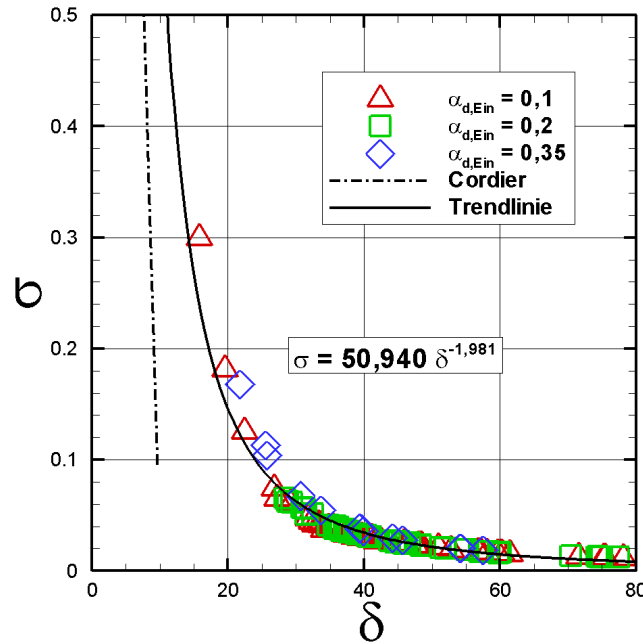
Von den insgesamt 240 Betriebspunkten werden diese Kriterien von 117 Betriebspunkten erfüllt. Sie sind in Abbildung 6.17 abgebildet und dienen als Basis für die dimensionslose Betriebsparameteranalyse.

In Abbildung 6.18 sind wie beim Cordier-Diagramm für diese Parameter die Durchmesserzahl  $\delta$  über die Laufzahl  $\sigma$  aufgetragen. Alle drei Öl-Anteile am Einlass werden für die Trendlinie betrachtet. Als resultierende Trendlinie wird eine Potenzfunktion angenommen. Sie kann mit einem Bestimmtheitsmaß von  $R^2 = 0,954$  wie folgt beschrieben werden

$$\sigma = 50,940 \cdot \delta^{-1,981}. \quad (6.6)$$

Es ist außerdem der Verlauf der klassischen Cordier-Kurve für Arbeitsmaschinen eingezeichnet. Beim Arbeitspunkt minimaler Laufzahl aus dem Cordier-Diagramm (hier:  $\sigma = 0,1$ ;  $\delta = 9,7$ ) liegen bei der Trennpumpe schon Durchmesserzahlen von  $23 < \delta < 25$  vor. Der Charakter der Pitot-Pumpe, bei kleinen Volumenströmen hohe Drücke zu erzeugen, ist somit durch die Modifikation der Pumpe erhalten geblieben. Abbildung 6.18 bekräftigt die Notwendigkeit neuer dimensionsloser Kurven für die Auslegung der Trennpumpe. Da bisher ohne Laufrad gearbeitet wird, müssen die Kurven für zukünftige Modelle wieder angepasst werden. Der Laufradeffekt auf die Durchmesser- und Laufzahl kann anhand von Gleichung 3.6 und Gleichung 3.7 erörtert werden. Ein Anstieg des Energieeintrages durch das Laufrad (bei gleichem Durchmesser) bedeutet eine Erhöhung von  $\Delta e_u$ . Damit sinkt  $\sigma$  während  $\delta$  steigt. Die Kurve verschiebt sich weiter nach rechts unten.

Der in Gleichung 3.9 eingeführte Trennpumpenfaktor  $K_{Trenn}$  ist in Abbildung 6.19 in Abhängigkeit von der Durchflusszahl  $\Phi$  abgebildet. Der Verlauf wird durch eine Potenz-



**Abbildung 6.18:** Korrelation der Durchmesserzahl  $\delta$  mit der Schnelllaufzahl  $\sigma$ . Die resultierende Trendlinie (durchgezogene Linie) besitzt ein Bestimmtheitsmaß von  $R^2 = 0,954$ . Betrachtet werden alle Betriebszustände mit  $\alpha_{d,HDA} \leq 0,05$  und  $H_{HDA} > 0$  m. Außerdem ist der Verlauf der klassischen Cordier-Kurve aus Abbildung 2.3 eingezeichnet (gestrichelte Linie).

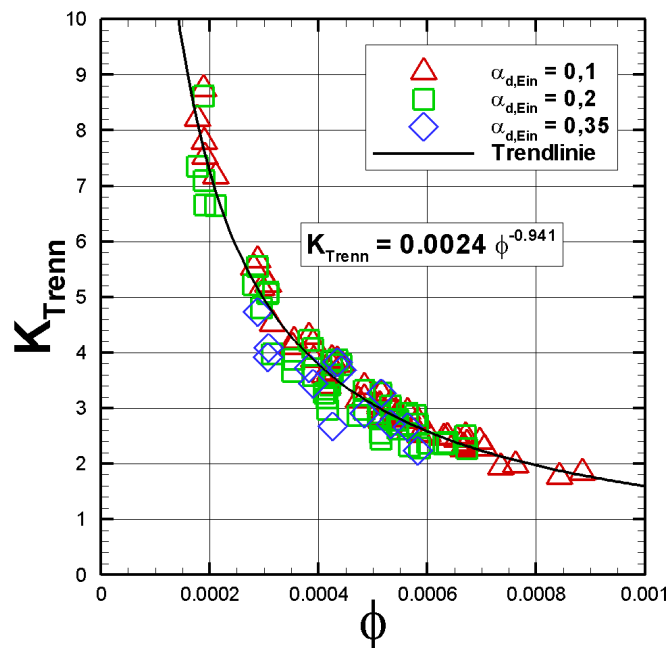
funktion beschrieben, die wie folgt lautet

$$K_{Trenn} = 0,0024 \cdot \Phi^{-0,941}. \quad (6.7)$$

Das Bestimmtheitsmaß liegt bei  $R^2 = 0,944$ .

Die Pumpenkennlinie für die Trennpumpe ist in Abbildung 6.20 dargestellt. Es wird der Verlauf der Druckziffer  $\Psi_{HDA}$  über die Durchflusszahl  $\Phi$  dargestellt. Für die beiden DOEs mit  $\alpha_{d, Ein} = 0,1$  und  $0,2$  sind die meisten Betriebspunkte vorhanden, die das Kriterium  $\alpha_{d,HDA} < 0,05$  und  $H_{HDA} > 0$  m erfüllen: jeweils 56 und 48 Betriebspunkte. Bei der DOE mit  $\alpha_{d, Ein} = 0,35$  sind es deutlich weniger (13 Betriebspunkte), da der Flow-Split in den untersuchten Parametern nicht eingegrenzt wurde. Für die beiden DOEs mit niedrigem Öl-Anteil kann daher am besten eine polynomische Trendlinie zweiten Grades durchgelegt werden. Im Vergleich zu einer Standard-Radialpumpe liegt bei der Trennpumpe ein leicht erhöhter Wert bei der Nullförderhöhe vor ( $\Psi_{HDA} \approx 1,4$ ). Dieser liegt für klassische Kreiselpumpen nach [48] zwischen  $0,9 < \Psi < 1,3$ . Die beiden Trendlinien der DOEs schneiden sich jedoch nahezu im gleichen Punkt. Unterschiede kommen zum einen durch die begrenzte Anzahl an Punktwerten zustande und zum anderen werden sie durch die leicht veränderte mittlere Viskosität im Gemisch verursacht. In den DOEs liegt die volumenanteil-gemittelte dynamische Viskosität am Einlass zwischen  $0,0072 \text{ Pa} \cdot \text{s}$  und  $0,0230 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ .

Für eine allgemeingültige Betrachtung der Trennpumpe wird vereinfachend der Einfluss der Viskosität auf die Nullförderhöhe vernachlässigt. Es wird, wie in Abbildung 6.20, nur von einem Schnittpunkt ausgegangen. Der Schnittpunkt entspricht dem Polynom aus der DOE mit  $\alpha_{d, Ein} = 0,1$  und liegt bei  $\Psi_{HDA} = 1,402$ . Mit zunehmendem Öl-Anteil



**Abbildung 6.19:** Korrelation des Trennpumpenfaktors  $K_{Trenn}$  mit der Durchflusszahl  $\Phi$ . Resultierende Trendlinie (durchgezogene Linie) besitzt ein Bestimmtheitsmaß von  $R^2 = 0,944$ . Betrachtet werden alle Betriebszustände mit  $\alpha_{d,HDA} \leq 0,05$  und  $H_{HDA} > 0$  m.

am Einlass wird die Parabel steiler und es kommt zu einem stärkeren und schnelleren Förderhöhenabfall. Dies wird wie bei Kreiselpumpen durch die zunehmende Viskosität verursacht, die ebenfalls mit steigendem Öl-Anteil am Einlass zunimmt.

Der polynomische Verlauf in Abbildung 6.20 folgt einer Form zweiten Grades mit Ursprung bei  $\Psi_{HDA} = 1,402$  und lautet wie folgt:

$$\Psi_{HDA} = A \cdot \Phi^2 + B \cdot \Phi + 1,402. \quad (6.8)$$

Die Gleichung wird durch einen Koeffizienten  $A$  für den quadratischen Term und den Koeffizienten  $B$  für den linearen Term beschrieben. Je nach Öl-Konzentration  $\alpha_{d,Ein}$  am Einlass variieren die Koeffizienten. In Abbildung 6.21 wird der Verlauf der Koeffizienten für die drei Kennlinien mit unterschiedlichen  $\alpha_{d,Ein}$  dargestellt. Der Koeffizient  $A$  für den quadratischen Term weist einen nicht-linearen Verlauf auf. Es müssen noch mehr Kennlinien mit unterschiedlichen Öl-Anteilen am Einlass untersucht werden, um eine genaue Vorhersage des Koeffizienten  $A$  für verschiedene Öl-Wasser-Gemische geben zu können. Der Verlauf für den Koeffizienten  $B$  weist einen deutlicheren Trend auf. Je nach Stoffgemisch kann so letztendlich ein analytischer Zusammenhang vorliegen, um den dimensionslosen Kennlinienverlauf vorhersagen zu können.

## 6.10 Vorhersage der Trennförderung für eine skalierte Trennpumpe

Basierend auf den Erkenntnissen aus Abschnitt 6.9 soll gezeigt werden, inwieweit die Trennfördereigenschaft einer skalierten Trennpumpe mittels des dimensionslosen 1D-Mo-

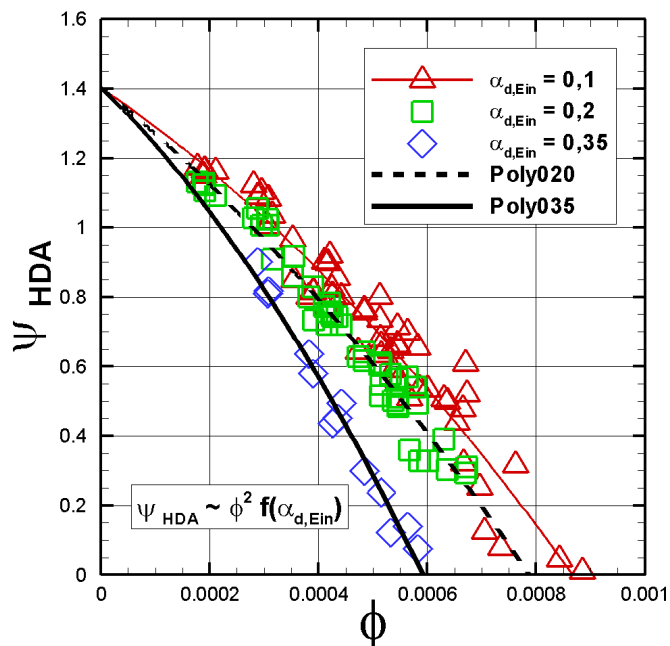


Abbildung 6.20: Betriebszustände mit  $\alpha_{d,HDA} \leq 0,05$  und  $H_{HDA} \geq 0$  m: Kennlinie  $\Psi_{HDA}(\phi)$  mit angepasstem Polynom (Schnittpunkt  $y$ -Achse bei Nullförderhöhe ist  $\psi_{HDA} = 1,402$ ).

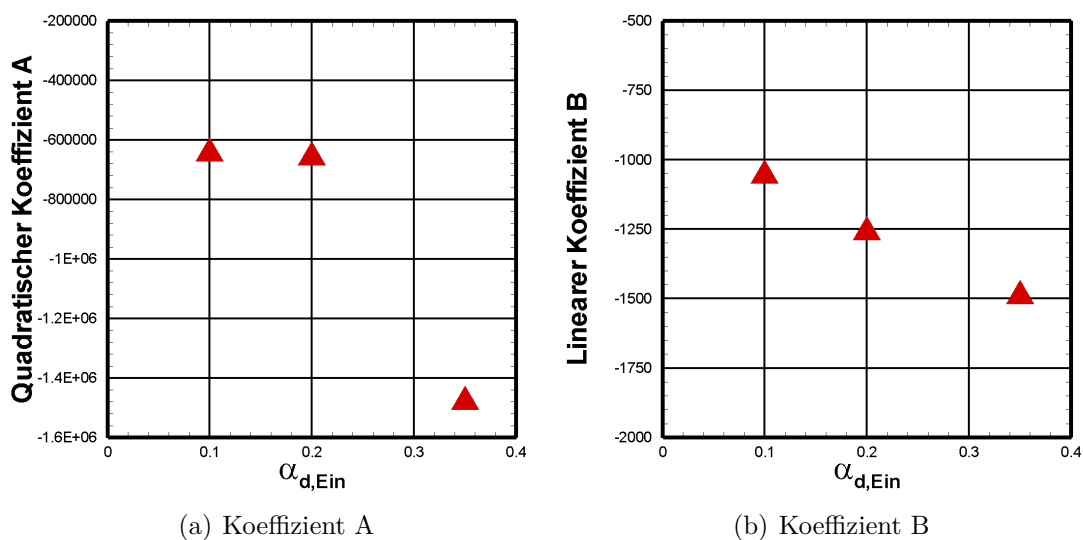


Abbildung 6.21: Veränderung der quadratischen und linearen Koeffizienten A und B für polynomische Trendlinie 2ter Ordnung zur Vorhersage des Kennlinienverhaltens der Trennpumpe bei unterschiedlichen Öl-Anteilen  $\alpha_{d,Ein}$  am Einlass.

dells vorhergesagt werden kann. Eine entsprechende Untersuchung soll mittels CFD durchgeführt werden, um die Unterschiede zu vergleichen. Folgender Betriebspunkt wird für eine skalierte, industrielle Trennpumpe angenommen:

- Öl-Anteil am Einlass:  $\alpha_{d,Ein} = 0,35$ ;
- Massenstrom am Einlass:  $\dot{m}_{Ein} = 60.000 \text{ kg/h}$  (entspricht ca.  $Q = 60 \text{ m}^3/\text{h}$ );
- Öldichte:  $\rho_d = 930 \text{ kg/m}^3$ ;
- Wasserdichte:  $\rho_w = 998 \text{ kg/m}^3$ ;
- geplante Förderhöhe:  $H_{HDA} = 15 \text{ m}$ ;
- gewählte Durchmesserzahl:  $\delta = 40$ .

Als erstes müssen die 5 dimensionslosen Parameter bestimmt werden. Als Ausgangswert wird eine Durchmesserzahl von  $\delta = 40$  gewählt, da in diesem Bereich in Abbildung 6.18 viele Messwerte vorliegen und eine gute Übereinstimmung mit der Trendlinie zu erwarten ist. In Abbildung 6.22 könnte man die Schnelllaufzahl  $\sigma$  und die Druckziffer  $\Psi_{HDA}$  zeichnerisch ablesen. Für die Auslegung in dieser Arbeit werden die entsprechenden Werte jedoch rechnerisch ermittelt. Die Schnelllaufzahl erhält man aus der Beziehung in Gleichung 6.6. Es ergibt sich  $\sigma(\delta = 40) = 0,0341$ . Basierend auf den Punkten für  $\Psi_{HDA}$  mit Öl-Anteil  $\alpha_{d,Ein} = 0,35$  ist in Abbildung 6.22 eine lineare Trendlinie eingefügt. Weitere Messpunkte im Bereich großer Durchmesserzahlen würden auch quadratische Polynome erlauben. Die Druckziffer  $\Psi_{HDA}$  wird über folgende Beziehung ermittelt:

$$\Psi_{HDA} = 0,0239 \cdot \delta - 0,4802 \quad (6.9)$$

Daraus folgt  $\Psi_{HDA}(\delta = 40) = 0,476$ . Durch Gleichung 3.6 kann man mittels der Schnelllaufzahl und der Druckziffer die Durchflusszahl  $\Phi$  bestimmen. Diese ist  $\Phi = 0,00038$ . Der letzte fehlende Parameter ist der Trennpumpenkoeffizient  $K_{Trenn}$ . Er kann durch die Gleichung 6.7 basierend auf der Durchflusszahl bestimmt werden. Der Trennpumpenkoeffizient lautet hier  $K_{Trenn} = 3,942$ . Durch die Kennziffern ergeben sich folgende Betriebs- und Auslegungsparameter für die skalierte Trennpumpe:

- Rotordurchmesser:  $D_{Rotor} = 1,43 \text{ m}$
- Rohrdurchmesser für Ein- und Auslass:  $d_{Ein,Aus} = 0,06 \text{ m}$
- Drehzahl:  $n = 313 \text{ 1/min}^{-1}$
- Flow-Split:  $FS = 0,851$
- Massenstrom am HDA:  $\dot{m}_{HDA} = 8940 \text{ kg/h}$  (entspricht ca.  $Q = 8,94 \text{ m}^3/\text{h}$ )

Es gilt zu klären, ob für diese nun vollständig ausgelegte Trennpumpe auch in der CFD-Simulation eine Wasserqualität von  $\alpha_{d,HDA} < 5 \%$  und eine Förderhöhe  $H_{HDA} = 15 \text{ m}$  erzielt. Für die Simulation ist die bisherige Geometrie der Trennpumpe in x-y-z-Richtung gleichmäßig hoch-skaliert, so dass der Rotordurchmesser 1,43 m beträgt. Die Netzauflösung wurde angepasst und beträgt in diesem Fall 6,2 Millionen Zellen. Grenzschichtauflösung ist  $y^+ = 1$  mit 15 Prismenzellen.

Die Ergebnisse für die skalierte Trennpumpe sind in Tabelle 6.7 aus den Simulationen für den Auslegungsfall bei  $FS = 0,851$  zusammengefasst. Der Öl-Anteil am HDA liegt bei 0,19 % und damit deutlich unter den Werten aus den bisherigen DOEs. Wie zu erwarten,

$FS$ [-]	0,851	0,674	0,944
$H_{HDA}$ [m]	15,1	13,3	15,8
$\eta_T$ [-]	0,995	0,995	0,991
$\alpha_{HDA}$ [-]	0,19 %	0,19 %	0,32 %
$\dot{m}_{HDA}$ [kg/h]	8940	19566	3371

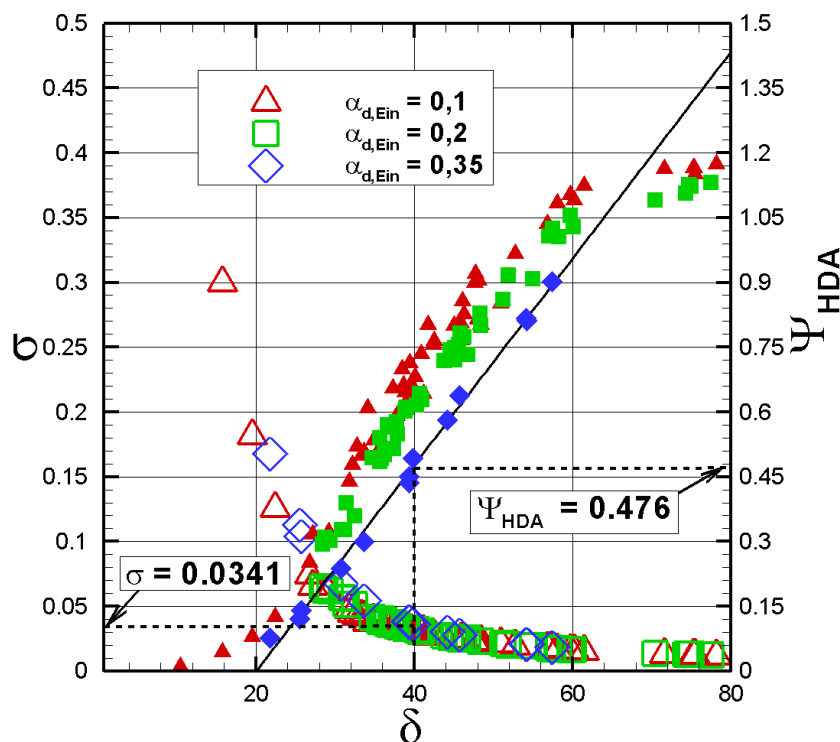
**Tabelle 6.7:** Ergebnisse für skalierte Trennpumpe aus den Simulationen. Neben dem Auslegungs-Flow-Split ( $FS = 0,851$ ) werden zwei weitere Betriebspunkte dargestellt, die sich nur im Flow-Split unterscheiden ( $\alpha_{d,Ein} = 0,35 = \text{konst.}$ ). Der Effekt auf die Förderhöhe und die Trenneigenschaften ist vergleichbar.

scheint eine größere Trennpumpe in der Lage zu sein, eine bessere Wasserqualität zu fördern. Der kleinste erzielte Öl-Anteil in der Trennpumpe im Labormaßstab ( $D_{Rotor} = 190$  mm) beträgt in den DOEs rund  $\alpha_{d,HDA} = 1,5\%$ . Hier wird dieser Wert sofort beim ersten Betriebspunkt deutlich unterboten. Die erzielbare Förderhöhe ergibt sich in der Simulation zu 15,1 m und liegt knapp über den geplanten 15 m Förderhöhe. Werden weitere Betriebspunkte für die Korrelationen im Auslegungs-Werkzeug berücksichtigt, sind bessere Übereinstimmungen zwischen CFD und 1D-Modell zu erwarten.

### 6.10.1 Einfluss des Flow-Splits

Der Einfluss des Flow-Splits ist bei der Trennförderung in den vorherigen Abschnitten immer wieder betont worden. Für die Auslegung einer hoch-skalierten Trennpumpe ist dafür eine Interpolation durch den neu eingeführten Trennpumpenfaktor  $K_{Trenn}$  notwendig. Hier soll untersucht werden, welchen Einfluss Änderungen am Flow-Split auf die Trenn- und Fördereigenschaften haben, wenn alle anderen Parameter konstant gelassen werden. Betrachtet man den Verlauf von  $K_{Trenn}$  über  $\Phi$  in Abbildung 6.23 sieht man die Streuung an möglichen Flow-Splits  $FS$  für den Auslegungspunkt  $\Phi = 0,00038$ . Aus der Trendlinie durch alle Punkte ergibt sich  $K_{Trenn} = 3,942$ . Es soll geklärt werden, in wie weit durch die Außenwerte von  $K_{Trenn}$  die Förderung und die Trennung beeinflusst wird. Durch lineare Interpolation erhält man an den Außenbereichen minimale und maximale Trennpumpenfaktor. Für die obere Grenze ist  $K_{Trenn,oben} = 4,372$  (ergibt  $FS = 0,944$ ) und für die untere Grenze  $K_{Trenn,unten} = 3,122$  (ergibt  $FS = 0,674$ ). Nur die dadurch resultierenden Flow-Splits aus Tabelle 6.7 werden in den Simulationen an den Betriebsparametern verändert.

Die Ergebnisse in Tabelle 6.7 zeigen, dass eine Variation des Flow-Splits zwischen  $FS = 0,674$  und  $FS = 0,944$  in beiden Fällen Trennungsgrade  $\eta_t > 0,99$  erzielen. Dabei rangiert der austretende Massenstrom am HDA zwischen 3371 und 19.566 kg/h gereinigtem Wasser. Die Förderhöhe variiert um  $\Delta H_{HDA} = 2,5$  m im gesamten Flow-Split-Bereich. Dies zeigt, dass die Trennpumpe in ihrem relativ kompakten Format in der Lage ist 20 Tonnen gereinigtes Wasser pro Stunde zu fördern und diese (bereits ohne Laufräder) auf eine Höhe von ca. 15 m zu pumpen. Damit kann weiter an der grundlegenden Idee festgehalten werden, die Trennpumpe z. B. für Seenotrettungskreuzer zu nutzen, da hier lediglich geringe Förderhöhe benötigt werden, um das gereinigte Fluid in nahegelegene Transportschiffe zu pumpen.



**Abbildung 6.22:** Zusammenhang von Schnellaufzahl  $\sigma$  (offene Symbole) und Druckzahl  $\Psi_{HDA}$  (geschlossene Symbole) in Abhängigkeit von Durchmesserzahl  $\delta$ . Für die ausgewählte Durchmesserzahl ( $\delta = 40$ ) ergibt sich eine Druckzahl von 0,476 und eine Schnellaufzahl von 0,0341.

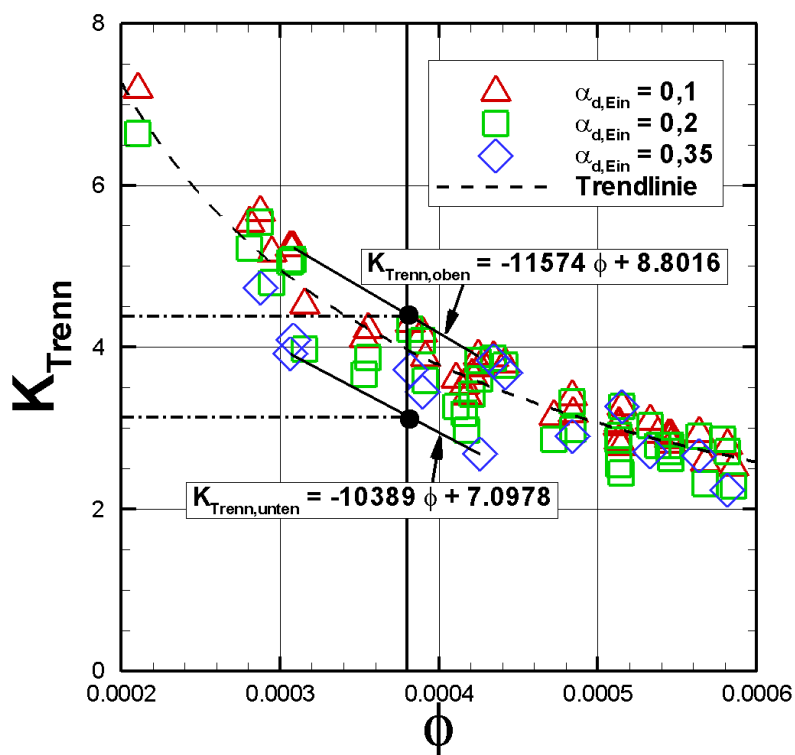
## 6.11 Prüfstand mit kontinuierlichem Durchfluss

Das Pitot-Rohr für den Trennpumpen-Prüfstand an der OvGU ist in einem Stück mittels 3D-Drucker<sup>1</sup> aus durchsichtigem Polycarbonat gefertigt. Es wird axial zentriert eingebaut, so dass die Achse vom Motor und dem Pitot-Rohr in einer Linie liegen. Die Abdichtung zwischen statischem Pitot-Rohr und der Rotorwand erfolgt über einen Radialwellendichterring. Rotor und Deckel sind aus durchsichtigem Acryl gefertigt. Es kann somit von allen Seiten in den Rotor geschaut werden. Der Innendurchmesser des Rotors beträgt 190 mm. Der gesamte Aufbau des Prototypen an der OvGU ist in Abbildung 6.24 zu sehen. Damit man das Pitot-Rohr besser sehen kann ist der Deckel weggelassen worden. Angetrieben wird die Trennpumpe von einem Asynchronmotor, dessen Daten in Tabelle 6.8 aufgelistet sind. Die verwendeten Medien sind Leitungswasser und Sonnenblumenöl.

Die Ermittlung der Betriebspunktdata erfolgt durch Massendurchflusssensoren (3 x Coriolis-Durchflussmessgerät Promass 83E08 (DN8) der Firma Endress+Hauser) und Drucksensoren (3 x Cerabar T PMP 131 der Firma Endress+Hauser). Da die Durchflusssensoren neben Massenstrom  $\dot{m}$  auch Fluidtemperatur  $T$  und -dichte  $\rho$  bestimmen, kann hierüber auch der Trennungsgrad  $\eta_T$  ermittelt werden. Folgende Informationen lassen sich zum Coriolis-Durchflussmessgerät zusammenfassen:

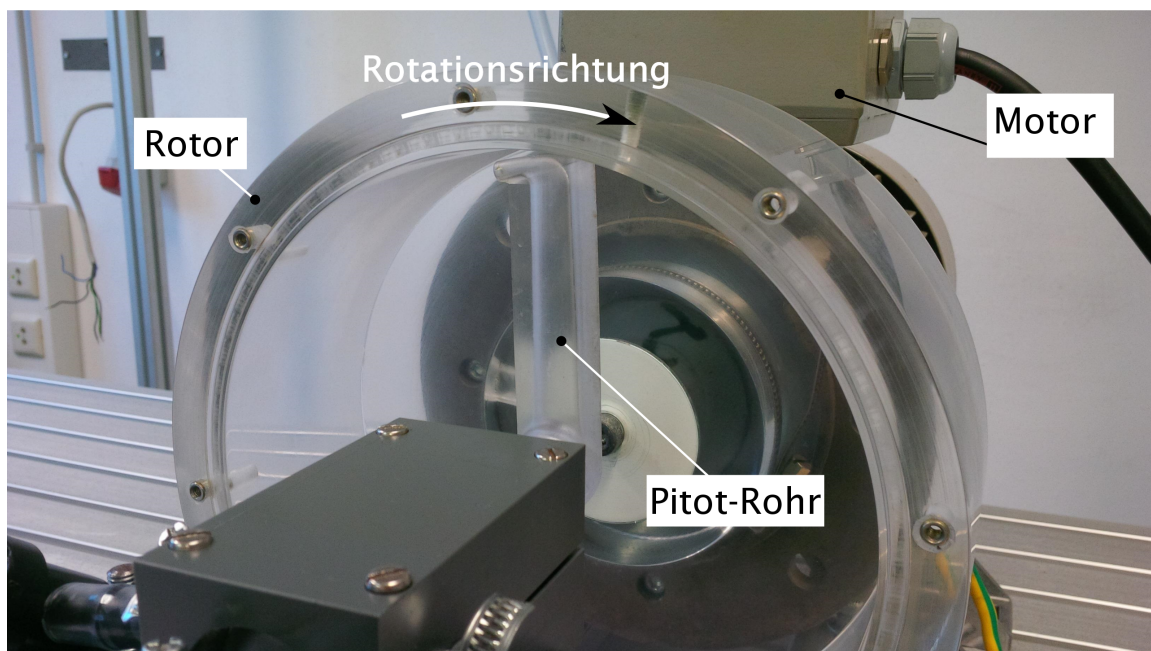
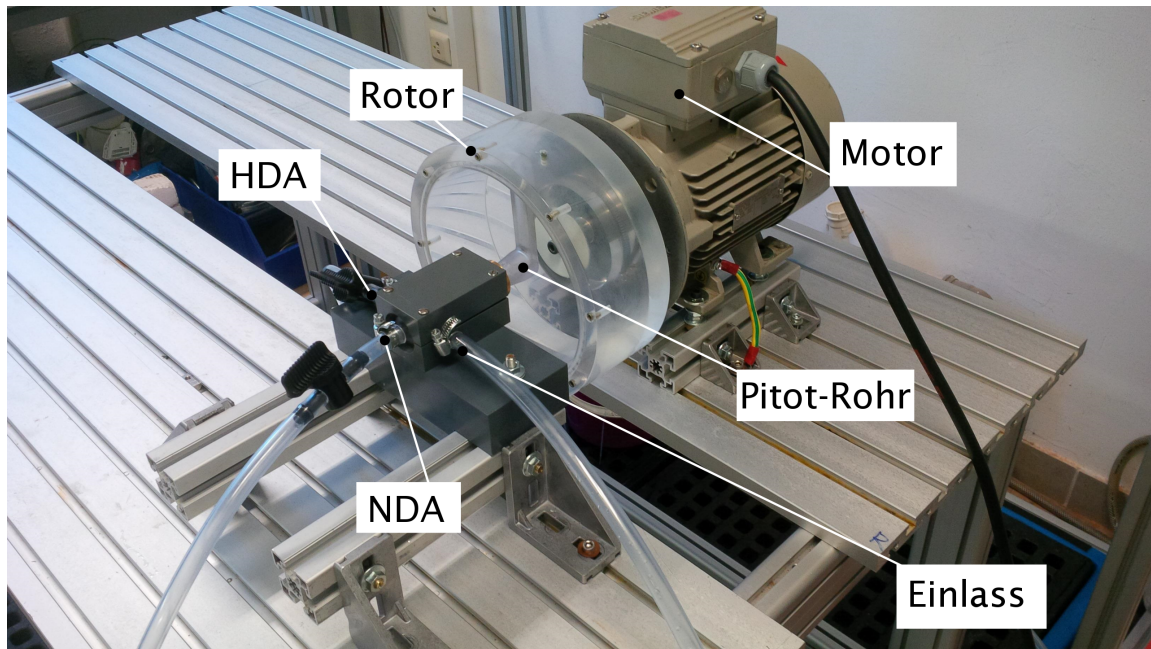
- $\dot{m}_{max} = 400 \text{ kg/h}$
- gleichzeitige Aufzeichnung von Temperatur, Dichte und Massenstrom

<sup>1</sup>Material ist Polycarbonat mit dem Namen *VisiJet Clear* der Firma *3D Systems*



**Abbildung 6.23:** Mögliche Schwankungen des Trennpumpenfaktors  $K_{Trenn}$  für eine feste Durchflusszahl  $\Phi$ . Je größer der Öl-Anteil am Einlass, desto größer sind die Schwankungen im Trennpumpenfaktor. Die Bestimmung der oberen und unteren Grenzwerte für  $K_{Trenn}$  erfolgt durch lineare Interpolation. Für die hoch-skalierte Trennpumpe ist die resultierende Durchflusszahl  $\Phi$  als senkrechte schwarze Linie eingetragen ( $\Phi = 0,00038$ ).





**Abbildung 6.24:** Prüfstand für die Trennpumpe an der OvGU. Rotor und Pitot-Rohr sind aus durchsichtigem Material gefertigt. Der Deckel für den Rotor ist zur besseren Darstellung weggelassen. HDA = Hochdruckauslass; NDA = Niederdruckauslass.

Typ	8-poliger Drehstrom-Asynchronmotor Firma SIEMENS
Bemessungsspannung	400 V
Frequenz	50 Hz
Bemessungsdrehzahl	750 min <sup>-1</sup>
Bemessungsleistung	0.37 kW
Bemessungsstrom	1.14 A (Sternschaltung)
Wirkfaktor	cos( $\varphi$ ) = 0,75

**Tabelle 6.8:** Motordaten für die Trennpumpe an der OvGU.

- Messgerätefehler (Grundgenauigkeit): Massendurchfluss  $\dot{m}$  ( $\pm 0,15$  % vom Messwert), Dichte  $\rho$  ( $\pm 0,5$  kg/m<sup>3</sup>), Temperatur  $T$  ( $\pm 0,5$  °C  $\pm 0,005 \cdot T$  [°C])

Für die Drucksensoren gilt:

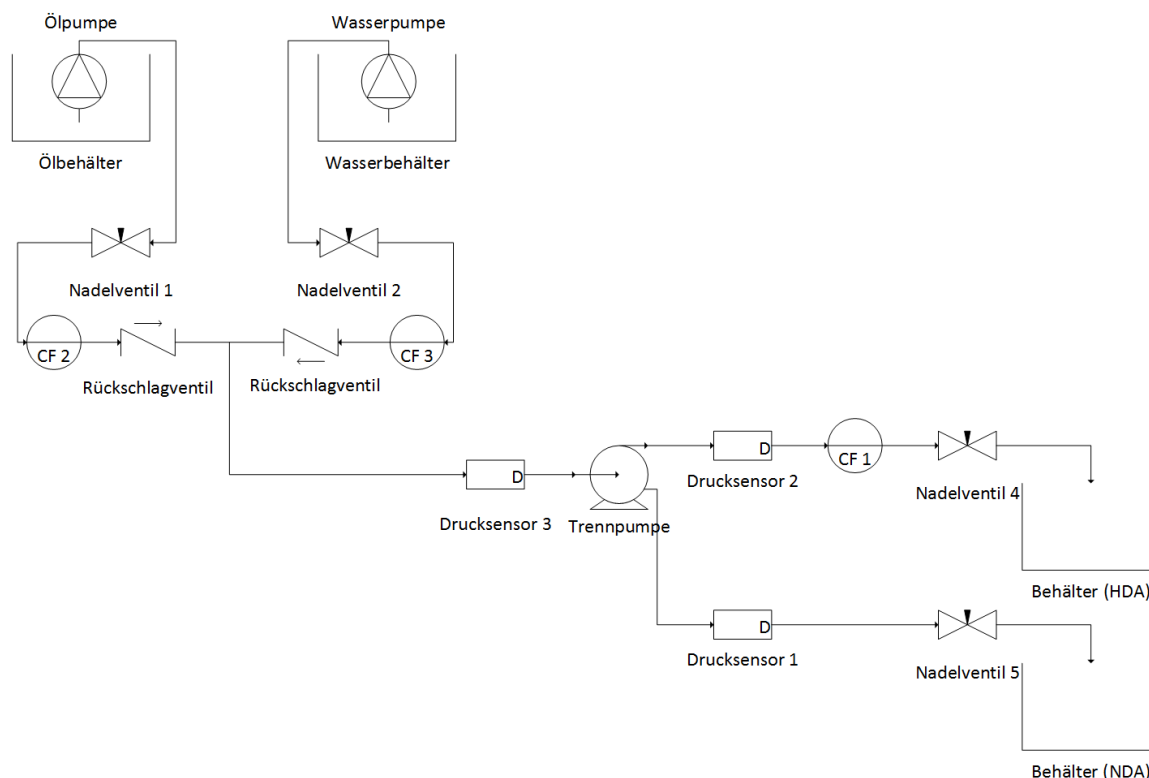
- Typ: piezoresistiv
- Sensor: relativ
- Messbereich: 0 ... 1 bar
- Überlastbereich: 4 bar
- Messgenauigkeit 0,5 % von der oberen Messgrenze (hier: 500 Pa)

Die Positionierung der Sensoren erfolgt gemäß der Prinzipskizze in Abbildung 6.25 stromauf und stromab der Trennzentrifuge. Zur Bestimmung der Messgrößen hat sich in Voruntersuchungen in [121] gezeigt, dass pro Betriebspunkt eine Messdauer von 30 Sekunden und eine Aufnahmefrequenz von 5 Hz ausreichend ist. Die Drehzahl des Motors wird über einen Frequenzumrichter eingestellt.

Für die Stoffwerte am Einlass kann die Dichte direkt durch die beiden Coriolis-Flowmeter für Öl und Wasser bestimmt werden. Bei Wasser ändert sich die Temperatur zwischen  $19,5$  °C  $< T_c < 21,2$  °C in allen Messungen. Die Dichte schwankt dadurch zwischen  $998,82$  kg/m<sup>3</sup>  $< \rho_c < 999,5$  kg/m<sup>3</sup>. Die Viskosität wird für diese kleinen Temperaturschwankungen für das Wasser als konstant betrachtet ( $\mu_c = 0,00089$  Pa · s). Das Sonnenblumenöl wird durch die Pumpe während des Betriebes stärker erwärmt. Betrachtet man alle Messungen liegen die Öl-Temperaturen in einem Bereich zwischen  $19,0$  °C  $< T_d < 30,6$  °C. Es ergibt sich daraus eine Schwankung in der Dichte vom Sonnenblumenöl zwischen  $913,1$  kg/m<sup>3</sup>  $< \rho_d < 920,5$  kg/m<sup>3</sup>. Da die Viskosität für diese Temperaturbereiche nicht mehr als konstant betrachtet werden kann, wurde eine Kalibrierkurve für die dynamische Viskosität in Abhängigkeit von der Temperatur mittels eines beheizbaren Rheometers „MCR301“ der Firma Anton Paar am Lehrstuhl für Technische Chemie an der OvGU gemessen. Für die Simulationen in der Validierung kann dadurch, entsprechend der gemessenen Temperaturen durch die Coriolis-Flowmeter, eine Öl-Viskosität abgeleitet werden. Für den vorliegenden Öl-Temperaturbereich in den Messungen soll für die Viskosität ein linearer Verlauf als hinreichend betrachtet werden. Der Zusammenhang lautet:

$$\mu_d = -0,0019 \cdot T_d[^\circ\text{C}] + 0,0998 \quad (6.10)$$

Die Viskosität für die Validierungen liegen im Bereich  $0,0421$  Pa · s  $< \mu_d < 0,0589$  Pa · s.



**Abbildung 6.25:** Schematischer Gesamtaufbau des Prüfstandes an der OvGU, sowie den Einbau der verwendeten Messtechnik. CF1-CF3 = Coriolis-Durchflussmessgerät.

## 6.12 Validierung

Um Vertrauen in die dimensionslosen Zusammenhänge aus Abschnitt 6.9 zu gewinnen, sollen die Zielfunktionen (i) Förderhöhe  $H_{HDA}$  und (ii) Trennungsgrad  $\eta_T$  mit Experimenten verglichen werden. Die 10 untersuchten Betriebspunkte sind in Tabelle 6.9 aufgelistet. Die Ergebnisse aus CFD und Experiment werden in Abbildung 6.26 und Abbildung 6.27 als Paritätsdiagramm dargestellt. Die einzelnen Betriebspunkte sind wie in Tabelle 6.9 nummeriert. Anschließend werden weitere experimentelle Ergebnisse für nicht simulierte Betriebspunkte in die dimensionslosen Kennlinien eingetragen, um zu schauen, ob:

- die Verläufe mit den Ergebnissen aus der CFD übereinstimmen;
- die Korrelationen für die dimensionslosen Parameter zutreffend sind, so dass beliebige Betriebspunkte ausgelegt werden können.

Die Berechnung der einzelnen Messunsicherheiten wird in Anhang A erläutert.

### 6.12.1 Trennungsgrad $\eta_T$

Die CFD sagt beim Trennungsgrad in Abbildung 6.26 für Betriebspunkt 1 und 2 deutlich kleinere Werte voraus. Die Trennfähigkeit wird in den Simulationen unterbewertet. Beide Fälle haben gemeinsam, dass sie am Einlass einen Ölanteil von rund 10 % haben. Es gilt zu prüfen, ob die bisher genutzten Einstellungen aus Tabelle 6.1 für diese kleinen Öl-Anteile sinnvoll sind. Bei der Interaktion zwischen den Phasen wird aktuell nur die

Nummer	$n$ [min <sup>-1</sup> ]	$\dot{m}_{Ein}$ [kg/h]	$FS$ [-]	$\alpha_{d,Ein}$ [-]
1	600	164.16	0.90	0.09
2	750	168.22	0.82	0.10
3	450	168.87	0.70	0.12
4	450	180.07	0.71	0.19
5	450	197.95	0.70	0.29
6	450	182.22	0.90	0.21
7	600	166.54	0.80	0.11
8	600	180.98	0.80	0.21
9	600	216.46	0.70	0.27
10	600	189.65	0.90	0.29

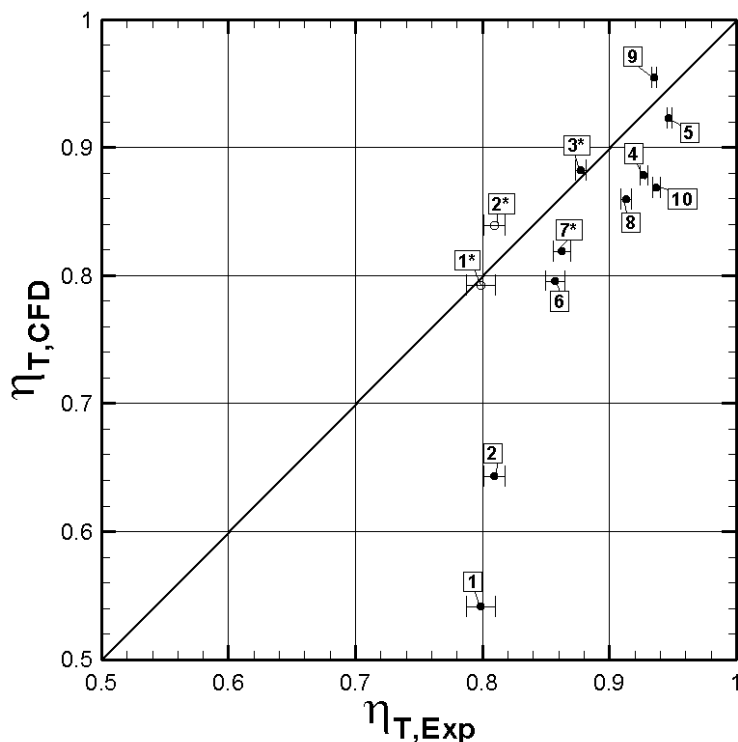
**Tabelle 6.9:** Ausgewählte Betriebsparameter für Validierung der Zielfunktionen  $H_{HDA}$  und  $\eta_T$ .

Widerstandskraft berücksichtigt. Hier ist es wichtig, die passende Einstellung des mittleren Tropfendurchmessers  $\bar{d}$  einzustellen. In den Simulationen für die DOEs wurde immer für die disperse Phase ein Durchmesser von 1 mm angenommen, welcher aus Voruntersuchungen am Lehrstuhl stammt. Da man erwarten kann, dass sich der Tropfendurchmesser jedoch bei unterschiedlichen Öl-Anteilen  $\alpha_{d,Ein}$  verändert, werden zwei weitere Simulationen für die beiden Betriebspunkte (1 und 2) erstellt. Diese heißen nun 1\* und 2\* und sind ebenfalls in Abbildung 6.26 dargestellt. Hier wird der mittlere Öl-Tropfendurchmesser mit 0,1 mm definiert. Im Paritätsdiagramm ergibt sich dadurch eine viel bessere Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation. Für größere Öl-Anteile schaffen die Standardeinstellungen in den restlichen Betriebspunkten eine gute Übereinstimmung beim Trennungsgrad. Da die Betriebspunkte 3 und 7 ebenfalls Öl-Anteile um die 10 % haben, werden die beiden Rechnungen ebenfalls mit einem Tropfendurchmesser von  $\bar{d} = 0,1$  mm durchgeführt. Die Nummer im Paritätsdiagramm ist deshalb auch mit einem Sternchen markiert. Es lässt sich festhalten, dass durch die Verwendung eines einheitlichen, mittleren Tropfendurchmessers  $\bar{d}$  der Trennungsgrad in den Simulationen besonders bei kleinen  $\alpha_{d,Ein}$ -Werten zu gering vorhergesagt wird. Eine entsprechende Anpassung lässt sich vorläufig wie folgt definieren:

$$\alpha_{d,Ein} \approx 0,1 \quad \bar{d}(\text{Simulation}) = 0,1 \text{ mm} \quad (6.11)$$

$$\alpha_{d,Ein} \gg 0,1 \quad \bar{d}(\text{Simulation}) = 1,0 \text{ mm} \quad (6.12)$$

Ob dies wirklich die einzige „physikalisch sinnvolle Stellschraube“ ist oder ob weitere Phaseninteraktionen eine Rolle spielen, muss später untersucht werden. Schließlich spielt nicht nur die Widerstandskraft an der Trennschicht eine Rolle, sondern auch die turbulente Dispersion, die Grenzflächenspannung, etc.. Die dimensionslosen Betrachtungen im vorherigen Abschnitt behalten dennoch ihre Aussagekraft. Vielmehr wurden durch die konstanten Tropfendurchmesser in den Simulationen in Abschnitt 6.9 zu viele Betriebspunkte aussortiert als eigentlich nötig. Es kann gut sein, dass einige Punkte mit  $\alpha_{d,Ein} = 0,1$  bessere Trennfähigkeit besitzen. Die Vorhersage von Betriebspunkten durch die dimensionslosen Kennlinien ist daher auf Basis der Daten in dieser Arbeit weiterhin möglich und liefert konservative Aussagen. Die Validierung in diesem Abschnitt zeigt jedoch, dass die reale Physik nicht immer mit festen Modelleinstellungen umsetzbar ist.



**Abbildung 6.26:** Paritätsdiagramm für Trennungsgrad  $\eta_T$ . Für Betriebspunkte mit \* wurden veränderte Strömungslöser-Einstellungen benutzt.

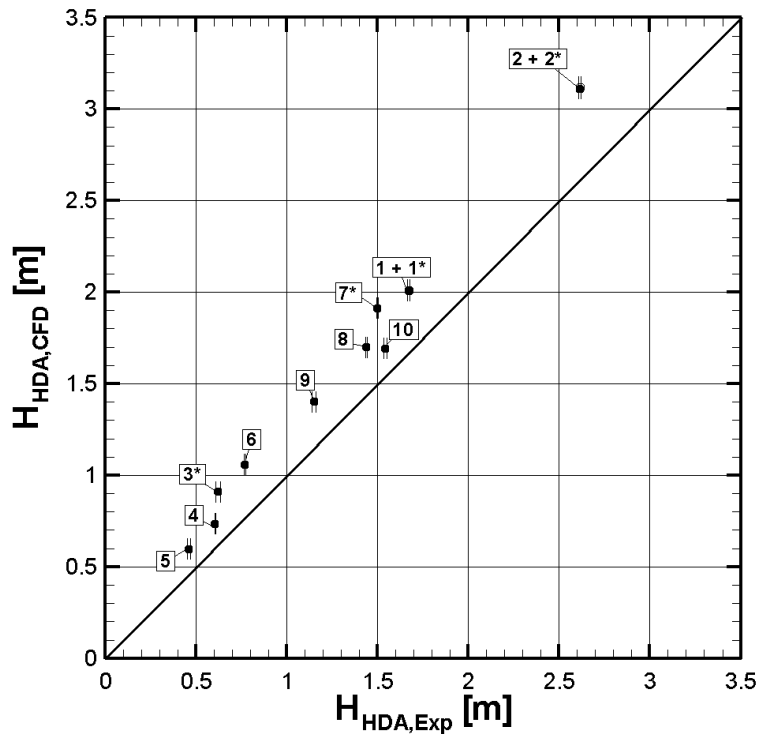
Ein Prüfstand mit einer skalierten Trennpumpe würde Klarheit verschaffen, ob auch hier Änderungen an den Parametern der Mehrphasenmodelle notwendig sind.

### 6.12.2 Förderhöhe $H_{HDA}$

Die Förderhöhe  $H_{HDA}$  wird in den Simulationen in Abbildung 6.27 konstant etwas zu groß berechnet. Damit stimmt der absolute Wert nicht genau überein, aber eine Trendaussage lässt sich mittels der Simulationen feststellen. Die Simulationen erzielten daher auch für die zweite Zielfunktion sinnvolle Zusammenhänge. Veränderungen des mittleren Tropfendurchmessers (Betriebspunkte mit Sternchen) zeigen keine Auswirkung auf die Förderhöhe.

Die Tatsache, dass die Experimente eine kleinere Förderhöhe erzielen als die Simulationen, ist ungleich zur konventionellen Pitot-Pumpe für die reine Förderung aus Abbildung 5.14. Diese liefert im Experiment mehr Förderhöhe, als in der CFD. Das Verhalten lässt sich wie folgt begründen:

- Der Rotor der gusseisernen Pitot-Pumpe aus Abbildung 5.15 weist eine erhöhte Wandrauigkeit auf. Diese sorgt neben dem Laufrad für Energieeintrag in das Fluid (auf Kosten des Pumpenwirkungsgrades). Daraus resultiert im Experiment eine Förderhöhe, die über den Ergebnissen der CFD mit glatten Wänden liegt. Bei der Trennpumpe aus Acryl in Abbildung 6.24 ist die Oberflächenbeschaffenheit des Rotors sehr glatt. Es liegen auch keine Unebenheiten durch Kavitationsschäden vor. Ein zusätzlicher Energieeintrag auf die Förderhöhe ist bei der Trennpumpe im Experiment vernachlässigbar. Der Druckaufbau in der Trennpumpe ergibt sich nur durch



**Abbildung 6.27:** Paritätsdiagramm für Förderhöhe  $H_{HDA}$ . Für Betriebspunkte mit \* wurden veränderte Löser-Einstellungen benutzt.

(i) den Druckgradienten in radialer Richtung durch die Rotationsbewegung des Fluides und (ii) durch die Druckumwandlung im Pitot-Rohr. Beides Effekte, die auch in der Simulation ohne Veränderungen der Oberflächenbeschaffenheit berücksichtigt werden.

- Neu ist in der Trennpumpe, dass das Fluid nach dem Einlass an der Achse in den Rotor gleich auf der gegenüberliegenden Seite fast wieder auf Achshöhe abgesaugt wird (NDA-Ausgang, siehe Abbildung 6.5). Das Fluidgemisch wird hier um  $180^\circ$  zwangsweise gedreht. Solche instationären, dreidimensionalen Strömungseffekte können nur schwierig durch RANS-Simulationen wiedergegeben werden, so dass die CFD geringere Verluste verglichen mit der Realität liefert.

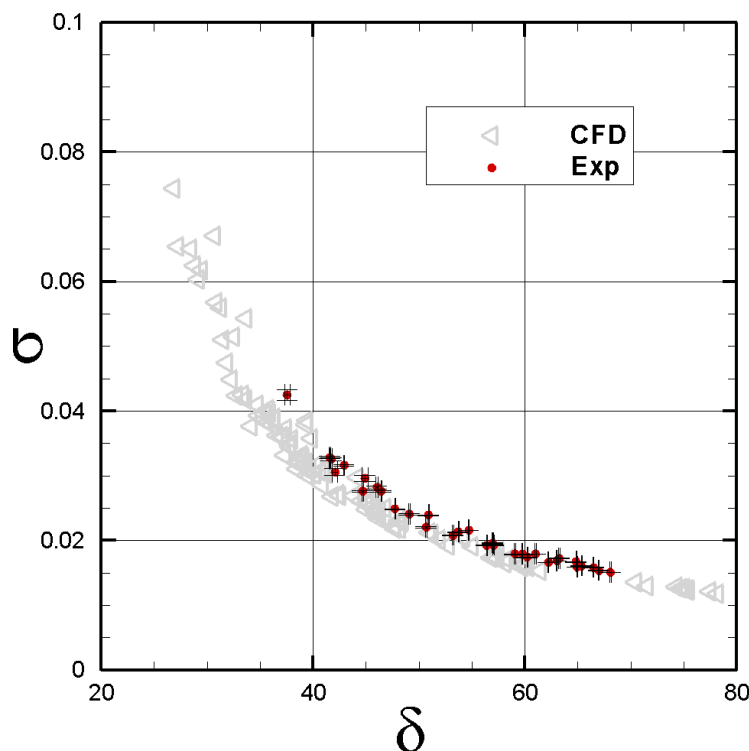
Die Kombination dieser beiden Effekte sorgt dafür, dass die Simulationen eine größere Förderhöhe vorhersagen.

### 6.12.3 Dimensionslose Kennlinien

Die dimensionslosen Kennlinien basierend auf den Simulationsergebnissen wurden bereits in Abbildung 6.18 detailliert ausgewertet. Es fehlt noch der Vergleich mit den experimentellen Messungen. Hierfür werden die Kennzahlen für 33 Betriebspunkte bestimmt. Der Parameterbereich für die experimentellen Betriebspunkte ist in Tabelle 6.10 aufgelistet. Verglichen mit dem Parameterbereich für die Simulationen aus Tabelle 6.4 sieht man, dass sich die Grenzen unterscheiden. Es werden somit Betriebspunkte in die dimensionslose Kennlinie eingefügt, die bisher nicht simuliert wurden, was jedoch die Allgemeingültigkeit der aufgestellten Kennlinien bestätigen soll. Alle experimentellen Messwerte weisen die

Parameter	Min	Max
$n$	450 min <sup>-1</sup>	750 min <sup>-1</sup>
$\dot{m}_{Einlass}$	158 kg/h	216 kg/h
$FS$	0,7	0,9
$\alpha_{d,Einlass}$	0,09	0,33

**Tabelle 6.10:** Prüfstand: Betriebsparameterbereich für weitere Messpunkte zur Validierung der dimensionslosen Kennlinien (insgesamt 33 Betriebspunkte im Experiment, alle erzielen  $\alpha_{d,HDA} \leq 0,02$  und  $H_{HDA} > 0$  m).



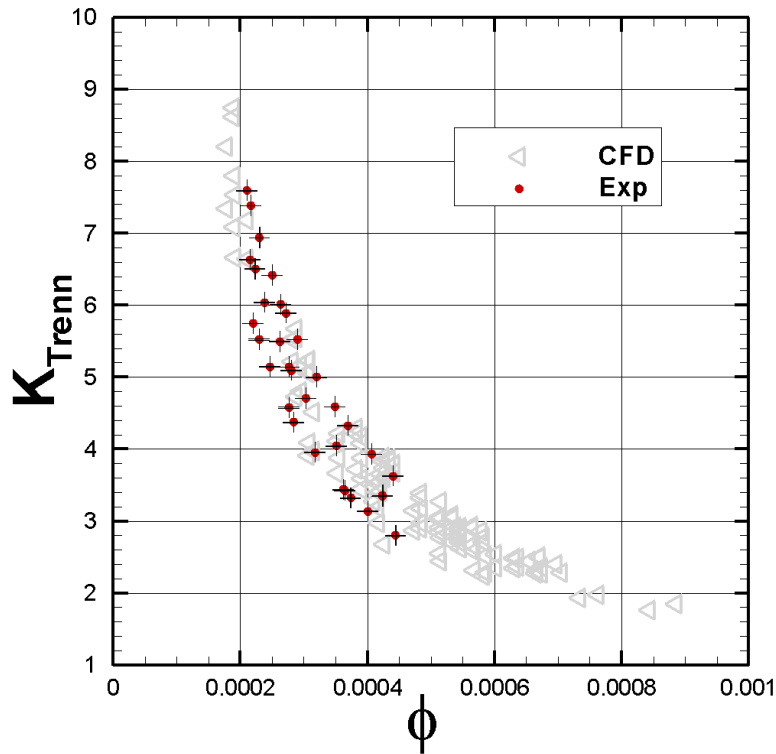
**Abbildung 6.28:** Einfluss der Durchmesserzahl  $\delta$  auf die Schnelllaufzahl  $\sigma$ . Direkter Vergleich zwischen den Ergebnissen aus der CFD und den Messergebnissen vom Prüfstand an der OvGU.

Anforderung  $\alpha_{d,HDA} \leq 0,02$  und  $H_{HDA} > 0$  m auf. Wie in den Simulationen werden nur Betriebspunkte betrachtet, bei denen gefördert und getrennt werden kann.

Der Zusammenhang zwischen Schnelllaufzahl  $\sigma$  und Durchmesserzahl  $\delta$  ist in Abbildung 6.28 dargestellt. Man kann eine sehr gute Übereinstimmung zwischen CFD und Experiment über den gesamten Kennziffernbereich erkennen. Das betrifft sowohl die absoluten Werte, als auch den Trendverlauf. Der aktuelle Aufbau am Prüfstand erlaubt Betriebspunkte im Bereich  $38 < \delta < 68$  und  $0,015 < \sigma < 0,042$ .

Der Verlauf des Trennpumpenfaktors  $K_{Trenn}$  über die Durchflusszahl  $\Phi$  ist in Abbildung 6.29 dargestellt. Die Übereinstimmung zwischen CFD und Experiment ist erneut gut. Der erzielbare Bereich am Prüfstand liegt bei  $2,8 < K_{Trenn} < 7,6$  und  $0,00021 < \Phi < 0,00044$ .

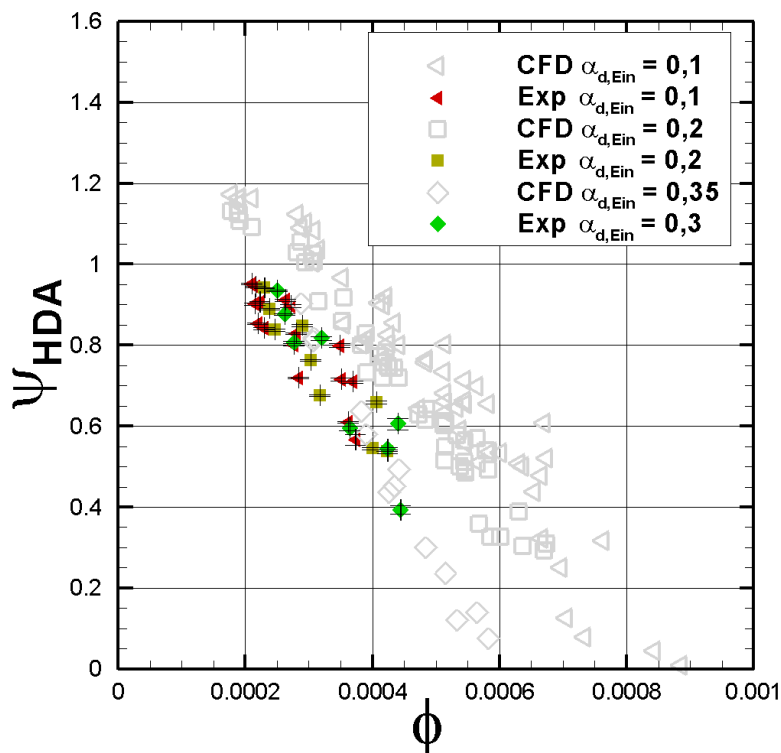
Die dimensionslose Kennlinie für Druckziffer  $\Psi_{HDA}$  und Durchflusszahl  $\Phi$  ist in Abbildung 6.30 dargestellt. Aus den vorherigen Simulationen konnte abgeleitet werden, dass die Kennlinie mit höherem Öl-Anteil  $\alpha_{d,Ein}$  am Einlass abfällt. Es soll untersucht werden,



**Abbildung 6.29:** Einfluss des Trennpumpenfaktors  $K_{Trenn}$  auf die Durchflusszahl  $\Phi$ . Direkter Vergleich zwischen den Ergebnissen aus der CFD und den Messergebnissen vom Prüfstand an der OvGU.

ob dies auch für die experimentellen Messungen der Fall ist. Die Messpunkte werden in 3 Gruppen entsprechend ihrem  $\alpha_{d, Ein}$ -Wert unterteilt. Es zeigt sich: für  $0,1 < \alpha_{d, Ein} < 0,3$  liegen alle experimentellen Messpunkte sehr dicht beieinander. Ein unterschiedlicher Verlauf der Kennlinien mit höherem Öl-Anteil ist nicht zu erkennen. Eine mögliche Ursache hierfür ist der experimentelle Betrieb. Während in den Simulationen von konstanten Stoffparametern (Dichte und Viskosität) ausgegangen wird, kommt es bei der Trennpumpe, wie bereits in Abschnitt 6.11 beschrieben, zu einer Erhöhung der Öltemperatur  $T_d$  durch die Nutzung der Ölpumpe ( $19,0^\circ\text{C} < T_d < 30,6^\circ\text{C}$ ). Die Ölviskosität nimmt dabei ab und somit auch die mittlere Viskosität des Gemisches in der Trennpumpe. Je größer der Öl-Anteil am Einlass, desto höher ist die Temperatur, da der Wärmeeintrag durch die Ölpumpe zunimmt. Bisher sind Messungen bei  $\alpha_{d, Ein} > 0,2$  nur mit  $T_d > 25^\circ\text{C}$  möglich. Es ist ratsam, zukünftig die Messungen mit einer angepassten Pumpe für viskosere Medien erneut durchzuführen, um zu verstehen, ob der Öl-Anteil wirklich einen Einfluss auf die  $\Psi_{HDA}$ - $\Phi$ -Kennlinie hat, so wie es in den Simulationen vorhergesagt wird. Die Vermutung liegt jedoch nahe, dass im Experiment der Einfluss der Viskosität auf die Kennlinien nicht so stark ausfallen wird, wie in der CFD. Dafür ist die Streuung der experimentellen Kennlinien für alle  $\alpha_{d, Ein}$  zu gering. Für die praxisnahe Anwendung wäre diese Schlussfolgerung vorteilhaft, da man nahezu unabhängig von  $\alpha_{d, Ein}$  die Förderhöhe vorhersagen könnte. Diese These muss aber noch nach Umbau des Prüfstandes validiert werden. Eine Anpassung des mittleren Tropfendurchmessers in den Simulationen bewirkt keine Veränderungen im Kennlinienverhalten, was aber auch schon in Unterabschnitt 6.12.2 für die Förderhöhe  $H_{HDA}$  gezeigt wurde. Mit steigendem Öl-Anteil ( $\alpha_{d, Ein} \geq 0,2$ ) stimmen die Werte für  $\Psi_{HDA}$  besser mit der CFD überein. Der Prüfstand deckt aktuell einen Kennlinienbereich von  $0,39 < \Psi_{HDA} < 0,95$  und  $0,00021 < \Phi < 0,00044$  ab.





**Abbildung 6.30:** Einfluss der Druckziffer  $\Psi_{HDA}$  auf die Durchflusszahl  $\Phi$ . Direkter Vergleich zwischen den Ergebnissen aus der CFD und den Messergebnissen vom Prüfstand an der OvGU. Messwerte werden entsprechend des Öl-Anteils am Einlass gruppiert.

#### 6.12.4 Zulaufpumpe und integriertes Laufrad

Um die Trennpumpe erfolgreich für industrielle Anwendung nutzen zu können, spielen Zulaufbedingungen eine wichtige Rolle. Dazu zählt, dass die Trennpumpe, wie auch ein Zyklon, nicht selbstsaugend ist. Deshalb muss eine der drei Bedingungen für einen erfolgreichen Betrieb erfüllt sein:

- Installation der Trennpumpe unterhalb des Fördergemisches (geodätische Förderhöhe am Einlass);
- das Einlassgemisch besitzt einen höheren Druck als die Umgebung und strömt von alleine in die Pumpe (häufig bei „jungen“ Offshore-Bohrlöchern);
- eine Zulaufpumpe wird vorgeschaltet.

Im Falle einer Zulaufpumpe wird das Gemisch zusätzlichen Scherkräften ausgesetzt, was im schlimmsten Fall eine Emulsion erzeugt. Dadurch verschlechtern sich die Eintrittsbedingungen in die Trennpumpe. Die Trennung solcher disperser Emulsionen ist in technisch realisierbaren Verweilzeiten meist nicht mehr möglich. Um ein Gefühl über den Einfluss einer solchen Zulaufpumpe zu bekommen, wird eine Aquariumpumpe vor den Einlass geschaltet. Der Einbau ist in Abbildung 6.31 schematisch dargestellt.

Ein qualitativer Vergleich des Strömungsbildes mit vorgeschalteter Zulaufpumpe und ohne ist in Abbildung 6.32 im laufenden Betrieb dargestellt. Der Parameterbereich für die durchgeführten Messungen ist in Tabelle 6.11 aufgelistet. Ohne Zulaufpumpe ist es möglich, dass sich eine klare Wasserschicht im Außenbereich des Rotors ausbildet. Das Pitot-

Parameter	Min	Max
$n$	600 min <sup>-1</sup>	600 min <sup>-1</sup>
$\dot{m}_{Einlass}$	162 kg/h	195 kg/h
$FS$	0,7	0,9
$\alpha_{d,Einlass}$	0,1	0,3

**Tabelle 6.11:** Prüfstand: Betriebsparameterbereich für weitere Messpunkte mit vorgeschalteter Zulaufpumpe nach Abbildung 6.31. Es werden 9 Betriebspunkte untersucht. In der Trennpumpe befindet sich nur ein Deckel ohne Laufräder.

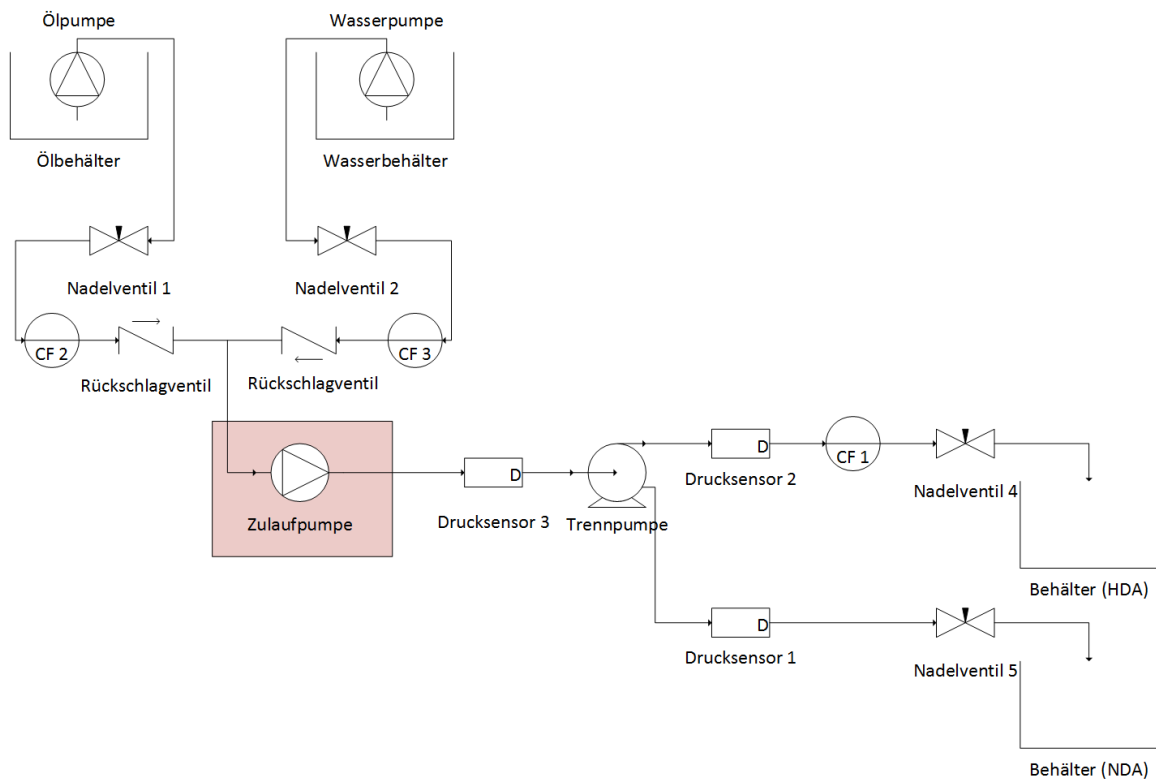
Parameter	Min	Max
$n$	300 min <sup>-1</sup>	450 min <sup>-1</sup>
$\dot{m}_{Einlass}$	164 kg/h	176 kg/h
$FS$	0,9	0,9
$\alpha_{d,Einlass}$	0,1	0,3

**Tabelle 6.12:** Prüfstand: Betriebsparameterbereich für weitere Messpunkte mit integriertem Laufrad. Es werden 6 Betriebspunkte untersucht. Eine Zulaufpumpe ist nicht vorgeschaltet.

Rohr ist deutlich zu erkennen. Das Öl befindet sich gebündelt in Achsnähe. Schaltet man die Zulaufpumpe vor, so entsteht ein disperses Strömungsbild im ganzen Rotor. Dieser Zustand stellt sich bei allen untersuchten Betriebspunkten ein und ändert sich auch nicht mit der Betriebsdauer. Wie zu erwarten, haben daher Einbauten stromauf der Trennpumpe Einfluss auf die Trennungsgüte. Die Scherkräfte beeinflussen die Tropfengrößenverteilung. Wie zu erwarten verschlechtert sich die Trennfähigkeit mit vorgeschalteter Zulaufpumpe, jedoch ergibt sich immer noch relativ reines Wasser am HDA mit  $2,3 < \alpha_{d,HDA} < 6,4\%$  (ohne Zulaufpumpe kleiner 2,0 %). Die Trennungsgrade mit Zulaufpumpe liegen zwischen  $75,6 \% < \eta_T < 85,6 \%$ . Trotz der Verschlechterung der Trennfähigkeit unter realistischen Bedingungen, kann weiterhin von einem erfolgreichen Prinzip der (Vor-)Trennung gesprochen werden. Wechselt man die Aquariumpumpe durch eine scherärmere Pumpe aus, wie z. B. Exzentrerschneckenpumpen, so können die bisher erzielten Trennungsgrade noch verbessert werden.

Erste Untersuchungen mit einem eingebauten Laufrad in die Trennpumpe wurden bereits am Prüfstand der OvGU durchgeführt. Das Laufrad besteht aus 4 Schaufeln und ist in Abbildung 6.33 dargestellt. Die Form der Schaufeln ist noch nicht optimiert. Es handelt sich um rechteckige Acrylplatten, die rotationssymmetrisch über den Deckel verteilt sind. Die Technische Zeichnung für das Laufrad befindet sich in Anhang B. Der untersuchte Parameterbereich ist in Tabelle 6.12 aufgelistet. Wie zu erwarten verändern die Schaufeln das Betriebsverhalten der Trennpumpe. Die Kennlinien mit und ohne Schaufeln sind in Abbildung 6.34 - 6.36 dargestellt. Es werden 6 Betriebspunkte mit Schaufeln dargestellt. Die Ergebnisse basieren bisher nur auf Experimenten aus [121]. Simulationen sollen zukünftig auch mit Schaufeln erstellt werden.

Die Druckziffer in Abbildung 6.34 erfährt einen deutlichen Anstieg durch das Laufrad. Es ergeben sich am Prüfstand Werte bis zu  $\Psi_{HDA}(\Phi = 0,00037) = 1,29$ . Der abfallende Kennlinienverlauf ist ähnlich wie bei der Konfiguration nur mit Deckel. Durch den



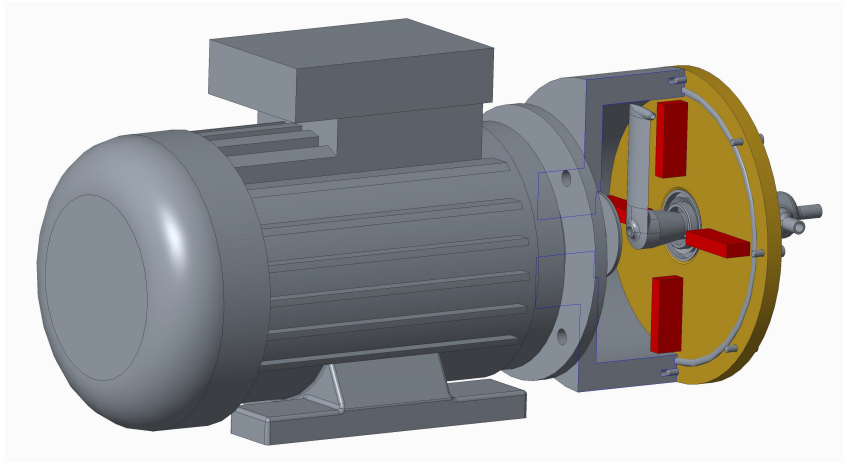
**Abbildung 6.31:** Schematischer Gesamtaufbau des Prüfstandes an der OvGU; hier mit Zulaufpumpe (rot markiert). CF1-CF3 = Coriolis-Durchflussmessgerät



(a) Strömungsbild ohne Zulaufpumpe

(b) Strömungsbild mit vorgeschalteter Zulaufpumpe

**Abbildung 6.32:** Einfluss auf das Strömungsbild im Rotor durch Einbau einer Zulaufpumpe. Die Trennpumpe besteht nur aus einem Deckel und hat selber noch keine Schaufeln.



**Abbildung 6.33:** CAD-Modell für Trennpumpe mit eingebauten Schaufeln. Die 4 Schaufelblätter sind rot markiert und sind auf dem Deckel (braun) festgeklebt.

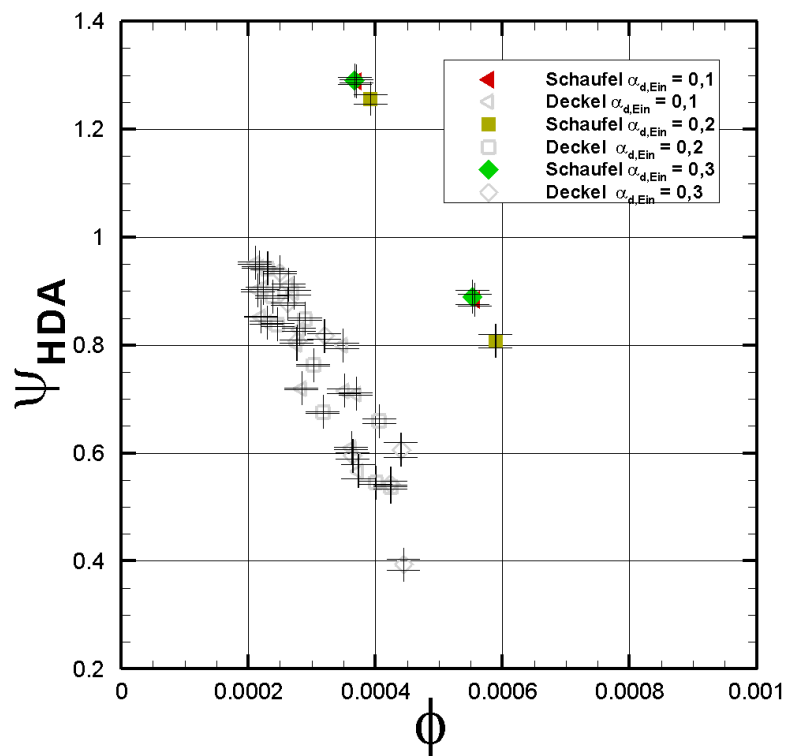
Betrieb mit Schaufeln wird jedoch auch ein größerer Öl-Gehalt am HDA erzielt (statt  $\alpha_{d,HDA} < 2\%$  nur mit Deckel ergeben sich mit Laufrad  $2,4\% < \alpha_{d,HDA} < 3,6\%$ ). Die Trenneigenschaften verschlechtern sich, was aber immer noch zu Trennungsgraden von  $74,0\% < \eta_T < 89,3\%$  führt.

Der Zusammenhang zwischen Trennpumpenkoeffizient und Durchflusszahl wird in Abbildung 6.35 dargestellt. Beide Verläufe (mit und ohne Schaufeln) sind sehr ähnlich. Die Schaufeln sorgen jedoch für größere Durchflusszahlen (jetzt bis zu  $\Phi = 0,00059$ ).

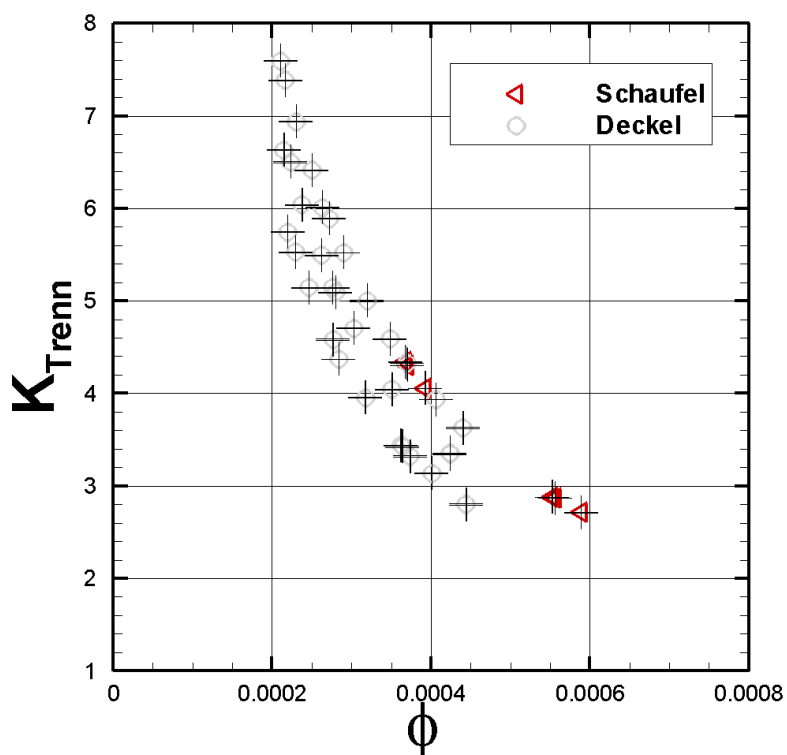
In Abbildung 6.36 wird der Zusammenhang zwischen der Durchmesserzahl und der Schnelllaufzahl dargestellt. Anhand der Definition der Kennzahlen in Gleichung 3.6 und Gleichung 3.7 wird ersichtlich, dass eine Zunahme der Förderhöhe durch das Laufrad zu kleineren Schnelllaufzahlen und größeren Durchmesserzahlen führt (bei  $\alpha_{d,Ein} = \text{konst.}$ ,  $D = \text{konst.}$ ,  $\dot{m}_{Ein} = \text{konst.}$  und  $n = \text{konst.}$ ). Die Kennlinie verschiebt sich weiter nach rechts unten.

## 6.13 Fazit

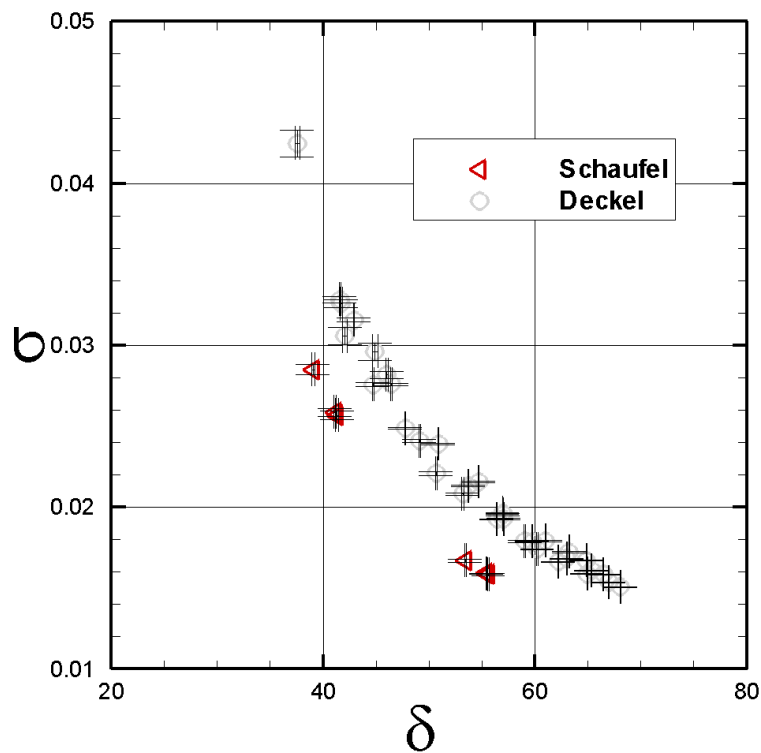
Basierend auf Simulationen und Experimenten kann gezeigt werden, dass die Adaption einer Pitot-Pumpe zur Trennpumpe erfolgreich ist. Es werden Messungen an einem Prototypen durchgeführt, die vielversprechende Trennleistung über einen weiten Betriebsbereich zeigen. Die Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit den CFD-Simulationen, so dass ein 1D-Auslegungswerkzeug vorgestellt werden kann. Mit dessen Hilfe können groß-skalierte Trennpumpen schnell und einfach dimensioniert werden. Die abgeleiteten Zusammenhänge bilden den Grundstein für weitere Untersuchungen auf dem Gebiet der Trennförderung. Hier besteht weiterhin Bedarf an zusätzlichen Messpunkten, da die Pitot-Pumpe außerhalb des Cordier-Diagramms arbeitet und somit nicht auf vorhandenen Daten zurückgegriffen werden kann. Die zusätzlichen Scherkräfte durch ein integriertes Laufrad und/oder eine vorgeschaltete Zulaufpumpe haben großen Einfluss auf die Trennqualität und müssen für eine effiziente Trennförderung mit berücksichtigt werden.



**Abbildung 6.34:** Experiment: Einfluss des Laufrades („Schaufel“) auf das Verhalten von  $\phi$  und  $\psi_{HDA}$ . Gezeigt werden 6 Messungen mit Laufrad. Der Öl-Gehalt am HDA beträgt mit Schaufeln  $2,4\% < \alpha_{d, HDA} < 3,6\%$ . Zum Vergleich werden auch die vorherigen Ergebnisse nur mit Deckel dargestellt („Deckel“). Es ist in beiden Fällen keine Zulaufpumpe vorgeschaltet.



**Abbildung 6.35:** Experiment: Einfluss des Laufrades („Schaufel“) auf das Verhalten von  $K_{Trenn}$  und  $\phi$ . Gezeigt werden 6 Messungen mit Laufrad. Der Öl-Gehalt am HDA beträgt mit Schaufeln  $2,4 \% < \alpha_{d,HDA} < 3,6 \%$ . Zum Vergleich werden auch die vorherigen Ergebnisse nur mit Deckel dargestellt („Deckel“). Es ist in beiden Fällen keine Zulaufpumpe vorgeschaltet.



**Abbildung 6.36:** Experiment: Einfluss des Laufrades („Schaufel“) auf das Verhalten von  $\sigma$  und  $\delta$ . Gezeigt werden 6 Messungen mit Laufrad. Der Öl-Gehalt am HDA beträgt mit Schaufeln  $2,4 \% < \alpha_{HDA} < 3,6 \%$ . Zum Vergleich werden auch die vorherigen Ergebnisse nur mit Deckel dargestellt („Deckel“). Es ist in beiden Fällen keine Zulaufpumpe vorgeschaltet.





# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Im ersten Teil dieser Arbeit geht es um die Pitot-Pumpe als reines Förderorgan, so wie sie seit ihrer Entwicklung vor knapp 100 Jahren konzipiert wurde. Seit dieser Zeit gab es keine Konstruktionsänderungen in industriellen Anwendungen. Das Pitot-Rohr (entspricht in seiner Funktionsweise einem Spiralgehäuse) wird seitdem identisch gebaut. Da die Pitot-Pumpe heutzutage immer noch in diversen Industriesektoren als Hochdruckreinigungspumpe verwendet wird (z. B. Papier- und Nahrungsmittelindustrie oder Bergbau) ergibt sich die Frage, ob moderne numerische Methoden ein mögliches Verbesserungspotenzial aufzeigen können. Folgende Fragestellung stand daher am Anfang des Projektes im Raum: Kann mittels numerischer Ansätze das Kennlinienverhalten einer Pitot-Pumpe realistisch simuliert werden und lassen sich durch automatisierte Optimierungsschleifen effizientere Konfigurationen finden? Die Simulationen sind im Realmaßstab durchgeführt worden (Rotordurchmesser: 400 mm), so dass sie direkt mit dem Pumpenprüfstand vergleichbar sind. Es kann gezeigt werden, dass die Wandrauigkeit im Rotor einen erheblichen Einfluss auf das Kennlinienverhalten hat. Für glatte Rotorwände erfährt das Fluid nur im Laufrad einen Energieeintrag. Bei der Pitot-Pumpe kommt es durch das Einfügen von Wandrauigkeit im Rotor zu einer Besonderheit: das Fluid erhält stromab des Laufrades im Rotor einen zusätzlichen Energieeintrag. Dieser geht jedoch zu Lasten des Pumpenwirkungsgrades  $\eta$ . Durch Anpassung der Randbedingungen in den Simulationen kann gezeigt werden, dass die Rechnungen mit den Experimenten sehr gut übereinstimmen. Die Rauigkeit variiert jedoch je nach Pitot-Pumpe und ist somit eine prüfstandspezifische Größe, die ermittelt werden muss. Betriebsbedingte Kavitationsschäden können ebenfalls in dieser Arbeit an der Rotorwand dokumentiert werden.

Die parametrisierte Formoptimierung des Pitot-Rohres wird für zwei Ansätze durchgeführt: einen schnellen, kostengünstigen Ansatz („low-fidelity“), wo nur die Diffusorkanalströmung im Pitot-Rohr simuliert wird und einen rechen-intensiven Ansatz („high-fidelity“), wo die gesamte Pitot-Pumpe berücksichtigt wird. Die Ergebnisse erlauben erste Design-Regeln für die Auslegung von effizienten Pitot-Rohren. Jedoch schaffen es die optimierten Konfigurationen, auch mit Profilierung, nicht den Pumpenwirkungsgrad der Standard-Konfiguration zu erreichen: die Änderungen des Strömungsfeldes im Rotor wirken sich zu nachteilig auf den Gesamtwirkungsgrad aus. Dies gilt auch, wenn der Diffusorwirkungsgrad drastisch verbessert wird. Das Strömungssystem im Rotor ist stark mit den Formänderungen des Pitot-Rohres gekoppelt. Eine entkoppelte Betrachtung bei der Optimierung kann nur schwer Verbesserungen für das Gesamtsystem erzielen.

Zur Verbesserung der Pumpeneffizienz werden weitere Konzepte in der Arbeit vorgestellt.

Dazu zählen zum einen Leitbleche im Diffusorkanal. Die erhoffte verbesserte Strömungsführung bleibt jedoch aus. Stattdessen nimmt die Förderhöhe über die gesamte Kennlinie ab und der Leistungsbedarf zu. Die Strömungsverluste entlang der Schaufeln sind zu groß. Von einer Optimierung wird hier abgesehen. Ein weiteres untersuchtes Konzept ist das sogenannte Nur-Flügel-Design. Hier wird der wulstige Pitot-Kopf adaptiert, so dass der Einlass stromlinienförmig in das Flügelprofil eingearbeitet ist. Die Ergebnisse zeigen nur im Überlastbereich Vorteile (Ursache: verbesserte Diffusorwirkung). Das dritte und letzte Konzept ist die Querschnittsoptimierung des Standard-Diffusorkanals. Breite und Länge der Querschnitte werden parametrisiert. Als Außenkontur wird das Nur-Flügel-Design und das Standard-Pitot-Rohr-Design genommen. Das Nur-Flügel-Design weist je nach Querschnittsaufweitung bei Teillast einen instabilen Kennlinienverlauf auf. Anders sieht es bei der Außenkontur des Standard-Pitot-Rohres aus. Hier kann durch die Veränderung des Diffusorkanals (Öffnungswinkel bis zu  $7,5^\circ$ ) eine Verbesserung der Kennlinie über den gesamten Betriebsbereich erzielt werden (stabiles Betriebsverhalten). Diese Vorgehensweise wird als beste und robusteste Methode zur Kennlinienverbesserung angesehen.

### Ausblick Pumpenwirkungsgrad:

- Eine erste Potenzialanalyse zeigt, dass der sprunghafte Übergang zwischen Laufradaustritt und Rotorkavität mit Totaldruckverlusten verbunden ist. Neue Laufradkonzepte (gekrümmte Schaufeln mit größerer Austrittsfläche, veränderte Laufradanzahl, halboffene Schaufeln) könnten diese Verluste reduzieren. Dabei muss aber sichergestellt werden, dass weiterhin stabiles Betriebsverhalten vorliegt.
- Die Parametrisierung eines CAD-Modells kann unterschiedlich durchgeführt werden. Dazu zählt neben der Parameteranzahl und dem Parameterbereich auch die Konstruktionsweise des CAD-Modells (Definition der Konstruktionslinien, Winkeldefinition). Viele Vorgehensweisen ergeben das gleiche Endmodell, jedoch beschränkt der Ablauf die Konfigurationsmöglichkeiten. Wüsste man vorher das optimale Design, könnte man seine Parametrisierung entsprechend anpassen. Da dies nicht der Fall ist, kann eine neue Parametrisierung für die high-fidelity Rechnungen andere Konfigurationen ergeben, die besser sind als die Standard-Konfiguration. Bisher teilen sich Diffusorkanal und Außenkontur die gleiche Konstruktionslinie. Man sieht anhand des Nur-Flügel-Designs, dass eine unabhängige Gestaltung von Außen- und Innenkontur Vorteile bringen kann.
- Es kann gezeigt werden, dass sich an der Rotorwand Kavitationsschäden einstellen. Diese instationären Phänomene sollten mittels hochaufgelöster Rechnungen untersucht werden, um die Zusammenhänge genauer zu verstehen. Die jetzigen Netze sind zu gering in ihrer Auflösung, um solche Phänomene zu untersuchen. In der Literatur sind hierzu noch keine Veröffentlichungen zu finden.

Im zweiten Abschnitt wird die Pitot-Pumpe adaptiert, so dass sie neben der Förderung auch zur Trennung von Flüssig-Flüssig-Gemischen eingesetzt werden kann. Das Konzept basiert auf Zentrifugalkräften, die genutzt werden, um die einzelnen Phasen unterschiedlicher Dichte zu trennen. Es ist somit prinzipiell auch für Gase oder Feststoffe anwendbar. Die Grundfrage lautet in dieser Arbeit: Kann das neuartige Konzept wirklich gleichzeitig fördern und trennen? Es soll außerdem untersucht werden, ob sich die Betriebspunkte mittels dimensionsloser Kennziffern vorhersagen lassen. Die Simulationen zeigen, dass unabhängig vom Öl-Anteil am Einlass, eine Wasserqualität mit weniger als 5 % Öl-Anteil am Hochdruckauslass (HDA) erzielbar ist. Dies würde den geplanten Einsatz der Trenn-

pumpe zur Vorreinigung erlauben. Eine Validierung der Zielfunktionen Förderhöhe  $H_{HDA}$  und Trennungsgrad  $\eta_T$  wurde durchgeführt und liefert zufriedenstellende Ergebnisse. Sie zeigt jedoch, dass die Annahme eines festen Tropfendurchmessers in den Simulationen für alle Öl-Anteile am Einlass nicht zu sinnvollen Ergebnissen führt. Aus den Experimenten wird auch deutlich, dass das Vorschalten von Ventilen oder Zulaufpumpen stromauf der Trennpumpe Einfluss auf die Wasserqualität am HDA hat. Für industrielle Anwendungen kann dieses Vorschalten, je nach Randbedingungen, notwendig sein. Daher ist eine gewissenhafte Auslegung der gesamten Anlage stromauf der Trennpumpe essentiell – sogar wichtiger als bei einer reinen Förderpumpe. Bei letzterem bedeuten falsche Einbauten zwar Anlagenverluste, jedoch besteht keine Gefahr, dass es zu einer Veränderung der Tropfengrößenverteilung kommt.

Für die dimensionslose Auswertung werden alle Betriebspunkte aus den Simulationen genommen, welche einen Öl-Anteil kleiner als 5 % am HDA haben. Die erhaltenen Beiwerte werden mit den Daten vom Prüfstand an der OvGU verglichen. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Die Betriebspunkte am Prüfstand liefern durchweg Öl-Anteile am HDA kleiner als 2 %. In dieser Arbeit wird ein neuer Beiwert eingeführt: der Trennpumpenkoeffizient  $K_{Trenn}$ . Er setzt sich aus dem Flow-Split und dem Verhältnis von Umfangsgeschwindigkeit zu Meridiangeschwindigkeitskomponente zusammen. Auch hier kann eine gute Übereinstimmung mit den Experimenten erzielt werden. Basierend auf den dimensionslosen Parametern wird ein erster Test für eine skalierte Anlage durchgeführt (1D-Auslegungs-Werkzeug). Für einen Durchsatz von  $60 \text{ m}^3/\text{h}$  wird eine passende Trennpumpe dimensioniert und deren Werte mit Simulationsergebnissen verglichen. Die Differenz zwischen der gewünschten Förderhöhe im Auslegungs-Werkzeug ( $H_{HDA} = 15 \text{ m}$ ) und der resultierenden Förderhöhe in der Simulation ( $H_{HDA} = 15,1 \text{ m}$ ) ist vertretbar. Sehr vielversprechend ist das Simulationsergebnis mit Hinblick auf die Wasserqualität, die für die groß-skalierte Anlage bei 0,19 % Öl-Anteil am HDA liegt. Man kann davon ausgehen, dass durch das Einfügen weiterer Messdaten die Korrelationen für das Auslegungs-Werkzeug immer genauer und zuverlässiger werden.

### Ausblick Trennförderung:

- In den Simulationen wird bisher für die Interaktion zwischen den Phasen nur die Widerstandskraft berücksichtigt. Weitere Interaktionsmöglichkeiten, wie turbulente Dispersion oder Grenzflächenspannung werden aktuell noch vernachlässigt, da sie weitere „Stellschrauben“ darstellen, dessen Einflüsse vorher genau analysiert werden müssen. Bei der turbulenten Dispersion muss im Hinterkopf behalten werden, dass RANS-Modelle eine isotrope Turbulenz annehmen, was hier nicht stimmt.
- Der Trennpumpenprüfstand sollte vor weiteren Messungen überholt werden. Das Öl wird bei der Förderung durch die Pumpe erwärmt, was Einfluss auf die Öl-Stoffgrößen hat. Dies könnte sich nachteilig auf das Auslegungs-Werkzeug (1D) auswirken und deren Genauigkeit reduzieren.
- Um eine klare Aussage über die Qualität des Auslegungs-Werkzeugs zu bekommen, bedarf es letztendlich einer groß-skalierten Trennpumpe am Prüfstand. Erst hier wird deutlich, ob die Mehrphasenmodelle ausreichen oder weitere Parameter angepasst oder hinzugefügt werden müssen.
- Der Einfluss verschiedener Laufräder auf die dimensionslosen Kennlinien ist zu untersuchen. Dabei gilt es einen Kompromiss zwischen Förderhöhe und Wasserqualität am HDA zu finden.



# Literaturverzeichnis

- [1] Grundfos, 2013. Achievement Report 2013.
- [2] Sulzer Pumpen, 1997. *Sulzer - Kreiselpumpen Handbuch*. Vulkan-Verlag, Essen.
- [3] International Energy Agency (IEA), 2015. CO2 Emissions from Fuel Combustion.
- [4] Almeida, A., Ferreira, F., Fong, J., und Fonseca, P., 2008. EuP Lot 11 Motors Final Report.
- [5] Clark, R. B., 1992. *Kranke Meere? Verschmutzung und ihre Folgen*. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg.
- [6] Oslo and Paris Commissions (OSPAR), 2013. OSPAR Report on Discharges, Spills and Emissions from Offshore Oil and Gas Installations in 2013.
- [7] Fakhru'l-Razi, A., Pendashteh, A., Abdullah, L. C., Biak, D. R. A., Madaeni, S. S., und Abidin, Z. Z., 2009. "Review of Technologies for Oil and Gas Produced Water Treatment". *Journal of Hazardous Materials*, **170**(2-3), pp. 530–551.
- [8] Oslo and Paris Commissions (OSPAR), 2013. Background Document concerning Techniques for the Management of Produced Water from Offshore Installations.
- [9] Igunnu, E. T., und Chen, G. Z., 2014. "Produced Water Treatment Technologies". *International Journal of Low-Carbon Technologies*, **9**(3), pp. 157–177.
- [10] Bohl, W., und Elmendorf, W., 2013. *Strömungsmaschinen 1: Aufbau und Wirkungsweise*. Kamprath-Reihe. Vogel-Buchverlag, Würzburg.
- [11] Stepanoff, A. J., 1957. *Centrifugal and Axial Flow Pumps: Theory, Design, and Application*. Wiley, New York.
- [12] Balje, O. E., 1981. *Turbomachines: A Guide to Design, Selection, and Theory*. Wiley, New York.
- [13] Kreuzfeld, G., 2011. CFturbo GmbH: Grundlagen der Berechnung von hydraulischen Strömungsmaschinen; Kurzlehrgang Turbomaschinen (Universität Erlangen).
- [14] Krogh, F., W., 1918. *U.S. Patent 1,441,589*. Centrifugal Conveyer. filed June 19, 1918, and issued Jan. 9, 1923.
- [15] Erickson, J. W., und Grumet, W. H., 1974. *A New Pump for Industry - The Roto Jet*. Proceedings of the Mechanical Engineering Conference (ASME Paper 74-Pet-31), Dallas, Texas, September 15–18, 1974.
- [16] Barske, U. M., 1960. "Development of some Unconventional Centrifugal Pumps". *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, **174**(1), pp. 437–461.

- [17] Schiavello, B., Angle, L. A., Roudnev, A. S., Shaw, J. G., Whitmire, K., Taylor, C. W., Versaw, W. F., und Chacchia, D. W., 1997. “Tutorial on Special Purpose Pumps-Pitot; Progressing Cavity; Air Operated Diaphragm; Hydraulically Actuated Diaphragm”. In *Proceedings of the 14th International Pump User Symposium*, Texas, USA.
- [18] King, W. L., 1967. *U.S. Patent 3,384,024*. Centrifugal Pump. filed Jan. 9, 1967, and issued May 21, 1968.
- [19] Erickson, J. W., und Williams, C. P., 1973. *U.S. Patent 3,838,939*. Pitot Pump with Means for Excluding Leakage from Bearings. filed Aug. 20, 1973, and issued Oct. 1, 1974.
- [20] Erickson, J. W., und Budrys, V., 1975. *U.S. Patent 4,045,145*. Pitot Pump with Turbulence Elimination. filed Dec. 19, 1975, and issued Aug. 30, 1977.
- [21] Erickson, J. W., 1979. *U.S. Patent 4,281,962*. High Pressure Centrifugal Pump. filed Mar. 23, 1979, and issued Aug. 4, 1981.
- [22] Binder, A., Emde, C., Keller, C., und Jaeger, C., 2011. *U.S. Patent 8,403,625*. Pitot Tube Pump. filed Nov. 18, 2011, and issued Mar. 26, 2013.
- [23] Kent, W., 1991. *U.S. Patent 5,098,255*. Variable Geometry Pitot Pump. filed Jan. 23, 1991, and issued Mar. 24, 1992.
- [24] Bryce Neilson, 2014. *WO2014152448A1*. Gear-Driven Flow-Through Pitot Tube Pump. filed Mar. 13, 2014, and issued Sept. 18, 2014.
- [25] Osborn, S., 1996. “The Roto-Jet Pump: 25 Years New”. *World Pumps*, **1996**(363), pp. 32–36.
- [26] Gülich, J. F., 2010. *Kreiselpumpen: Handbuch für Entwicklung, Anlagenplanung und Betrieb*. Springer, Berlin.
- [27] Pedersen, N., Larsen, P. S., und Jacobsen, C. B., 2003. “Flow in a Centrifugal Pump Impeller at Design and Off-Design Conditions - Part 1: Particle Image Velocimetry (PIV) and Laser Doppler Velocimetry (LDV) Measurements”. *ASME J. Fluids Eng.*, **125**(1), pp. 61–72.
- [28] Byskov, R. K., Jacobsen, C. B., und Pedersen, N., 2003. “Flow in a Centrifugal Pump Impeller at Design and Off-Design Conditions - Part 2: Large Eddy Simulations”. *ASME J. Fluids Eng.*, **125**(1), pp. 73–83.
- [29] Majidi, K., 2005. “Numerical Study of Unsteady Flow in a Centrifugal Pump”. *ASME J. Turbomach.*, **127**(2), pp. 363–371.
- [30] Feng, J., Benra, F.-K., und Dohmen, H. J., 2011. “Investigation of Periodically Unsteady Flow in a Radial Pump by CFD Simulations and LDV Measurements”. *ASME J. Turbomach.*, **133**(1), pp. 011004–1 – 011004–11.
- [31] Derakhshan, S., Pourmahdavi, M., Abdollahnejad, E., Reihani, A., und Ojaghi, A., 2013. “Numerical Shape Optimization of a Centrifugal Pump Impeller using Artificial Bee Colony Algorithm”. *Computers & Fluids*, **81**, pp. 145–151.
- [32] Cao, S., Peng, G., und Yu, Z., 2005. “Hydrodynamic Design of Rotodynamic Pump

- Impeller for Multiphase Pumping by Combined Approach of Inverse Design and CFD Analysis”. *ASME J. Fluids Eng.*, **127**(2), pp. 330–338.
- [33] Alemi, H., Nourbakhsh, S. A., Raisee, M., und Najafi, A. F., 2015. “Effects of Volute Curvature on Performance of a Low Specific-Speed Centrifugal Pump at Design and Off-Design Conditions”. *ASME J. Turbomach.*, **137**(4), pp. 041009–1 – 041009–10.
- [34] Furuya, O., 1985. “An Analytical Model for Prediction of Two-Phase (Noncondensable) Flow Pump Performance”. *ASME J. Fluids Eng.*, **107**(1), pp. 139–147.
- [35] Friedrichs, J., und Kosyna, G., 2002. “Rotating Cavitation in a Centrifugal Pump Impeller of Low Specific Speed”. *ASME J. Fluids Eng.*, **124**(2), pp. 356–362.
- [36] Limbach, P., Kimoto, M., Deimel, C., und Skoda, R., 2014. Numerical 3D Simulation of the Cavitating Flow in a Centrifugal Pump with Low Specific Speed and Evaluation of the Suction Head. ASME Paper No. GT2014-26089.
- [37] Cordier, O., 1953. “Ähnlichkeitsbedingungen für Strömungsmaschinen”. *Brennstoff Wärme Kraft*, **5**(10), pp. 337–340.
- [38] Epple, P., Durst, F., und Delgado, A., 2011. “A Theoretical Derivation of the Cordier Diagram for Turbomachines”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, **225**(2), pp. 354–368.
- [39] Kagawa, S., Kurokawa, J., Matsui, J., und Choi, Y.-D., 2007. “Performance of Very Low Specific Speed Centrifugal Pumps with Circular Casing”. *Journal of Fluid Science and Technology*, **2**(1), pp. 130–138.
- [40] Choi, Y.-D., Nishino, K., Kurokawa, J., und Matsui, J., 2004. “PIV Measurement of Internal Flow Characteristics of Very Low Specific Speed Semi-Open Impeller”. *Experiments in Fluids*, **37**(5), pp. 617–630.
- [41] Choi, Y.-D., Kurokawa, J., und Matsui, J., 2006. “Performance and Internal Flow Characteristics of a Very Low Specific Speed Centrifugal Pump”. *ASME J. Fluids Eng.*, **128**(2), pp. 341–349.
- [42] Cui, B., Zhu, Z., Zhang, J., und Chen, Y., 2006. “The Flow Simulation and Experimental Study of Low-Specific-Speed High-Speed Complex Centrifugal Impellers”. *Chinese Journal of Chemical Engineering*, **14**(4), pp. 435–441.
- [43] Wang, C. L., Zhao, C. L., Zhang, T. F., und Liu, D., 2012. “The Numerical Simulation of Full Flow Field of Roto-Jet Pump and Analysis of Energy Losses”. *Advanced Materials Research*, **562-564**, pp. 1369–1372.
- [44] Zhu, F. N., Liu, D., Yang, X. Y., und Wang, C. L., 2013. “Numerical Simulation of the Three-Dimensional Turbulent Flow in Roto-Jet Pump”. *Applied Mechanics and Materials*, **341-342**, pp. 375–378.
- [45] Zang, W., Li, X. C., Chen, Y., und Luo, Y. T., 2014. “Numerical Study of the inside Flow Field and the Rectangle Channel Impeller of Roto-Jet Pump”. *Applied Mechanics and Materials*, **529**, pp. 164–168.
- [46] Komaki, K., Kanemoto, T., Sagara, K., und Umekage, T., 2013. “Effect of the Collector Tube Profile on Pitot Pump Performances”. In *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, **52**, Beijing, China.

- [47] Meyer, J., Daróczy, L., und Thévenin, D., 2014. New Design Approach for Pitot-Tube Jet Pump. ASME Paper No. GT2014-25310.
- [48] Pfleiderer, C., 2005. *Strömungsmaschinen*. Springer, Wien.
- [49] Menny, K., 1995. *Strömungsmaschinen*. Teubner, Stuttgart.
- [50] Church, A. H., 1955. *Centrifugal Pumps and Blowers*. J. Wiley & Sons, New York.
- [51] Sigloch, H., 2006. *Strömungsmaschinen: Grundlagen und Anwendungen*. Hanser, München.
- [52] Sigloch, H., 2014. *Technische Fluidmechanik*. Springer Vieweg, Berlin.
- [53] Schlichting, H., Gersten, K., Krause, E., und Oertel, H., 2006. *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- [54] Spurk, J. H., und Aksel, N., 2010. *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen*. Springer, Berlin.
- [55] Dean, W. R., 1928. “Fluid Motion in a Curved Channel”. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **121**(787), pp. 402–420.
- [56] White, C. M., 1929. “Streamline Flow through Curved Pipes”. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **123**(792), pp. 645–663.
- [57] Hämmerlin, G., 1958. “Die Stabilität der Strömung in einem gekrümmten Kanal”. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, **38**(7-8), p. 310.
- [58] Richter, H., und Schmidt, D., 1971. *Rohrhydraulik: Ein Handbuch zur Praktischen Strömungsberechnung*. Springer, Berlin.
- [59] Adler, M., 1934. “Strömung in gekrümmten Rohren”. *ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, **14**(5), pp. 257–275.
- [60] RWTH Aachen, 1984-1995. “SFB224: Motorische Verbrennung - Abschlussbericht”.
- [61] Hucho, W.-H., 2011. *Aerodynamik der Stumpfen Körper: Physikalische Grundlagen und Anwendungen in der Praxis*. Vieweg + Teubner, Wiesbaden.
- [62] Hoerner, S. F., 1965. *Fluid-Dynamic Drag: Practical Information on Aerodynamic Drag and Hydrodynamic Resistance*. Hoerner Fluid Dynamics, Bakersfield.
- [63] Stiess, M., 1994. *Mechanische Verfahrenstechnik 2*. Springer-Lehrbuch. Springer-Verlag, Berlin and London.
- [64] Meyer, J., Hagemeyer, T., Abdelsamie, A. H., und Thévenin, D., 2013. “CFD Modeling of Gravity-Induced Separation for Dispersed Oil-Water Emulsions”. In *8th International Conference on Multiphase Flow ICMF*, Jeju-do, Süd-Korea.
- [65] Mungma, N., Chuttrakul, P., und Pfennig, A., 2014. “Liquid-Liquid Phase Separation in Batch Settling with Inclined Plate”. *Jurnal Teknologi*, **67**(4), pp. 55–58.
- [66] Tarpagkou, R., und Pantokratoras, A., 2014. “The Influence of Lamellar Settler in Sedimentation Tanks for Potable Water Treatment — A Computational Fluid Dynamic Study”. *Powder Technology*, **268**, pp. 139–149.



- [67] Schaffinger, U., 1990. “Centrifugal Separation of a Mixture”. *Fluid Dynamics Research*, **6**(5-6), pp. 213–249.
- [68] Erdal, F. M., Mantilla, I., Shirazi, S. A., und Shoham, O., 1998. “Simulation of Free Interface Shape and Complex Two-Phase Flow Behaviour in Gas-Liquid Cylindrical Cyclone Separator”. *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*.
- [69] Young, G., Wakley, W. D., Taggart, D. L., Andrews, S. L., und Worrell, J. R., 1994. “Oil-Water Separation using Hydrocyclones: An Experimental Search for Optimum Dimensions”. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, **11**(1), pp. 37–50.
- [70] Liu, H.-F., Xu, J.-Y., ZHANG, J., Sun, H.-Q., Zhang, J., und Wu, Y.-X., 2012. “Oil/Water Separation in a Liquid-Liquid Cylindrical Cyclone”. *Journal of Hydrodynamics*, **24**(1), pp. 116–123.
- [71] Thew, M. T., 2000. *Cyclones for Oil/Water Separation*. Encyclopedia of Separation Science. Academic Press.
- [72] Slot, J. J., 2013. “Development of a Centrifugal In-Line Separator for Oil-Water Flows”. Ph.D., University of Twente, Twente.
- [73] Campen, L. v., 2014. “Bulk Dynamics of Droplets in Liquid-Liquid Axial Cyclones”. Ph.D., Delft.
- [74] Rudolf, P., 2013. “Simulation of Multiphase Flow in Hydrocyclone”. In EPJ Web of Conferences, Vol. 45, EDP Sciences, p. 01101.
- [75] Zhao, Z., 2011. “The Influence of Structural Changes on the Interior Flow Field’s Characteristics of Disc Separator”. *Procedia Engineering*, **15**, pp. 5051–5055.
- [76] Konrath, M., Brenner, A.-K., Dillner, E., und Nirschl, H., 2015. “Centrifugal Classification of Ultrafine Particles: Influence of Suspension Properties and Operating Parameters on Classification Sharpness”. *Separation and Purification Technology*, **156**, pp. 61–70.
- [77] Gruselle, F., Steimes, J., und Hendrick, P., 2011. “Study of Two-Phase Flow Pump and Separator System”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, **133**(6), pp. 1–8.
- [78] Creutz, M., und Mewes, D., 1998. “A Novel Centrifugal Gas-Liquid Separator for Catching Intermittent Flows”. *International Journal of Multiphase Flow*, **24**(7), pp. 1057–1087.
- [79] White, F. M., 2011. *Fluid Mechanics*. McGraw-Hill, New York.
- [80] Yeoh, G. H., und Tu, J., 2010. *Computational Techniques for Multiphase Flows*. Butterworth-Heinemann, Oxford and Burlington.
- [81] Ferziger, J. H., und Perić, M., 2008. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- [82] CD-adapco, 2015. “StarCCM+ Documentation Version 10.04”.
- [83] Barth, T., und Jespersen, D., 1989. “The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Meshes: Technical Report AIAA-89-0366”. In *AIAA 27th Aerospace Sciences Meeting*, Reno, Nevada.

- [84] Černe, G., Petelin, S., und Tiselj, I., 2001. “Coupling of the Interface Tracking and the Two-Fluid Models for the Simulation of Incompressible Two-Phase Flow”. *Journal of Computational Physics*, **171**(2), pp. 776–804.
- [85] Schiller, L., und Naumann, A. Z., 1933. “Über die Grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung”. *Ver. Deut. Ing.*, **77**, pp. 318–320.
- [86] Štrubelj, L., und Tiselj, I., 2011. “Two-Fluid Model with Interface Sharpening”. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, **85**(5), pp. 575–590.
- [87] Murphy, S., Delfos, R., Pourquié, M., Olujić, Ž., Jansens, P. J., und Nieuwstadt, F., 2007. “Prediction of Strongly Swirling Flow within an Axial Hydrocyclone using Two Commercial CFD Codes”. *Chemical Engineering Science*, **62**(6), pp. 1619–1635.
- [88] Auton, T. R., Hunt, J. C. R., und Prud’Homme, M., 1988. “The Force Exerted on a Body in Inviscid Unsteady Non-Uniform Rotational Flow”. *Journal of Fluid Mechanics*, **197**, pp. 241–257.
- [89] Güden, Y., und Yavuz, M. M., 2014. “Analysis and Control of Complex Flows in U-Bends Using Computational Fluid Dynamics”. In *ASME 2014 4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting collocated with the ASME 2014 12th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels*, Chicago, Illinois, USA.
- [90] Biswas, A. K., Sinha, P. K., Mullick, A. N., und Majumdar, B., 2015. “A Computational Analysis of Flow Development through a Constant Area C-Duct”. *International Journal of Engineering Research and Applications*, **5**(3), pp. 69–73.
- [91] Tabib, M. V., Lane, G., Yang, W., und Schwarz, M. P., 2012. “CFD Study of Single Phase and Multiphase (Liquid–Liquid) Pump-Mixer: Analyzing Design Parameters, Flow Structures and Turbulence”. *Chemical Engineering Science*, **80**, pp. 55–69.
- [92] Yahiaoui, T., Ladjedel, O., Imine, O., und Adjlout, L., 2016. “Experimental and CFD Investigations of Turbulent Cross-Flow in Staggered Tube Bundle Equipped with Grooved Cylinders”. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, **38**(1), pp. 163–175.
- [93] Chakraborty, S., und Pandey, K. M., 2011. “Numerical Studies on Effects of Blade Number Variations on Performance of Centrifugal Pumps at 4000 rpm”. *IACSIT International Journal of Engineering and Technology*, **3**(4), pp. 410–416.
- [94] Bellary, S. A. I., und Samad, A., 2016. “Pumping Crude Oil by Centrifugal Impeller having Different Blade Angles and Surface Roughness”. *Journal of Petroleum Exploration and Production Technology*, **6**(1), pp. 117–127.
- [95] Panopoulos, N., Margaris, D. P., Kostakontis, G. M., und Styliaras, P. E., 2015. “Numerical and experimental investigation of air-water two-phase flow in a pipe with three cavities of different aspect ratios”. *International Review of Mechanical Engineering (IREME)*, **9**(2), pp. 145–153.
- [96] Fernández, X. R., und Nirschl, H., 2013. “Simulation of Particles and Sediment Behaviour in Centrifugal Field by Coupling CFD and DEM”. *Chemical Engineering Science*, **94**, pp. 7–19.

- [97] Peng, B., Yan, H., Fang, H., und Wang, M., 2015. “Modification of  $k$ - $\omega$  Turbulence Model for Predicting Airfoil Aerodynamic Performance”. *Journal of Thermal Science*, **24**(3), pp. 221–228.
- [98] Heo, M.-W., Kim, K.-Y., Kim, J.-H., und Choi, Y. S., 2016. “High-Efficiency Design of a Mixed-Flow Pump using a Surrogate Model”. *Journal of Mechanical Science and Technology*, **30**(2), pp. 541–547.
- [99] Wang, W., Pei, J., Yuan, S., Zhang, J., Yuan, J., und Xu, C., 2016. “Application of Different Surrogate Models on the Optimization of Centrifugal Pump”. *Journal of Mechanical Science and Technology*, **30**(2), pp. 567–574.
- [100] Liao, Y., Rzehak, R., Lucas, D., und Krepper, E., 2015. “Baseline Closure Model for Dispersed Bubbly Flow: Bubble Coalescence and Breakup”. *Chemical Engineering Science*, **122**, pp. 336–349.
- [101] Bhat, P., S., und Sullerey, R. K., 2013. An Assessment of Turbulence Models for S-Duct Diffusers with Flow Control. ASME Paper No. GTINDIA2013-3566.
- [102] Ahn, S. J., und Kwon, O. J., 2015. “Numerical Investigation of a Pump-Jet with Ring Rotor using an Unstructured Mesh Technique”. *Journal of Mechanical Science and Technology*, **29**(7), pp. 2897–2904.
- [103] ANSYS Inc., 2010. “ANSYS FLUENT Theory Guide v13”.
- [104] Spalart, P., und Allmaras, S., 1992. “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows”. In *AIAA 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, USA.
- [105] Jones, W. P., und Launder, B. E., 1972. “The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **15**(2), pp. 301–314.
- [106] Launder, B., und Sharma, B., 1974. “Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc”. *Letters in Heat and Mass Transfer*, **1**(2), pp. 131–137.
- [107] Yakhot, V., Orszag, S. A., Thangam, S., Gatski, T. B., und Speziale, C. G., 1992. “Development of Turbulence Models for Shear Flows by a Double Expansion Technique”. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, **4**(7), pp. 1510–1520.
- [108] Shih, T. H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., und Zhu, J., 1995. “A New  $k$ - $\epsilon$  Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows -Model Development and Validation”. *Computers & Fluids*, **24**(3), pp. 227–238.
- [109] Durbin, P. A., 1996. “On the  $k$ -3 Stagnation Point Anomaly”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **17**(1), pp. 89–90.
- [110] Wilcox, D. C., 1988. “Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models”. *AIAA Journal*, **26**(11), pp. 1299–1310.
- [111] Menter, F. R., 1994. “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”. *AIAA Journal*, **32**(8), pp. 1598–1605.
- [112] Thévenin, D., und Janiga, G., 2008. *Optimization and Computational Fluid Dynamics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.

- [113] Fisher, R. A., 1935. *The Design of Experiments*. Oliver and Boyd, Edinburgh and London.
- [114] Daróczy, L., Janiga, G., und Thévenin, D., 2014. “Systematic Analysis of the Heat Exchanger Arrangement Problem Using Multi-Objective Genetic Optimization”. *Energy*, **65**, pp. 364–373.
- [115] Meyer, J., Daróczy, L. , Janiga, G. , Thévenin, D., 2015. “Using 3D Shape Optimization to Reduce Turbulent Mixing Losses Inside the Rotor Cavity of a Pitot-Tube-Jet-pump for Fluid-Fluid Separation”. In *Conference on Modeling Fluid Flow (CMFF’15)*, Budapest, Ungarn.
- [116] McKay, M. D., Beckman, R. J., und Conover, W. J., 1979. “A Comparison of Three Methods for Selecting Values of Input Variables in the Analysis of Output from a Computer Code”. *Technometrics*, **2**(21), pp. 239–245.
- [117] Worster, R. C., 1963. “The Flow in Volute and its Effect on Centrifugal Pump Performance”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, **177**(1), pp. 843–875.
- [118] Luo, J., und Razinsky, E. H., 2009. “Analysis of Turbulent Flow in 180 degree Turning Ducts with and without Guide Vanes”. *ASME J. Turbomach.*, **131**(2), pp. 021011–1 – 021011–10.
- [119] Larsson, I. A. S., Lindmark, E. M., Lundström, T. S., und Nathan, G. J., 2011. “Secondary Flow in Semi-Circular Ducts”. *ASME J. Fluids Eng.*, **133**(10), pp. 101206–1 – 101206–8.
- [120] Steinmüller, R., 2015. “Untersuchung zum Trennungsverhalten von flüssig-flüssig Gemischen unter Einfluss von Zentrifugalkräften”. *Bachelorarbeit (LSS-B01/15)*, Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.
- [121] Steinmüller, R., 2016. “Experimentelle Messungen an einer adaptierten Pitot-Pumpe zur Trennung von Öl-Wasser-Gemischen”. *Masterarbeit (LSS-M09/16)*, Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.

# Eigene Veröffentlichungen

## Patent

- Bornstein C., Meyer J. und Thévenin D., „Staurohrfördereinrichtung sowie Zentrifuge zum Trennen von Flüssigkeiten mit einem Rotor und zumindest einem Staurohr“, veröffentlicht in 2016, Patent Nr. DE112014004820A5

## Journal

- Meyer, J., Daróczy, L., und Thévenin, D. „Shape optimization of the pick-up tube in a Pitot-tube jet-pump“. *ASME J. Fluids Eng.*, 2016,**139**(2):021103 - 021103-11, DOI: 10.1115/1.4034455
- Meyer, J., Medeiros, L., Janiga, G. und Thévenin, D. „Simulation des Trennungsvorgangs einer instabilen Emulsion mittels numerischer Strömungsmechanik“. *Chemie Ingenieur Technik*, **85**(9):1379–1380, 2013. DOI: 10.1002/cite.201250649
- Meyer, J. und Thévenin, D. „Continuous fluid-fluid separation by adapting a classical Pitot-pump: Comparing numerical results with experimental data to develop a 1D-design-tool“, (*in Vorbereitung*: geschrieben, aber noch nicht veröffentlicht aufgrund von Geheimhaltung)

## Konferenzen mit mündlicher Präsentation

- Meyer, J., Hagemeyer, T. Abdelsamie, A. H. und Thévenin, D. „CFD modeling of gravity-induced separation for dispersed oil-water emulsions“. *8th International Conference on Multiphase Flow (ICMF)*, 2013. Jeju-do, Südkorea.
- Meyer, J. und Thévenin, D. „3D CFD calculations for a pitot-tube jet pump and experimental validation“. *15th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery (ISROMAC-15)*, 2014. Honolulu, USA.
- Meyer, J., Daróczy, L. und Thévenin, D. „Optimizing the external geometry of a pick-up tube for a pitot-tube-jet pump“. *4th International Conference on Engineering Optimization*, 2014. Lissabon, Portugal.
- Meyer, J., Daróczy, L. , Janiga, G. , Thévenin, D. „Using 3D shape optimization to reduce turbulent mixing losses inside the rotor cavity of a pitot-tube-jet-pump

for fluid-fluid separation“. *Conference on modeling Fluid Flow (CMFF'15)*, 2015. Budapest, Ungarn.

- Meyer, J., Daróczy, L. und Thévenin, D. „New design approach for pitot-tube jet pump“. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition*, 2014. Düsseldorf, Deutschland.

## Poster

- Meyer, J. und Thévenin, D. „Optimierung einer Pitot-Staurohr-Pumpe zur gleichzeitigen Trennung und Förderung von flüssig-flüssig Gemischen“. *ProcessNet-Jahrestagung und 31. DECHEMA-Jahrestagung der Bio-technologen*, 2014. Aachen, Deutschland

# Betreute Arbeiten

## Masterarbeit

- Steinmüller, R., 2017. “Experimentelle Messungen an einer adaptierten Pitot-Pumpe zur Trennung von Öl-Wasser-Gemischen”. *Masterarbeit (LSS-M09/16)*, Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.
- Kroll-Gast, N., 2016. “Strukturmechanische Betrachtungen an einer Pitot-Pumpe”. *Masterarbeit (LSS-M07/15)*, Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.
- Hübener, M., 2013. “Experimentelle Untersuchung einer optimierten Savonius-Turbine”. *Masterarbeit (LSS-D04/12)*, Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.

## Bachelorarbeit

- Steinmüller, R., 2015. “Untersuchung zum Trennungsverhalten von flüssig-flüssig Gemischen unter Einfluss von Zentrifugalkräften”. *Bachelorarbeit (LSS-B01/15)*, Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.
- Senkel, A., 2015. “Energetische Optimierung von Kühlwasserkreisläufen auf Schiffen durch die Drehzahlregelung von Pumpen”. *Bachelorarbeit (LSS-B04/15)*, Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Industriepartner: MAN Diesel und Turbo SE.
- Meyer, J., 2015. “Potenzialanalyse zur CO<sub>2</sub>-Optimierung eines Nutzfahrzeugdieselmotors”. *Bachelorarbeit (LSS-B08/15)*, Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Industriepartner: IAV GmbH.

## Studienarbeit

- Scholz, S., 2012. “Vergleich einer Zahnringpumpe mit einer Flügelzellenpumpe”. *Studienarbeit (LSS-S01/12)*, Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik,

Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Industriepartner: Rolls-Royce Deutschland.

## Masterprojekt

- Marin, D., 2016. “Berechnung und Überprüfung der geplanten Konstruktion einer Messtraverse mittels FEM Simulation”. *Masterprojekt*, Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.



# Lebenslauf

## Persönliches

Name	Jan Meinhard Meyer
Adresse	Ludwigstraße 25, 38106 Braunschweig
E-Mail	jan.meyer@ovgu.de
Geburtsdatum	30.04.1986
Geburtsort	Wolfenbüttel

## Arbeitserfahrung

01/12–heute	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik (LSS) an der Otto-von-Guericke-Universität (OvGU), Leitung: Prof. Dominique Thévenin
-------------	---

## Bildung

Sept. 2011	Abschluss Maschinenbauingenieur (Dipl.-Ing.), Note: 1,7 (gut)
10/05–09/11	Maschinenbaustudium (Diplom), TU Braunschweig (Braunschweig, Deutschland), Schwerpunkt: Aerodynamik und Triebwerke
Juni 2005	Abiturprüfung, Note 2,2 (gut)
09/98–06/05	Gymnasium Große Schule (Wolfenbüttel, Deutschland)

## Praktikum

12/10–03/11	4-monatiges Praktikum bei Rolls-Royce Deutschland in Dahlwitz (DE)
05/10–11/10	6-monatiges Praktikum bei EADS Innovation Works in Bristol (GB)

## Lehre

01/12–heute	Übungsleiter am LSS für Strömungsmechanik 1, Fluidenergiemaschinen und Druckmesstechnik (Praktikum)
-------------	---

Magdeburg, den 31.03.2017

Jan Meinhard Meyer



# Anhang A

## Experimentelle Messunsicherheit

Bestimmt werden sollen die Unsicherheiten  $\chi(z)$  durch zufällige Messfehler für eine beliebige Größe  $z$ .

$$z = \bar{z} \pm \chi(z) \quad (\text{A.1})$$

Dafür benötigt wird der arithmetische Mittelwert  $\bar{z}$  für  $N$  Messwerte.

$$\bar{z} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N z_i \quad (\text{A.2})$$

Ist man an der Unsicherheit  $\chi(z)$  für eine direkte Messgröße interessiert, wird der Vertrauensintervall (oder auch empirische Standardabweichung des Mittelwertes)  $s(z)$  berechnet. Er beschreibt die Unsicherheit durch den zufälligen Fehler.

$$\chi(z) = s(z) = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (z_i - \bar{z})^2 \cdot t} \quad (\text{A.3})$$

In  $\chi(z)$  werden die quadrierten zufälligen Fehler addiert. Je mehr Messwerte berücksichtigt werden, desto mehr geht die Unsicherheit gegen Null und der Mittelwert strebt gegen den richtigen Wert. Der Student-Faktor  $t$  berücksichtigt Abweichungen vom theoretischen Mittelwert bedingt durch die (nicht unendliche) Anzahl an Messpunkten. Für alle Konfidenzintervalle in dieser Arbeit wird ein zweiseitiger Vertrauensbereich von 95 % angenommen. Je nach Messwerteanzahl kann der entsprechende  $t$ -Wert aus DIN 1319-3 genommen werden.

Angenommen, die Messgröße  $z$  basiert auf mehreren fehlerbehafteten Werten  $(x_1, x_2, x_3, \dots, x_m)$ , so lässt sich die Unsicherheit für  $z$  nicht alleine durch das Vertrauensintervall bestimmen. Stattdessen kann für die zufälligen Fehler das quadratische Fehlerfortpflanzungsgesetz nach Gauß verwendet werden. Dieses setzt jedoch voraus, dass die einzelnen Werte unkorreliert zueinander sind. Wie bei den direkten Messgrößen werden die quadratischen Fehler addiert. Zusätzlich werden auch die linearen Näherungen gemäß der Taylor-Reihen-Entwicklung für jede einzelne Messgröße berücksichtigt. Bei der linearen Näherung werden die Mittelwerte der einzelnen Messgrößen verwendet. Daraus ergibt sich

die (absolute) Messunsicherheit  $\chi(z)$ :

$$\chi(z) = \sqrt{\sum_{j=1}^m \left[ \left( \frac{\partial \bar{z}}{\partial x_j} \right)^2 \cdot s(x_j)^2 \right]}. \quad (\text{A.4})$$

## A.1 Unsicherheit für Trennungsgrad $\chi(\eta_T)$

Der Trennungsgrad  $\eta_T$  ist definiert durch das Verhältnis der Öl-Konzentration  $\alpha_d$  am Hochdruckauslass HDA und am Einlass.

$$\eta_T = 1 - \frac{\alpha_{d,HDA}}{\alpha_{d,Ein}} \quad \text{mit } \chi(\alpha_{d,Ein}) \quad \text{und} \quad \chi(\alpha_{d,HDA}) \quad (\text{A.5})$$

Beide Konzentrationen ( $\alpha_{d,HDA}$  und  $\alpha_{d,Ein}$ ) sind jeweils abhängig von drei Dichten.

### Unsicherheit für Öl-Konzentration am HDA $\chi(\alpha_{d,HDA})$ :

Die Konzentration am HDA ist definiert durch

$$\alpha_{d,HDA} = \frac{\rho_{m,HDA} - \rho_c}{\rho_d - \rho_c}. \quad (\text{A.6})$$

Für die linearen Terme folgt

$$\frac{\partial \bar{\alpha}_{d,HDA}}{\partial \rho_{m,HDA}} = \frac{1}{\bar{\rho}_d - \bar{\rho}_c} \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial \bar{\alpha}_{d,HDA}}{\partial \rho_c} = \frac{\bar{\rho}_{m,HDA} - \bar{\rho}_d}{(\bar{\rho}_d - \bar{\rho}_c)^2} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial \bar{\alpha}_{d,HDA}}{\partial \rho_d} = \frac{\bar{\rho}_c - \bar{\rho}_{m,HDA}}{(\bar{\rho}_d - \bar{\rho}_c)^2} \quad (\text{A.9})$$

Gemäß dem quadratischen Fehlerfortpflanzungsgesetz ergibt sich für den Öl-Anteil am HDA eine Messunsicherheit  $\chi(\alpha_{d,HDA})$  von

$$\chi(\alpha_{d,HDA}) = \sqrt{\left( \frac{\partial \bar{\alpha}_{d,HDA}}{\partial \rho_{m,HDA}} \cdot s(\rho_{m,HDA}) \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{\alpha}_{d,HDA}}{\partial \rho_c} \cdot s(\rho_c) \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{\alpha}_{d,HDA}}{\partial \rho_d} \cdot s(\rho_d) \right)^2} \quad (\text{A.10})$$

### Unsicherheit für Öl-Konzentration am Einlass $\chi(\alpha_{d,Ein})$ :

Die Konzentration am Einlass ist definiert durch

$$\alpha_{d,Ein} = \frac{\rho_{m,Ein} - \rho_c}{\rho_d - \rho_c} \quad (\text{A.11})$$

Durch den verwendeten Versuchsaufbau (siehe Abbildung 6.25) ist es möglich, den Öl-Anteil am Einlass auch über das Massenstromverhältnis vom Öl- und Wasserbehälter zu berechnen

$$\alpha_{d,Ein} = \frac{\dot{m}_d}{\dot{m}_d + \dot{m}_c} \quad (\text{A.12})$$

Letztere Berechnungsweise wird für die Experimente verwendet. Die linearen Terme ergeben sich zu

$$\frac{\partial \bar{\alpha}_{d,Ein}}{\partial \dot{m}_d} = \frac{\dot{m}_c}{(\dot{m}_d + \dot{m}_c)^2} \quad (\text{A.13})$$

und

$$\frac{\partial \bar{\alpha}_{d,Ein}}{\partial \dot{m}_c} = -\frac{\dot{m}_d}{(\dot{m}_d + \dot{m}_c)^2}. \quad (\text{A.14})$$

Es folgt für die Unsicherheit  $\chi(\alpha_{d,Ein})$  gemäß dem quadratischen Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$\chi(\alpha_{d,Ein}) = \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{\alpha}_{d,Ein}}{\partial \dot{m}_c} \cdot s(\dot{m}_c)\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{\alpha}_{d,Ein}}{\partial \dot{m}_d} \cdot s(\dot{m}_d)\right)^2} \quad (\text{A.15})$$

Für die Gesamtunsicherheit des Trennungsgrades  $\chi(\eta_T)$  folgt somit

$$\chi(\eta_T) = \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{\eta}_T}{\partial \alpha_{d,HDA}} \cdot \chi(\alpha_{d,HDA})\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{\eta}_T}{\partial \alpha_{d,Ein}} \cdot \chi(\alpha_{d,Ein})\right)^2} \quad (\text{A.16})$$

$$= \sqrt{\left(\frac{1}{\bar{\alpha}_{d,Ein}} \cdot \chi(\alpha_{d,HDA})\right)^2 + \left(\frac{\bar{\alpha}_{d,HDA}}{\bar{\alpha}_{d,Ein}^2} \cdot \chi(\alpha_{d,Ein})\right)^2} \quad (\text{A.17})$$

Die relative Messunsicherheit für alle Betriebspunkte liegt im Bereich  $0,18\% < \chi(\eta_T) < 1,41\%$ .

## A.2 Unsicherheit für Förderhöhe $\chi(H_{HDA})$

Die Förderhöhe  $H$  am Hochdruckauslass  $HDA$  ist definiert durch

$$H_{HDA} = \frac{p_{HDA} - p_{Ein}}{\rho_{m,HDA} \cdot g} + \frac{v_{HDA}^2 - v_{Ein}^2}{2g} \quad (\text{A.18})$$

mit den entsprechenden Geschwindigkeiten am HDA

$$v_{HDA} = \frac{\dot{m}_{HDA}}{\rho_{m,HDA} \frac{\pi}{4} d^2} \quad (\text{A.19})$$

und am Einlass

$$v_{Ein} = \frac{\dot{m}_{Ein}}{\rho_{m, Ein} \frac{\pi}{4} d^2}. \quad (\text{A.20})$$

Für die Terme der linearen Näherung ergeben sich

$$\frac{\partial \bar{H}_{HDA}}{\partial p_{HDA}} = \frac{1}{\bar{\rho}_{m, HDA} \cdot g} = -\frac{\partial \bar{H}_{HDA}}{\partial p_{Ein}} \quad (\text{A.21})$$

und

$$\frac{\partial \bar{H}_{HDA}}{\partial \rho_{m, HDA}} = -\frac{\bar{p}_{HDA} - \bar{p}_{Ein}}{\bar{\rho}_{m, HDA}^2 \cdot g} - \frac{16 \bar{m}_{HDA}^2}{g \bar{\rho}_{m, HDA}^3 \pi^2 d^4} \quad (\text{A.22})$$

und

$$\frac{\partial \bar{H}_{HDA}}{\partial \dot{m}_{HDA}} = \frac{\bar{m}_{HDA}}{g \left( \bar{\rho}_{m, HDA} \frac{\pi}{4} d^2 \right)^2} \quad (\text{A.23})$$

und

$$\frac{\partial \bar{H}_{HDA}}{\partial \dot{m}_{Ein}} = -\frac{\bar{m}_{Ein}}{g \left( \bar{\rho}_{m, Ein} \frac{\pi}{4} d^2 \right)^2} \quad (\text{A.24})$$

und

$$\frac{\partial \bar{H}_{HDA}}{\partial \rho_{m, Ein}} = \frac{\bar{m}_{Ein}^2}{g \cdot \bar{\rho}_{m, Ein}^3 \left( \frac{\pi}{4} d^2 \right)^2}. \quad (\text{A.25})$$

Daraus folgt für die Unsicherheit der Förderhöhe  $H_{HDA}$

$$\begin{aligned} \chi(H_{HDA}) = & \sqrt{\left( \frac{\partial \bar{H}_{HDA}}{\partial p_{HDA}} \cdot s(p_{HDA}) \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{H}_{HDA}}{\partial p_{Ein}} \cdot s(p_{Ein}) \right)^2} \\ & + \sqrt{\left( \frac{\partial \bar{H}_{HDA}}{\partial \rho_{m, HDA}} \cdot s(\rho_{m, HDA}) \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{H}_{HDA}}{\partial \dot{m}_{HDA}} \cdot s(\dot{m}_{HDA}) \right)^2} \\ & + \sqrt{\left( \frac{\partial \bar{H}_{HDA}}{\partial \dot{m}_{Ein}} \cdot \chi(\dot{m}_{Ein}) \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{H}_{HDA}}{\partial \rho_{m, Ein}} \cdot \chi(\rho_{m, Ein}) \right)^2} \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

Die relative Messunsicherheit für alle Betriebspunkte liegt im Bereich  $0,16\% < \chi(H_{HDA}) < 2,34\%$ .

### A.3 Unsicherheit für Druckziffer $\chi(\psi_{HDA})$

Die Druckziffer steht in Beziehung zur Förderhöhe  $H_{HDA}$ , dessen Unsicherheit schon bestimmt wurde.

$$\psi_{HDA} = \frac{\frac{p_{HDA} - p_{Ein}}{\rho_{m, HDA}} + \frac{v_{HDA}^2 - v_{Ein}^2}{2}}{u^2/2} = \frac{g \cdot H_{HDA}}{u^2/2} \quad (\text{A.27})$$

Unter Berücksichtigung des linearen Terms für die Druckziffer ergibt sich folgende Unsicherheit  $\chi(\psi_{HDA})$ :

$$\chi(\psi_{HDA}) = \frac{\partial \bar{\psi}_{HDA}}{\partial H_{HDA}} \cdot \chi(H_{HDA}) = \frac{2g}{u^2} \cdot \chi(H_{HDA}) \quad (\text{A.28})$$

Die relative Messunsicherheit für alle Betriebspunkte liegt im Bereich  $0,16\% < \chi(\Psi) < 2,34\%$ .

## A.4 Unsicherheit für Durchflusszahl $\chi(\Phi)$

Die Durchflusszahl  $\Phi$  ist abhängig vom Massenstrom und von der Dichte am Einlass der Trennpumpe. Sie wird bezogen auf den Gesamtdurchmesser des Rotor  $D$  und die Drehzahl  $n$

$$\Phi = \frac{4 \cdot \dot{m}_{Ein}}{\rho_{m,Ein} \cdot D^3 \cdot \pi^2 \cdot n} \quad (\text{A.29})$$

Es folgt daher

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \dot{m}_{Ein}} = \frac{4}{\bar{\rho}_{m,Ein} \cdot D^3 \cdot \pi^2 \cdot n} \quad (\text{A.30})$$

und

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \rho_{m,Ein}} = -\frac{4 \cdot \bar{m}_{Ein}}{(\bar{\rho}_{m,Ein})^2 \cdot D^3 \cdot \pi^2 \cdot n} \quad (\text{A.31})$$

Für die Unsicherheit  $\chi(\Phi)$  der Durchflusszahl ergibt sich:

$$\chi(\Phi) = \sqrt{\left( \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \dot{m}_{Ein}} \cdot \chi(\dot{m}_{Ein}) \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \rho_{m,Ein}} \cdot \chi(\rho_{m,Ein}) \right)^2} \quad (\text{A.32})$$

Die relative Messunsicherheit für alle Betriebspunkte liegt im Bereich  $0,02\% < \chi(\Phi) < 0,19\%$ .

## A.5 Unsicherheit für Schnellaufzahl $\chi(\sigma)$

Die Schnellaufzahl lässt sich durch die bereits besprochene Durchflusszahl  $\Phi$  und die Druckziffer  $\psi$  beschreiben.

$$\sigma = \frac{\Phi^{1/2}}{\Psi^{3/4}} \quad (\text{A.33})$$

Es folgt daraus

$$\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \Phi} = \frac{1}{2 \cdot \bar{\Phi}^{1/2} \cdot \bar{\Psi}^{3/4}} \quad (\text{A.34})$$

$$\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \bar{\Psi}} = -\frac{3 \cdot \bar{\Phi}^{1/2}}{4 \cdot \bar{\Psi}^{7/4}} \quad (\text{A.35})$$

Insgesamt ergibt sich daraus

$$\chi(\sigma) = \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \bar{\Phi}} \cdot \chi(\Phi)\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \bar{\Psi}} \cdot \chi(\Psi)\right)^2} \quad (\text{A.36})$$

Die relative Messunsicherheit für alle Betriebspunkte liegt im Bereich  $0,12\% < \chi(\sigma) < 1,92\%$ .

## A.6 Unsicherheit für Durchmesserzahl $\chi(\delta)$

Die Durchmesserzahl ist abhängig von Druckziffer und Durchflusszahl und wird definiert als:

$$\delta = \frac{\bar{\Psi}^{1/4}}{\bar{\Phi}^{1/2}} \quad (\text{A.37})$$

Es folgt daraus

$$\frac{\partial \bar{\delta}}{\partial \bar{\Psi}} = \frac{1}{4 \cdot \bar{\Phi}^{1/2} \cdot \bar{\Psi}^{3/4}} \quad (\text{A.38})$$

und

$$\frac{\partial \bar{\delta}}{\partial \bar{\Phi}} = -\frac{\bar{\Psi}^{1/4}}{2 \cdot \bar{\Phi}^{3/2}} \quad (\text{A.39})$$

Insgesamt ergibt sich daraus

$$\chi(\delta) = \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{\delta}}{\partial \bar{\Phi}} \cdot \chi(\Phi)\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{\delta}}{\partial \bar{\Psi}} \cdot \chi(\Psi)\right)^2} \quad (\text{A.40})$$

Die relative Messunsicherheit für alle Betriebspunkte liegt im Bereich  $0,04\% < \chi(\delta) < 0,27\%$  führt.

## A.7 Unsicherheit für Trennpumpenfaktor $\chi(K_{Trenn})$

Der Trennpumpenfaktor  $K_{Trenn}$  ist abhängig von der Durchflusszahl  $\Phi$  und dem Flow-Split  $FS$

$$K_{Trenn} = \frac{FS \cdot d^2}{\Phi \cdot D^2} \quad (\text{A.41})$$



Es ergeben sich für die linearen Terme

$$\frac{\partial \bar{K}_{Trenn}}{\partial FS} = \frac{d^2}{\bar{\Phi} \cdot D^2} \quad (\text{A.42})$$

und

$$\frac{\partial \bar{K}_{Trenn}}{\partial \Phi} = -\frac{\bar{FS} \cdot d^2}{\bar{\Phi}^2 \cdot D^2} \quad (\text{A.43})$$

Für die Unsicherheit des Trennpumpenfaktors folgt

$$\chi(K_{Trenn}) = \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{K}_{Trenn}}{\partial FS} \cdot \chi(FS)\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{K}_{Trenn}}{\partial \Phi} \cdot \chi(\Phi)\right)^2} \quad (\text{A.44})$$

Die relative Messunsicherheit für alle Betriebspunkte liegt im Bereich  $0,03\% < \chi(K_{Trenn}) < 0,28\%$  führt.

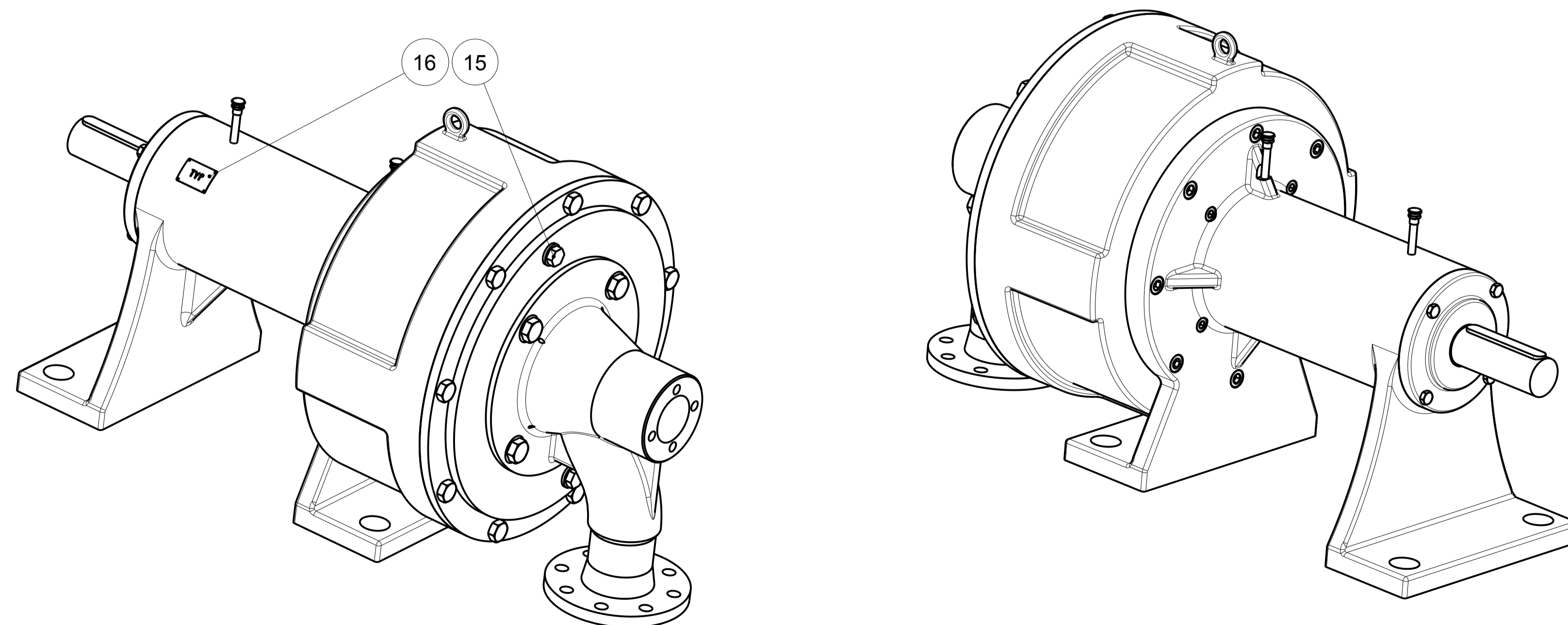
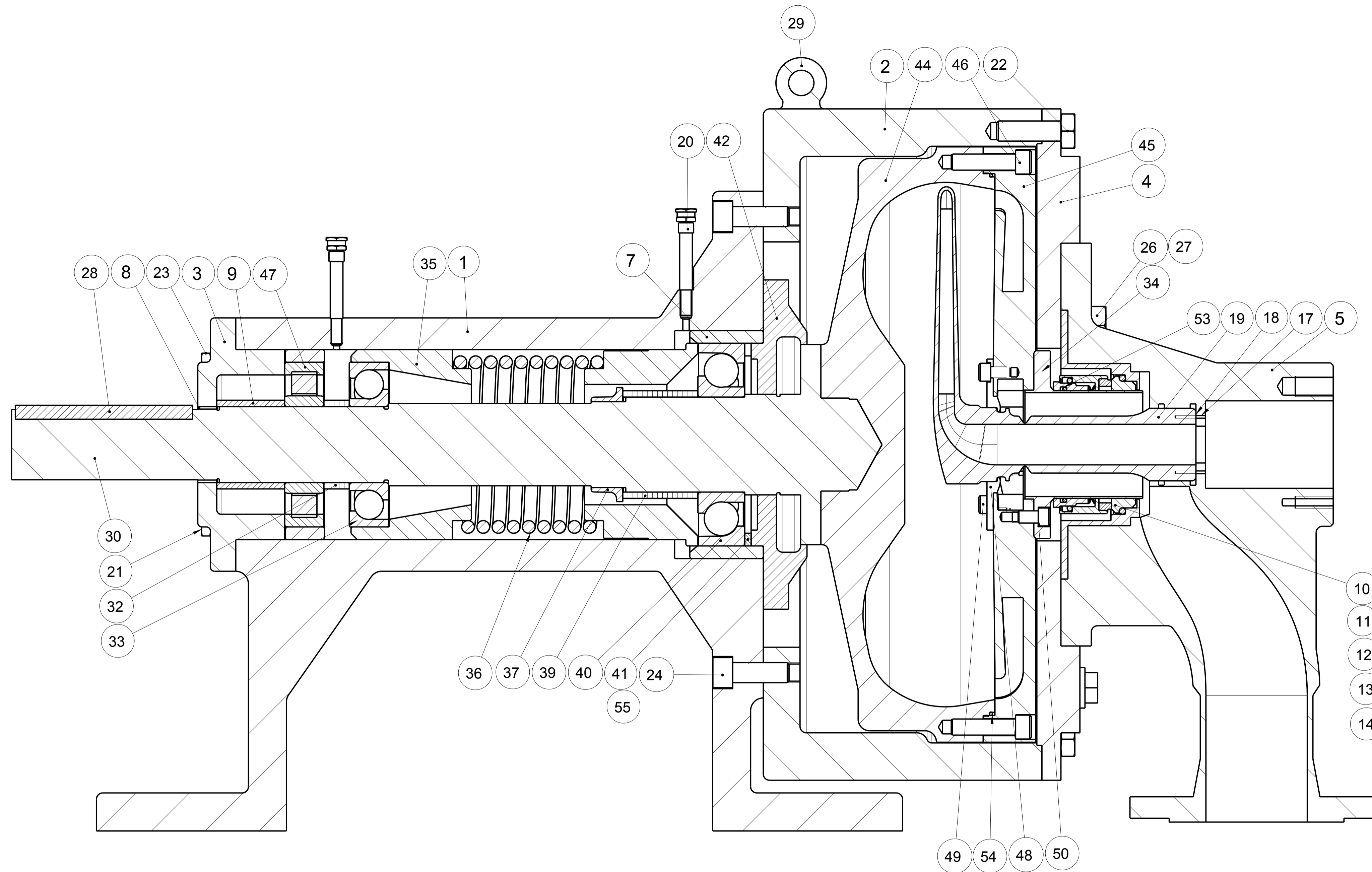


# Anhang B

## Technische Zeichnungen

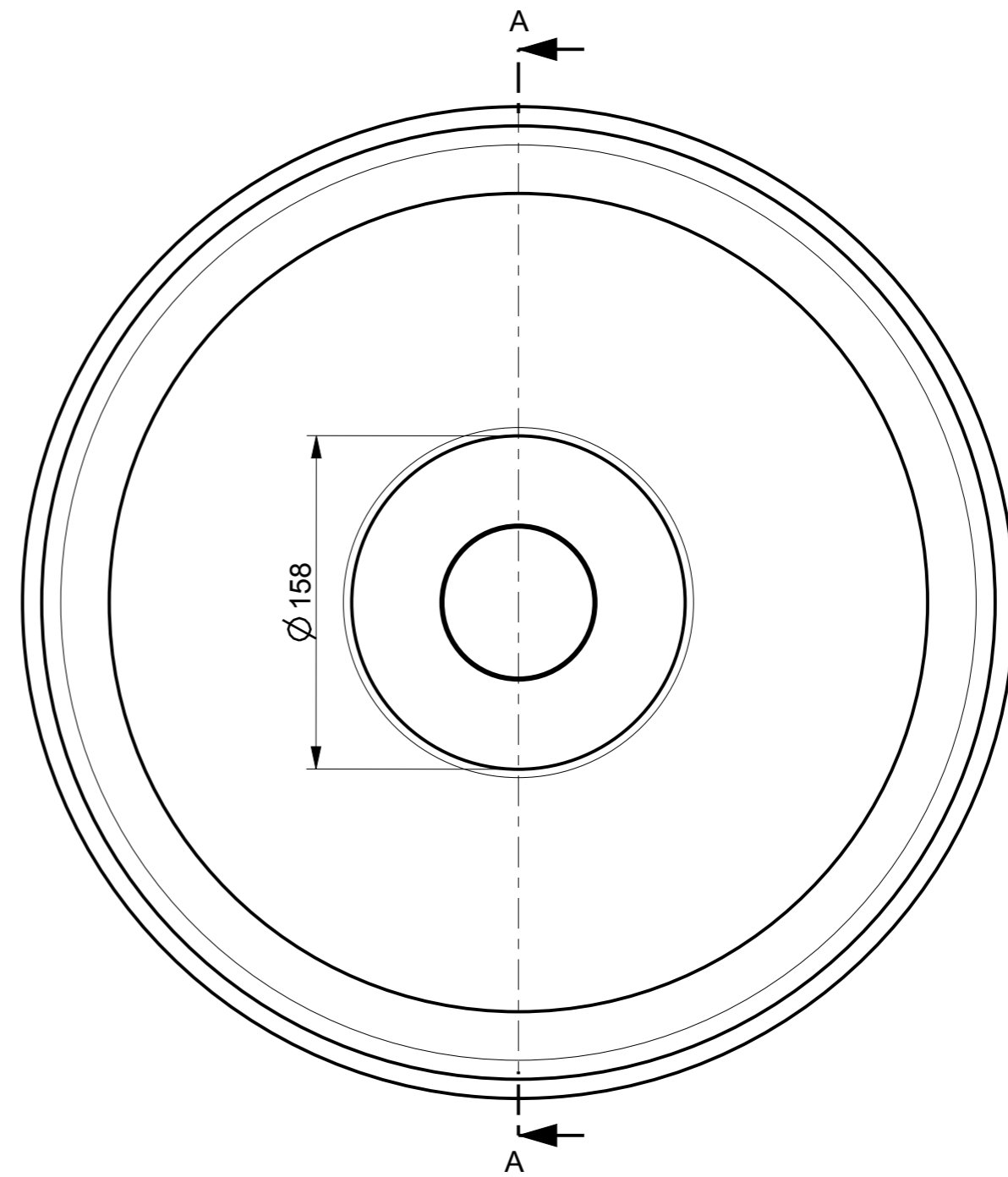
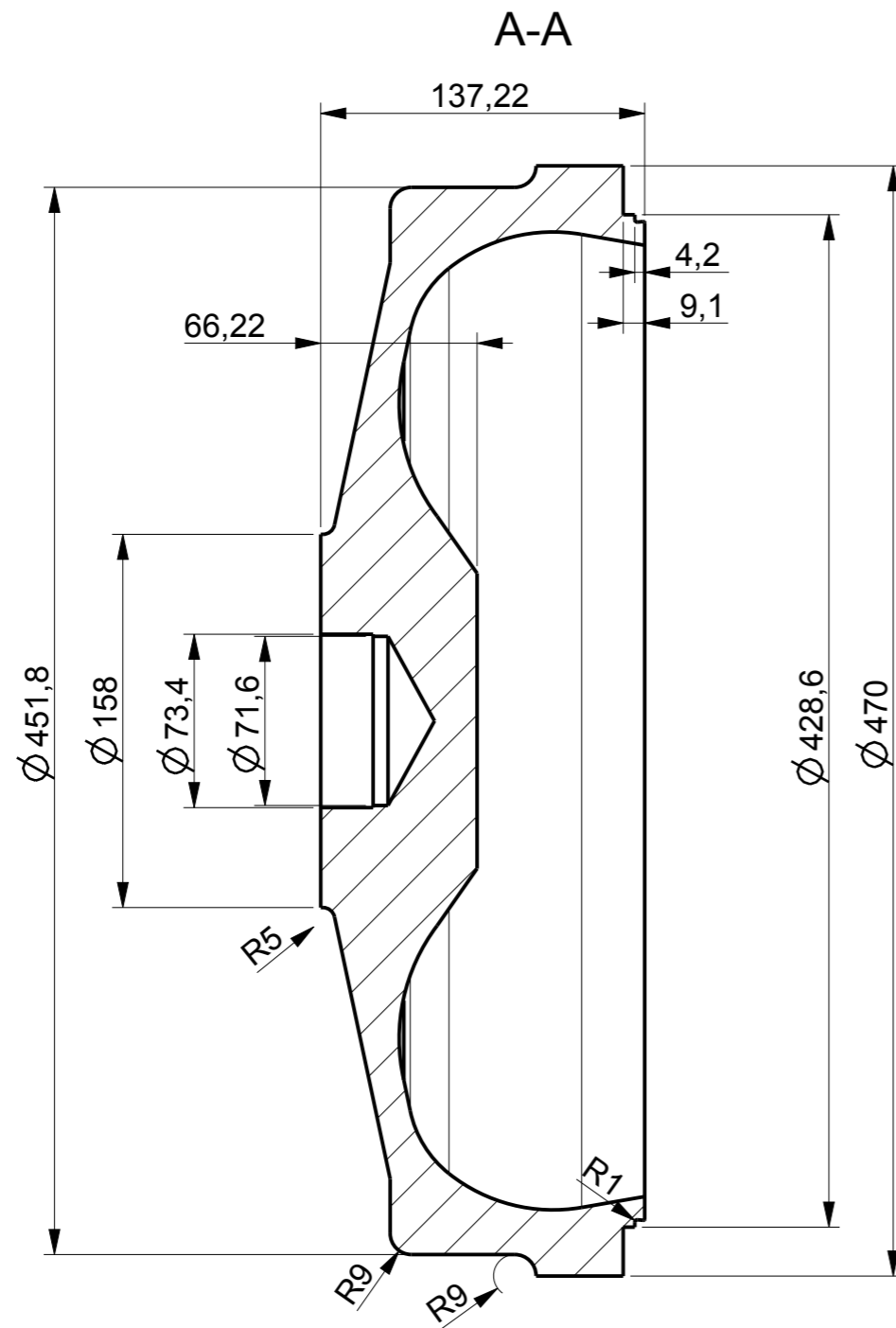
Die Geometrien in dieser Arbeit sind als Technische Zeichnungen verfügbar. Die Dokumente haben keinen Anspruch auf Baufähigkeit. Es werden keine Toleranzen oder Bearbeitungsvorgaben angegeben. Die Zeichnungen dienen lediglich zum besseren Verständnis und zum Nachschlagen von geometrischen Abmessungen für weiterführende strömungsmechanische Simulationen. **Aufgrund von Geheimhaltungserklärungen kann es sein, dass nicht alle Zeichnungen in dieser digitalen/gedruckten Version vorhanden sind.**

1. Gesamtzeichnung einer Pitot-Pumpe ( $D = 400$  mm) zur reinen Förderung mit Stückliste (Titel: „Pitotpumpe“)
2. Pitot-Pumpe: Rotordeckel (Titel: „Rotordeckel“)
3. Pitot-Pumpe: Laufrad (Titel: „Laufrad“)
4. Pitot-Rohr: 2-flügelig mit jeweils 15 mm Einlassdurchmesser (Titel: „Pitotrohr 15 Doppelt“)
5. Pitot-Rohr: 1-flügelig mit 12,7 mm Einlassdurchmesser (Titel: „Pitotrohr 12,7“)
6. Pitot-Rohr: 1-flügelig mit 12,7 mm Einlassdurchmesser und Leitschaufeln (Titel: „Pitotrohr 12,7 Leitschaufel“)
7. Pitot-Rohr: Nur-Flügel-Design mit 12,7 mm Einlassdurchmesser (Titel: „Pitotrohr 12,7 (einzelner Flügel)“)
8. Pitot-Rohr: Profilierte Außenkontur für  $K_{\eta_{D,max}}$ ,  $K_{\eta_{max}}$ ,  $K_{A_p,min}$ ,  $K_{S_{min}}$  (Titel: „Pitotrohr  $K_{\eta_{D,max}}$ “)
9. Pitot-Rohr: Profilierte Außenkontur für  $K_{vert}$  (Titel: „Pitotrohr  $K_{vert}$ “)
10. Gesamtzeichnung der Trennpumpe mit Stückliste (Titel: „Trennpumpe“)
11. Pitot-Rohr für Trennpumpe (Titel: „Prototyp Pitot-Rohr“)
12. Laufrad für Trennpumpe (Titel: „Rotorlaufrad“)

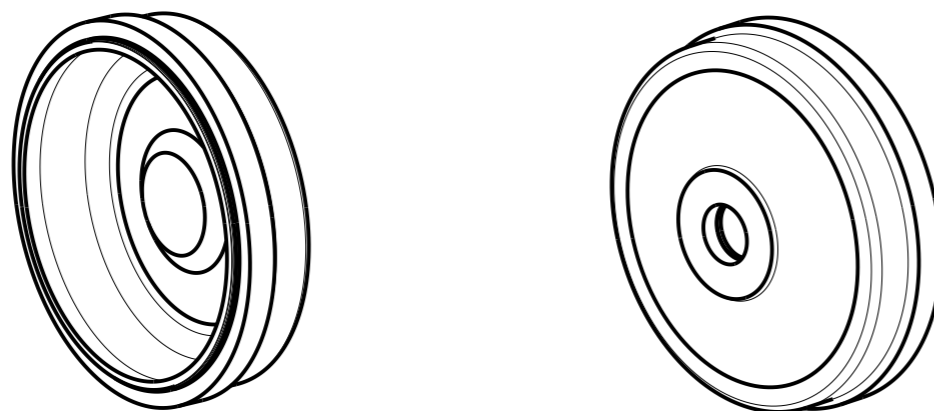


55	1	STCK	Gehaertete Beilagscheibe		
54	1	STCK	O-Ring (Rotorgehaeuse)		
53	1	STCK	O-Ring (Dichtungsnaebe)		
52	2	STCK	O-Ring (Verschlusschraube, Rotor)		
51	2	STCK	Verschlusschraube (Rotordeckel)		
50	5	STCK	Kopfschraube (Dichtungsnaebe)		
49	5	STCK	Kopfschraube (Labyrinthring)		
48	1	STCK	Labyrinthring		
47	1	STCK	Lager (Antriebsseite Waelzlager)		
46	16	STCK	Kopfschraube (Rotordeckel)		
45	1	STCK	Rotordeckel		
44	1	STCK	Rotor		
43	6	STCK	Kopfschraube (Rotor)		
42	1	STCK	Lagerhalter		
41	1	STCK	Unterlegscheibe (Spiralfeder)		
40	1	STCK	Lager (Rotorseitiges Kugellager)		
39	1	STCK	Abstandhalter		
38	1	STCK	Haltering (Rotorseite)		
37	1	STCK	Gegenmutter (Rotorseitiges Lager)		
36	1	STCK	Feder		
35	1	STCK	Haltering (Antriebsseite)		
34	1	STCK	Dichtungsnaebe		
33	1	STCK	Lager (Antriebsseite Kugelleger)		
32	1	STCK	Abstandhalter		
31	1	STCK	Gegenmutter (Antriebsseite Lager)		
30	1	STCK	Welle		
29	1	STCK	Hebeoese		
28	1	STCK	Passfeder		
27	4	STCK	Stiftschraube (Anschlussstueck)		
26	4	STCK	Mutter (Anschlussstueck Stiftschraube)		
25	4	STCK	Schraube (Lagerhalter)		
24	8	STCK	Schraube (Lagergehaeuse)		
23	4	STCK	Schraube (Lagerdeckel)		
22	9	STCK	Kopfschraube (Rotorgehaeuse)		
21	1	STCK	Verschlusschraube (Lagerdeckel)		
20	2	STCK	Fettschmiernippel		
19	1	STCK	Pitotrohr		
18	1	STCK	O-Ring (Pitotrohr)		
17	8	STCK	Kopfschraube (Pitotrohr)		
16	1	STCK	Typenschild		
15	2	STCK	Verschlusschraube		
14	1	STCK	O-Ring (Dichtungsnaebe)		
13	1	STCK	O-Ring (Anschlussstueck)		
12	1	STCK	Sprengring		
11	1	STCK	Gleitring (GLRD)		
10	1	STCK	Gegenring (GLRD)		
9	5	STCK	Beilagscheibe, Lager		
8	1	STCK	Oelabweiser (Antriebsseite)		
7	1	STCK	Lagerbuchse		
6	1	STCK	Distanzhuelse		
5	1	STCK	Anschlussstueck		
4	1	STCK	Gehausedeckel		
3	1	STCK	Lagerdeckel		
2	1	STCK	Rotorgehaeuse		
1	1	STCK	Lagergehaeuse		

Pos	Menge	Einheit	Benennung	Sachnummer	Werkstoff
				Allgemeintol. DIN ISO 2768-m-K	Maßstab: Gew.:kg
			Datum 24.08.16 Name Meyer	Benennung: <b>Pitotpumpe</b>	
				Zeichnungsnummer: A1 Bl.:1/1	
Zust.	Änderung	Datum	Name		



ISO Ansicht  
M 1:5



Tolerierung ISO 8015

Nicht bemaßte Geometrien  
entnehmen sie bitte dem 3D-Datensatz.

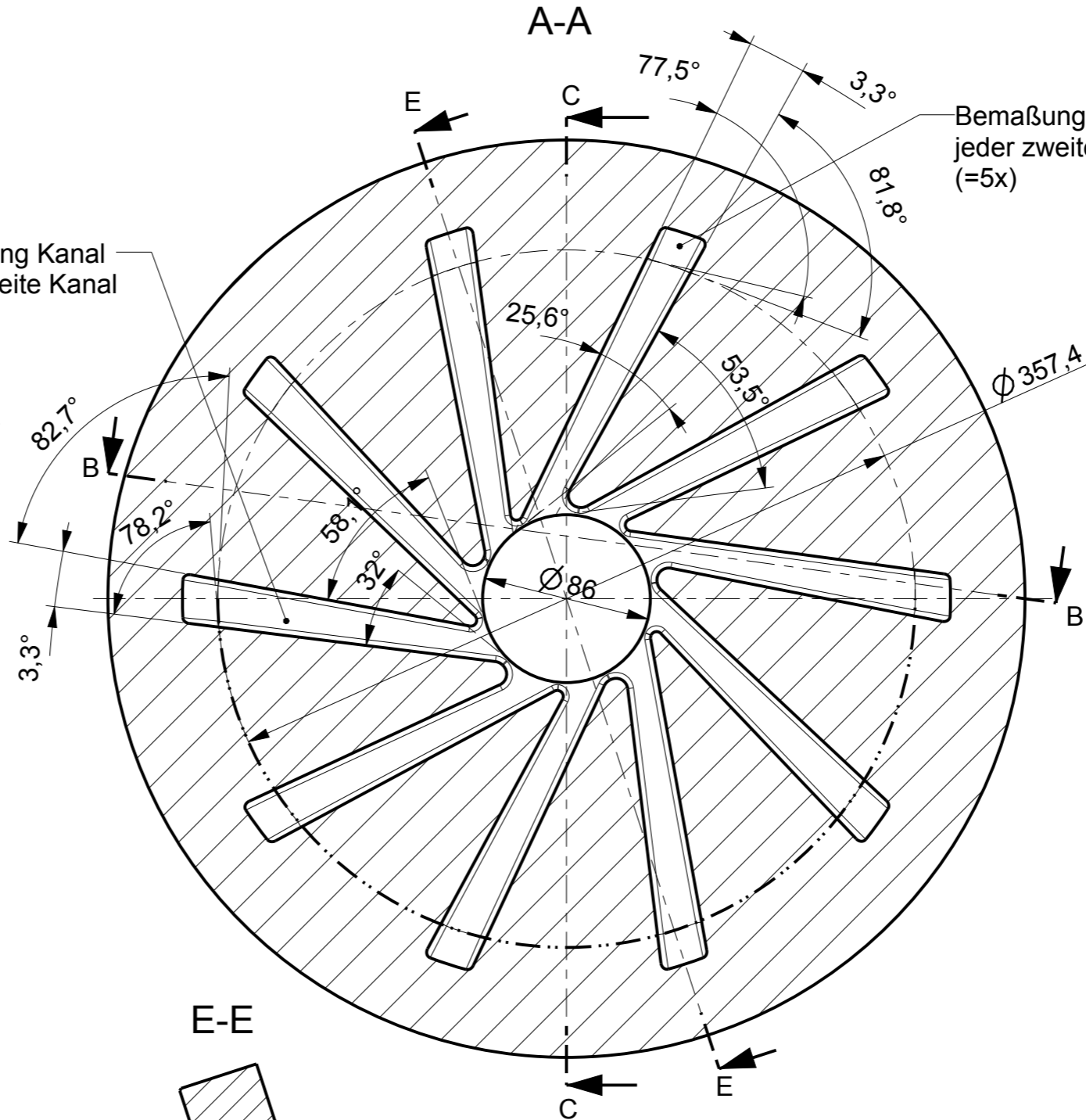
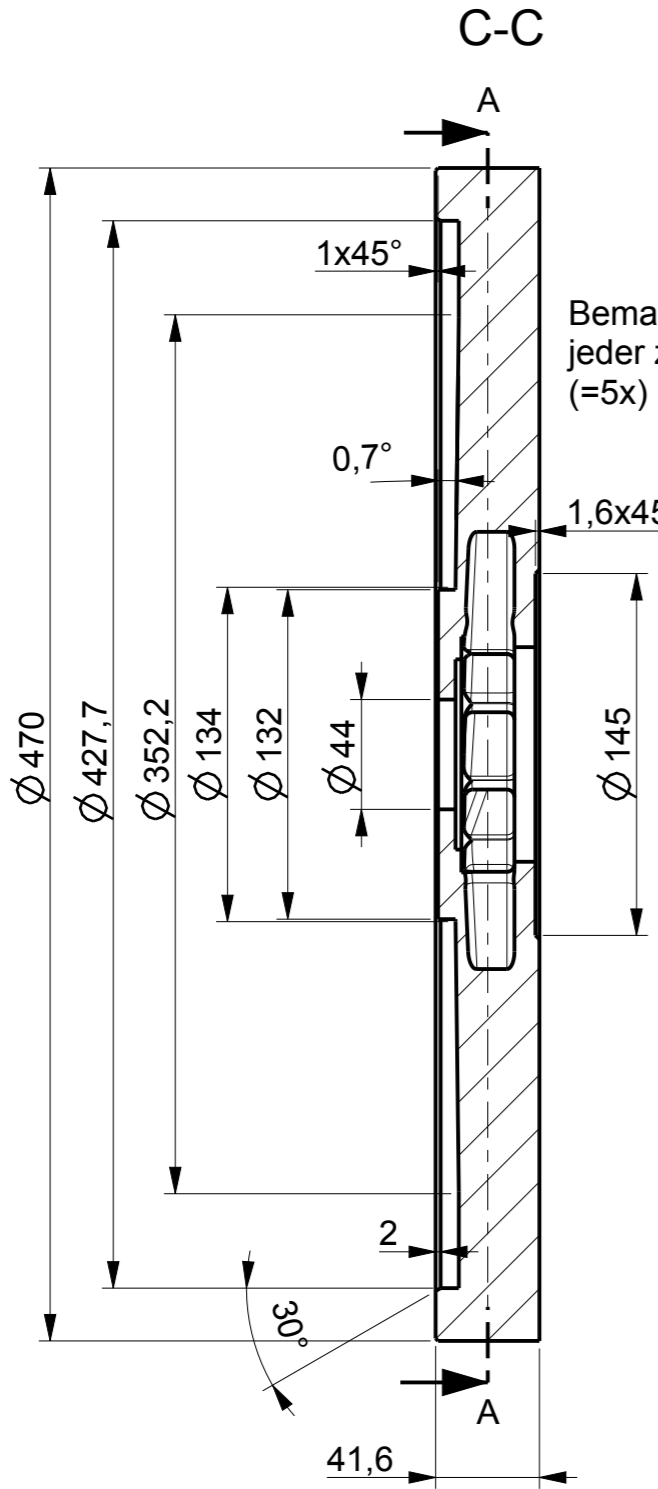
	Allgemeintol. DIN ISO 2768-m-K		Werkstück -kanten DIN 6784	Maßstab 1:3 (1:5)	Gew.:kg
	Bear.	Datum 12.05.16	Name Meyer	Werkstoff: Halbzeug:	
	Gepr.			Benennung:  <b>Rotordeckel</b>	
	Norm			Zeichnungsnummer:	
				A3	
				Bl.:1/1	
Zust.	Änderung	Datum	Nam.		



1 2 3 4 5 6 7 8

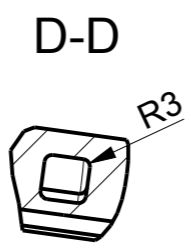
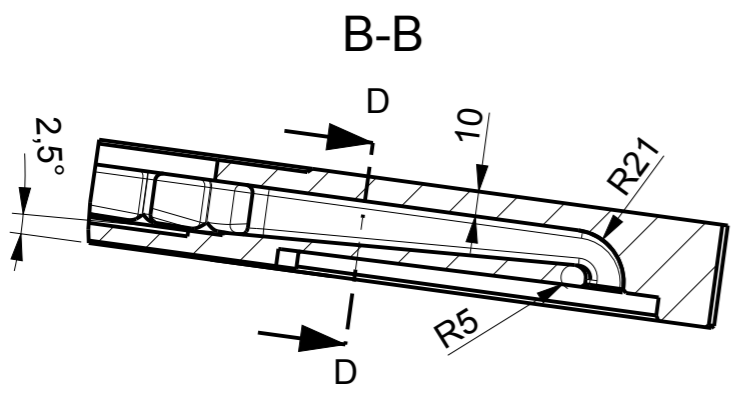
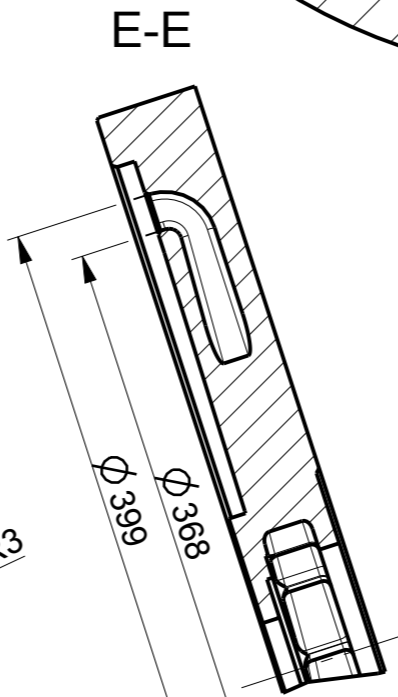
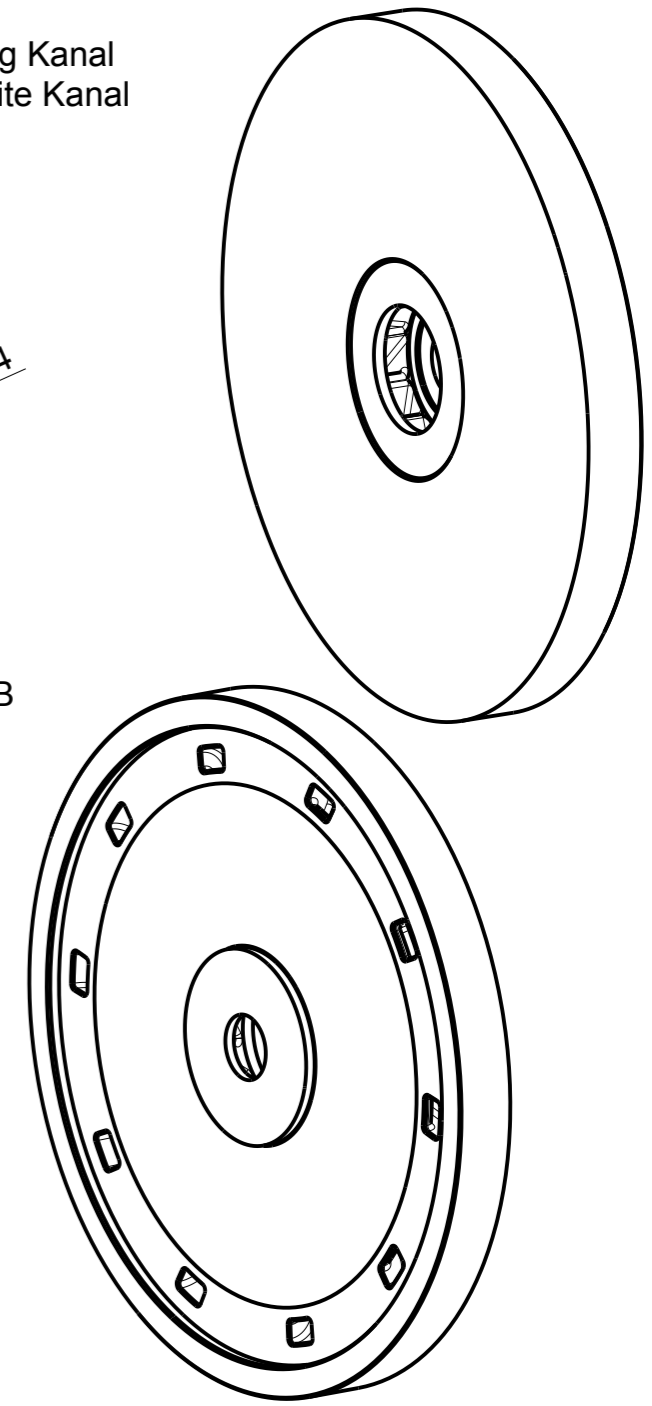
A  
B  
C  
D  
E  
F

A  
B  
C  
D  
E  
F



Bemaßung Kanal jeder zweite Kanal (=5x)

ISO Ansichten M1:5

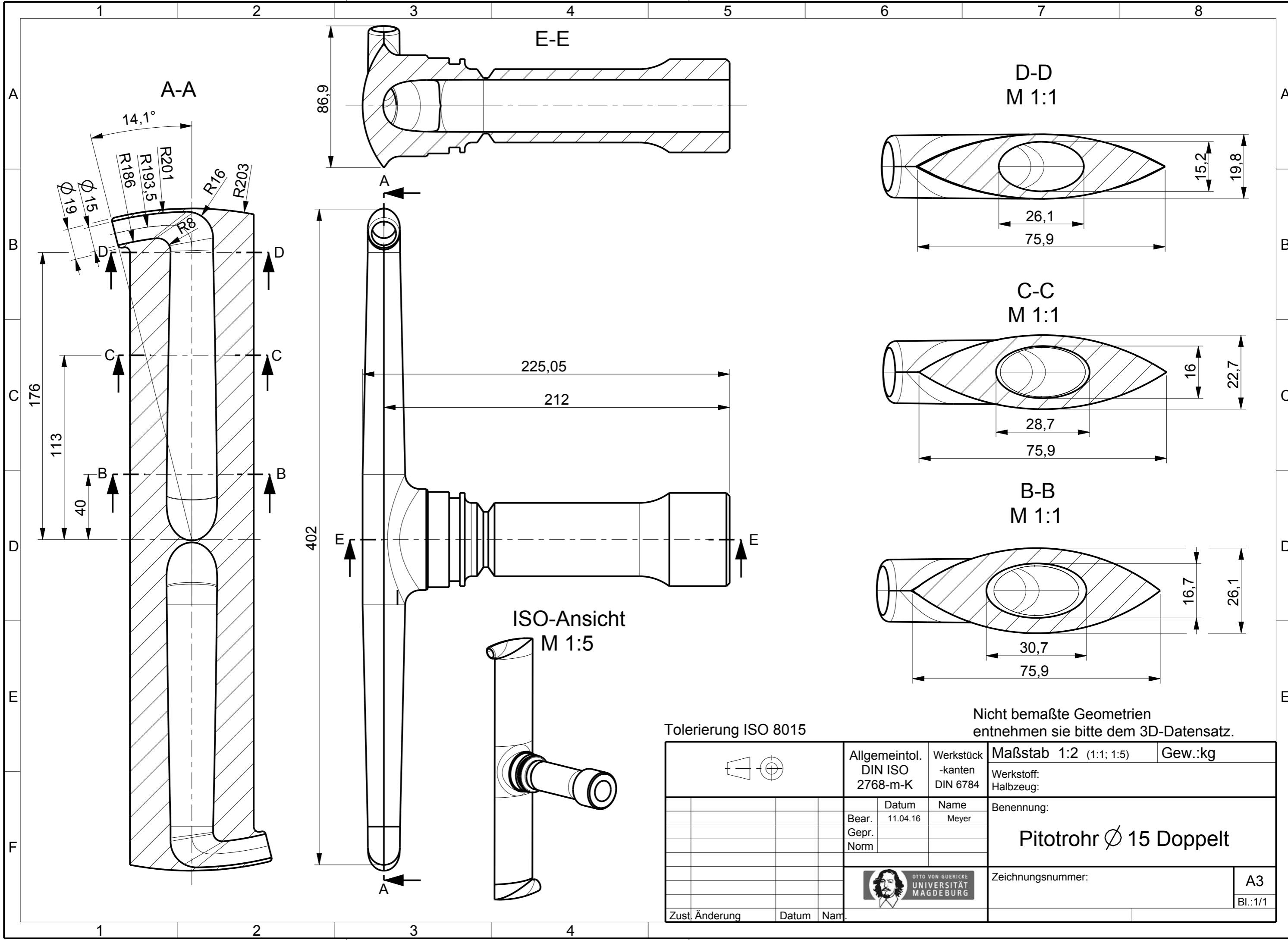


Nicht bemaßte Geometrien entnehmen sie bitte dem 3D-Datensatz.

Tolerierung ISO 8015

	Allgemeintol. DIN ISO 2768-m-K	Werkstück -kanten DIN 6784	Maßstab 1:3 (1:5)	Gew.:kg
	Datum 12.05.16	Name Meyer	Werkstoff: Halbzeug:	
Bear. Gepr. Norm	Benennung: <h1 style="text-align: center;">LaufRad</h1>			Zeichnungsnummer:
Zust. Änderung	Datum	Name	A3 Bl.:1/1	

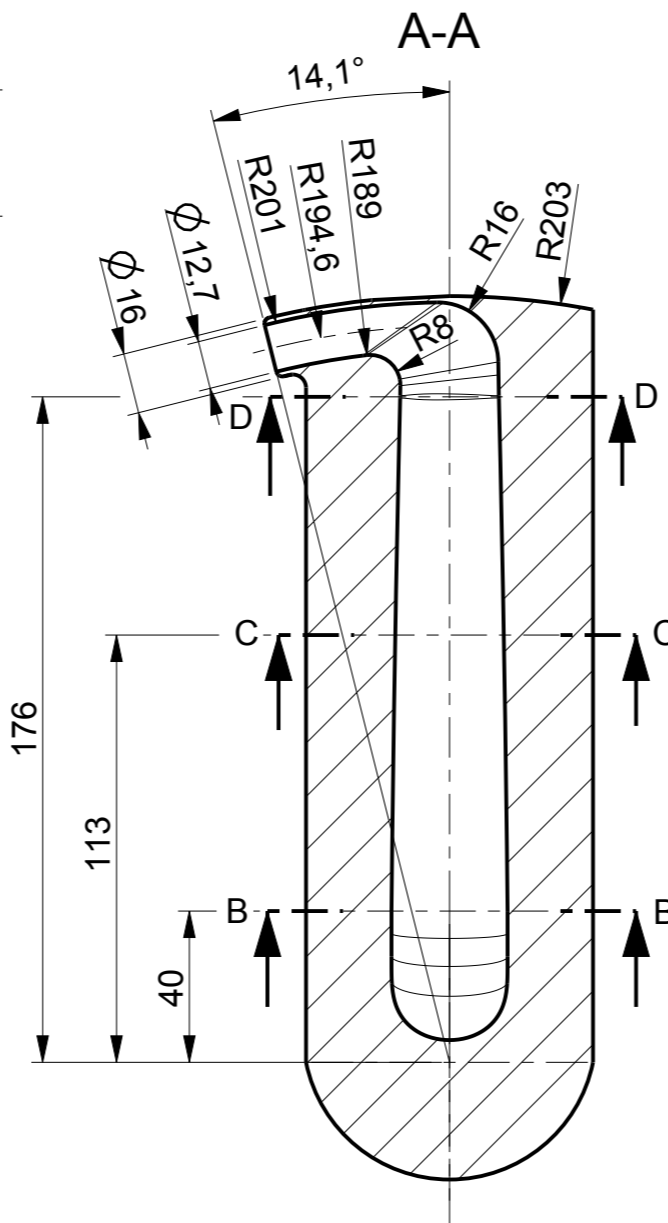
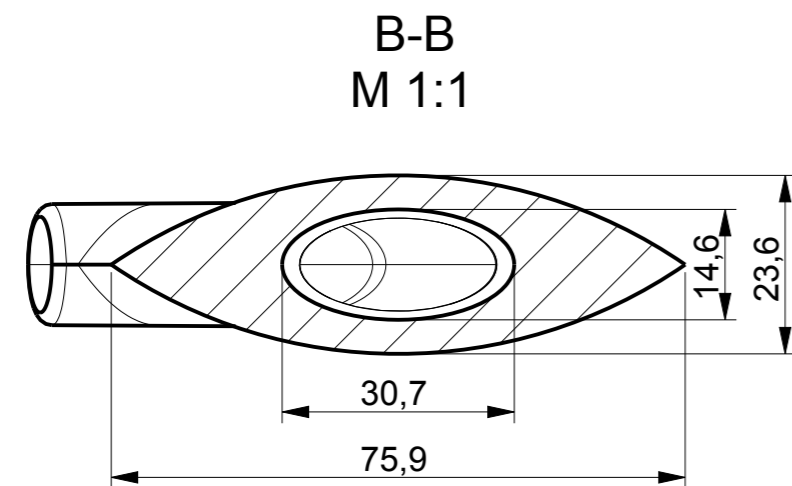
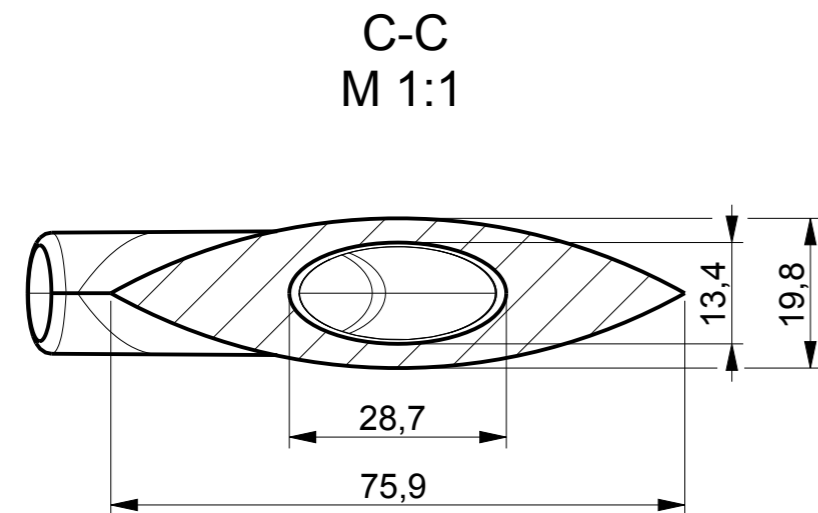
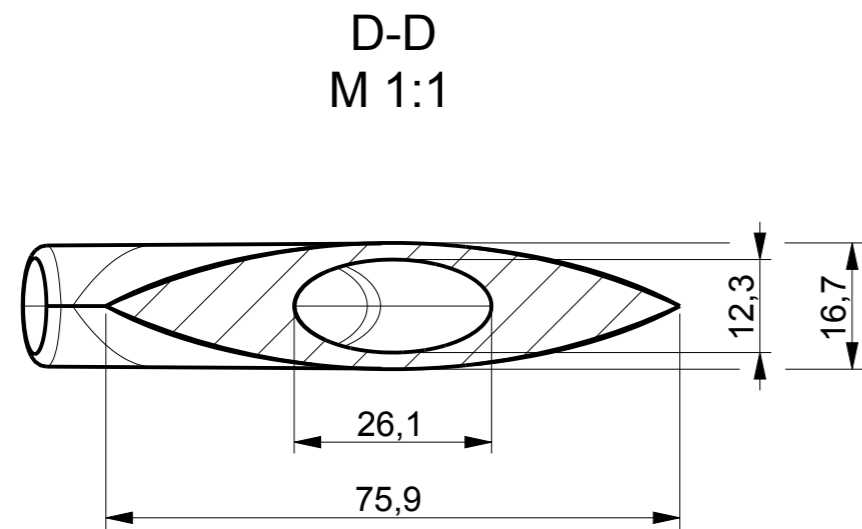




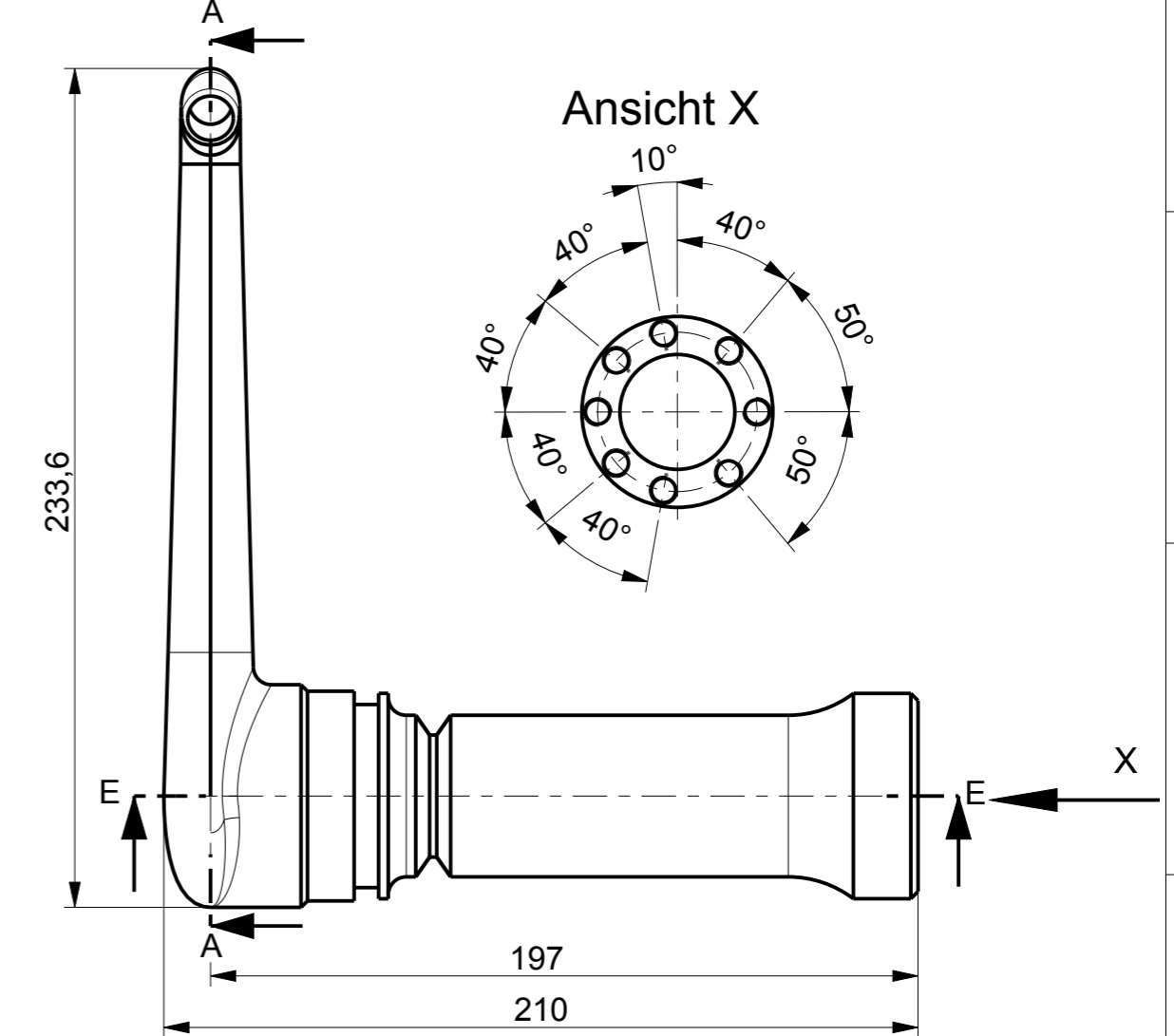
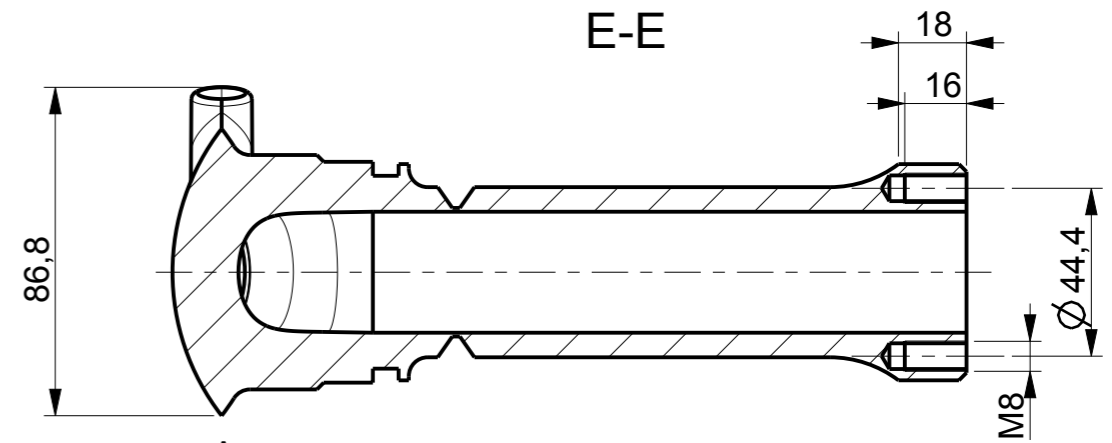
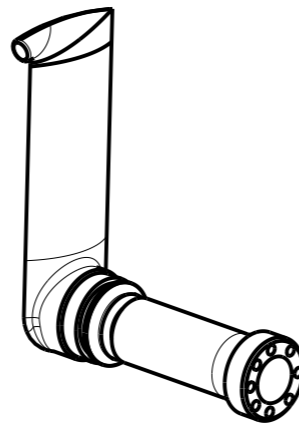
Nicht bemaßte Geometrien entnehmen sie bitte dem 3D-Datensatz.

Tolerierung ISO 8015

	Allgemeintol. DIN ISO 2768-m-K	Werkstück -kanten DIN 6784	Maßstab 1:2 (1:1; 1:5)	Gew.:kg
	Bear. 11.04.16 Gepr. Norm	Datum 11.04.16 Name Meyer	Werkstoff: Halbzeug: Benennung: <h3>Pitotrohr <math>\varnothing</math> 15 Doppelt</h3>	
			Zeichnungsnummer:	A3 Bl.:1/1
Zust. Änderung	Datum	Nam.		



**ISO-Ansicht**  
M 1:5

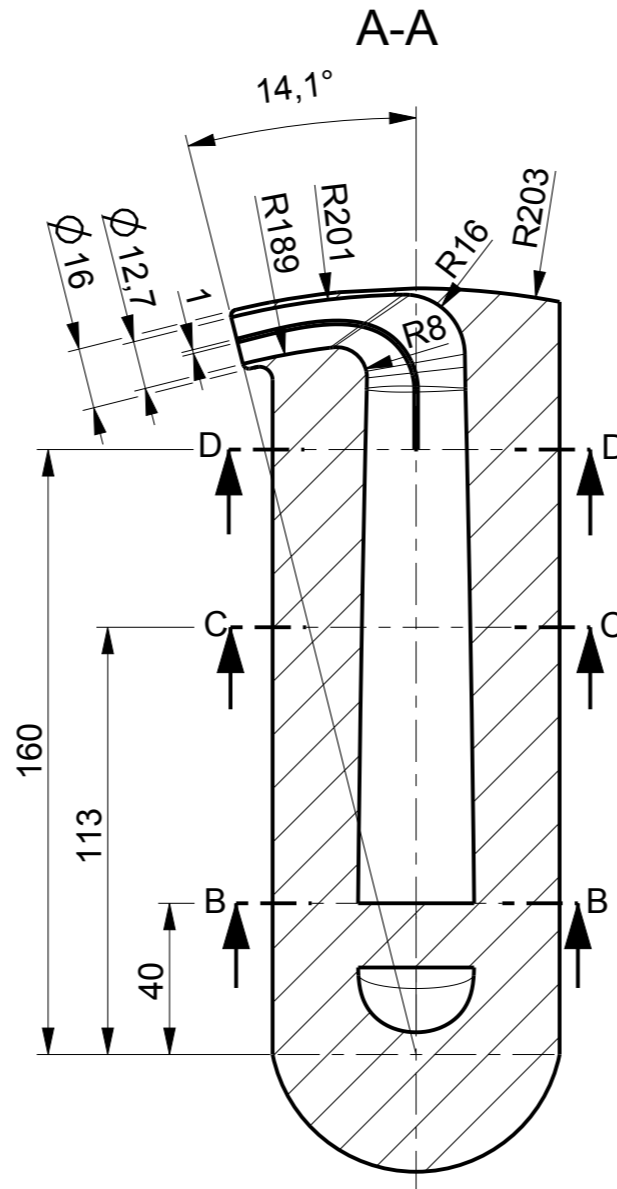
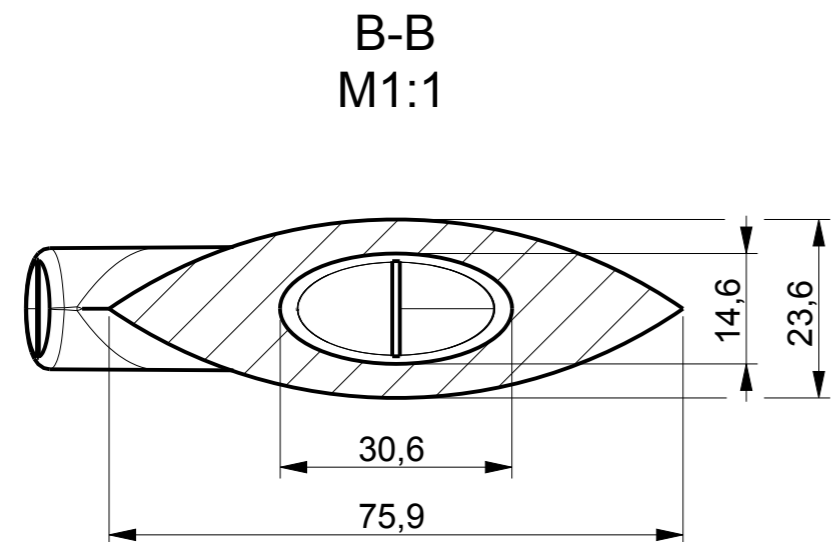
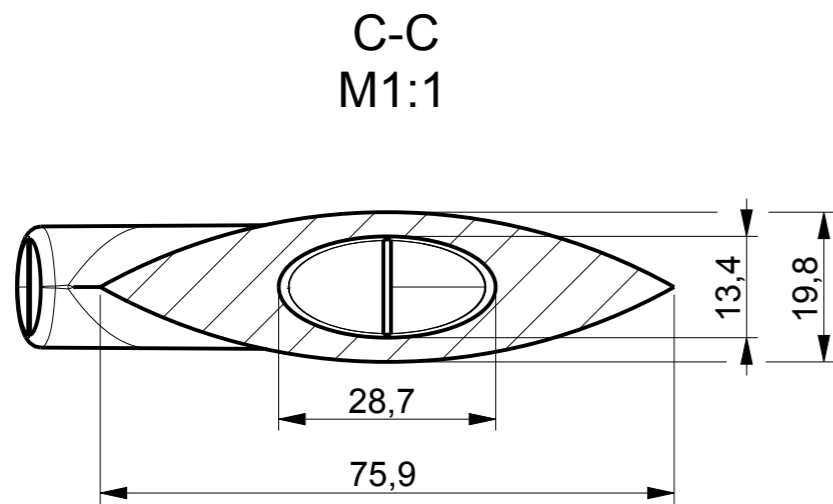
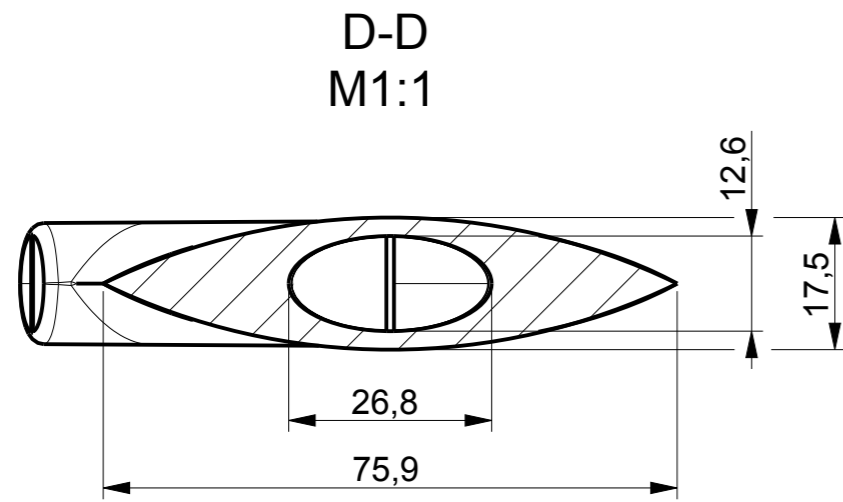


Tolerierung ISO 8015

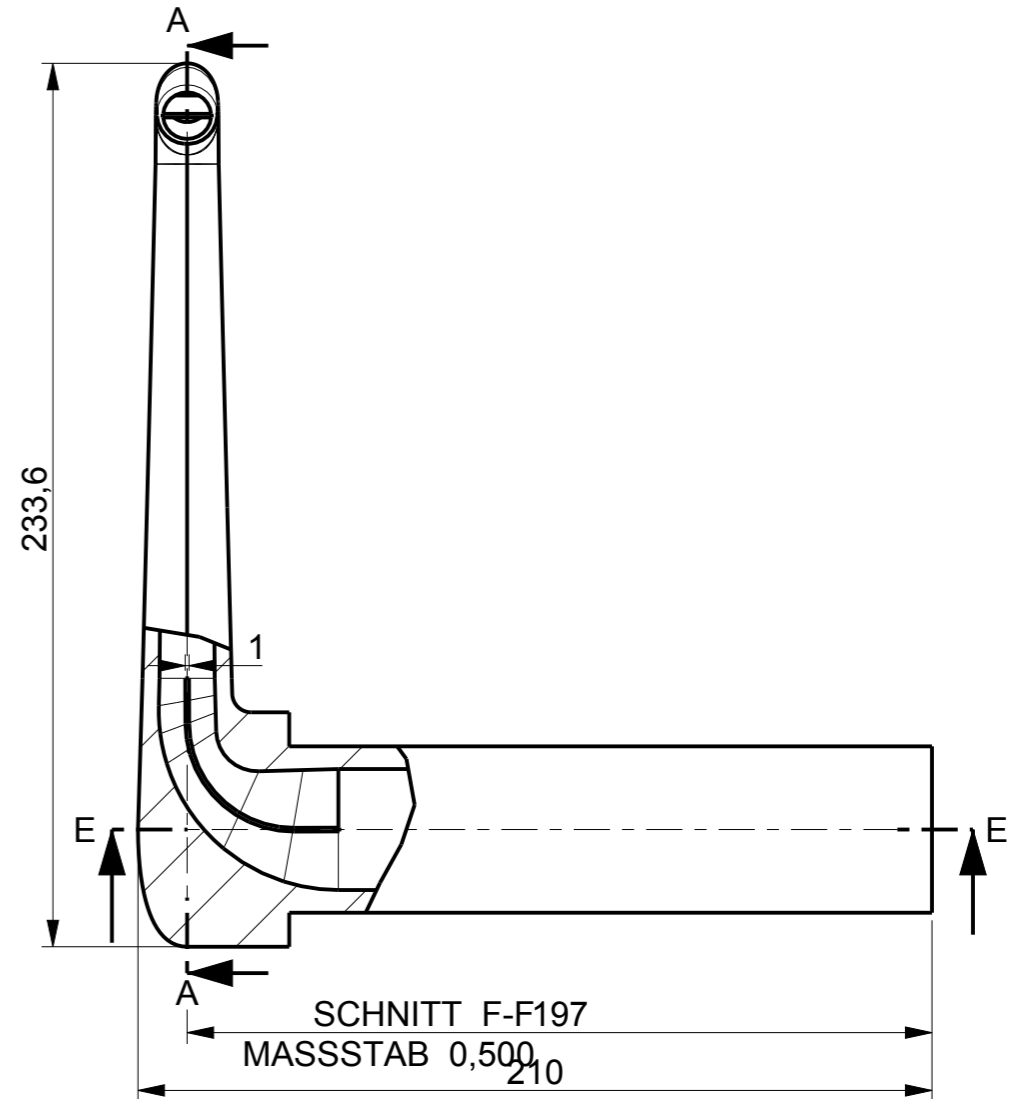
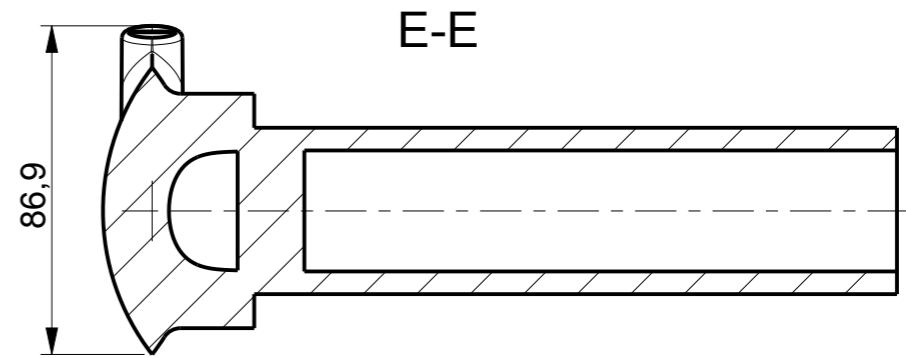
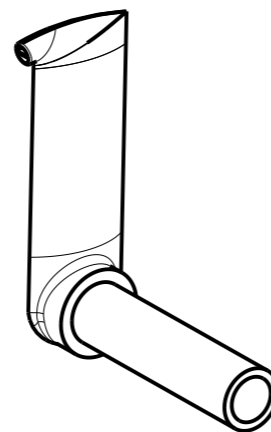
Nicht bemaßte Geometrien entnehmen sie bitte dem 3D-Datensatz.

	Allgemeintol. DIN ISO 2768-m-K	Werkstück -kanten DIN 6784	Maßstab 1:2 (1:1; 1:5)	Gew.:kg
	Bear. 11.04.16	Name Meyer	Werkstoff: Halbzeug:	
Gepr.	Datum	Name	Benennung:	
Norm			Pitotrohr $\varnothing$ 12,7	
Zust. Änderung	Datum	Name	Zeichnungsnummer:	A3 Bl.:1/1





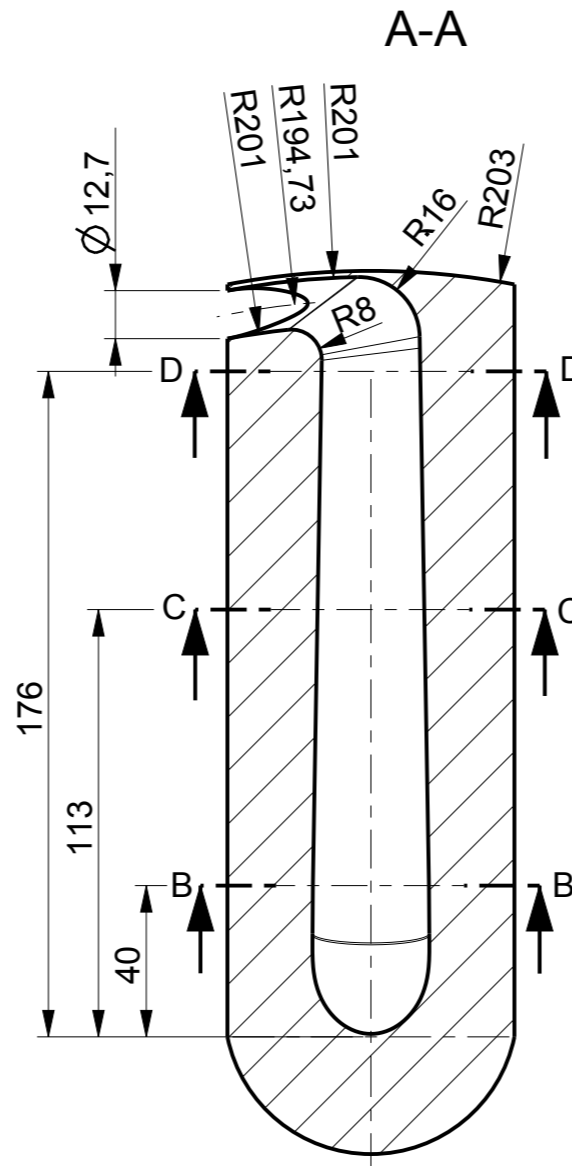
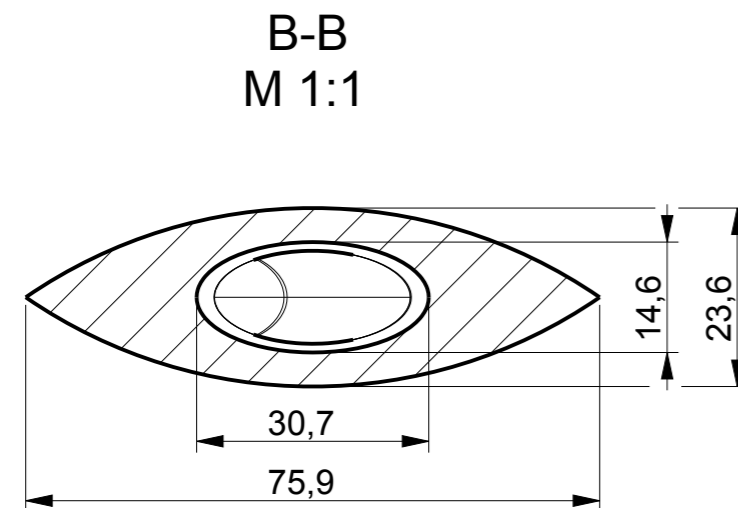
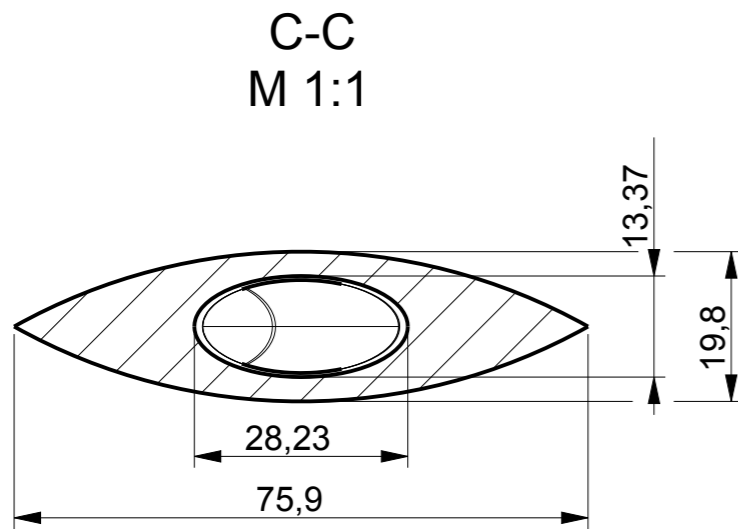
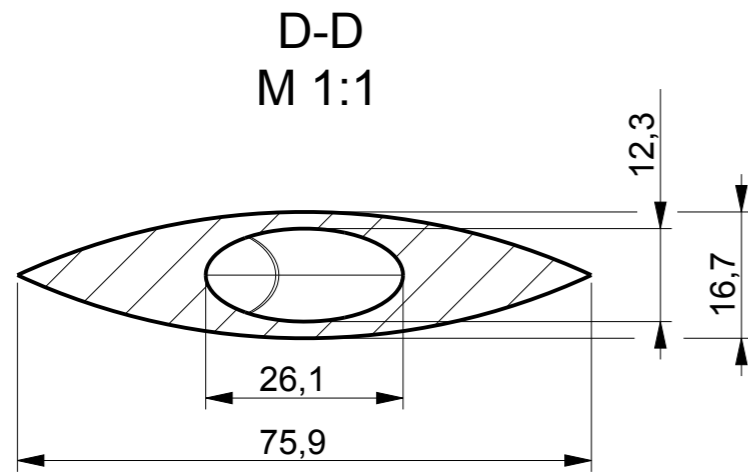
ISO-Ansicht  
M1:5



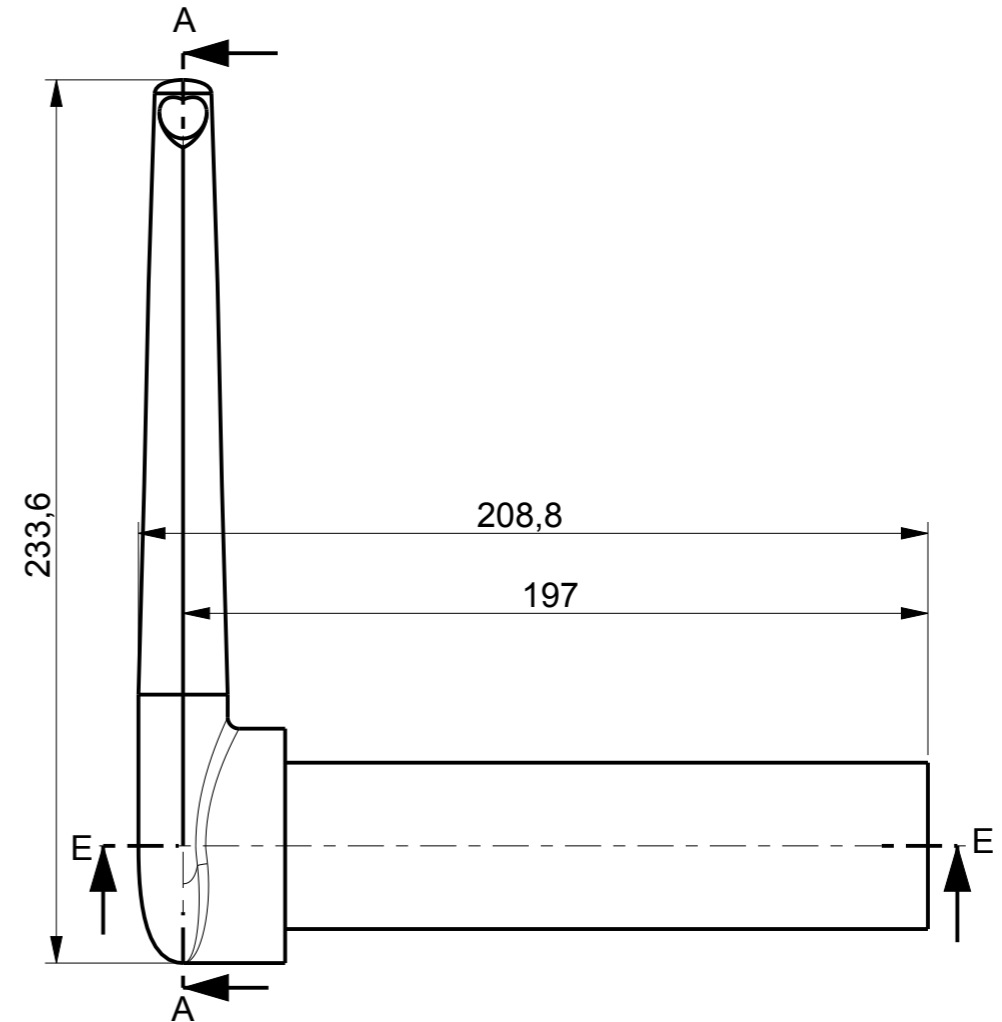
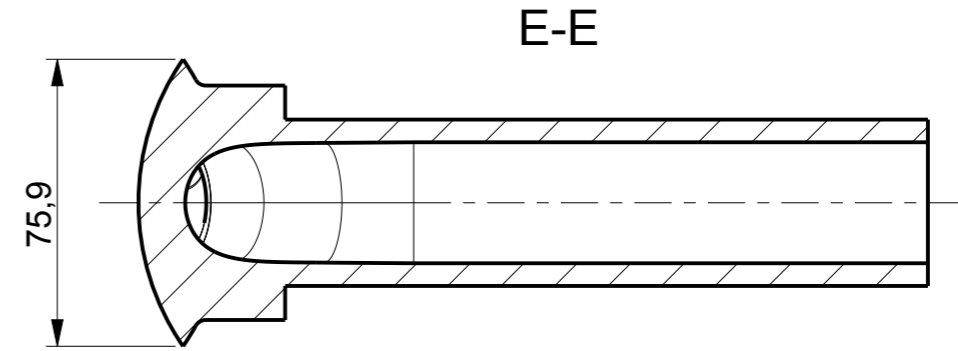
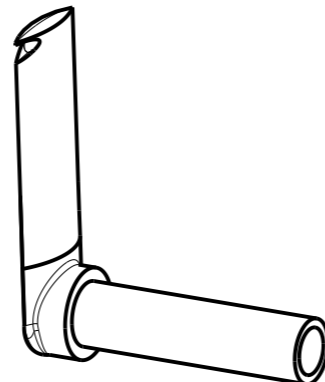
Nicht bemaßte Geometrien  
entnehmen sie bitte dem 3D-Datensatz.

Tolerierung ISO 8015

	Allgemeintol. DIN ISO 2768-m-K	Werkstück -kanten DIN 6784	Maßstab 1:2 (1:1; 1:5)	Gew.:kg
	Bear. 11.04.16 Gepr. Norm	Datum 11.04.16 Name Meyer	Werkstoff: Halbzeug: Benennung: <b>Pitotrohr <math>\varnothing</math> 12,7 Leitschaufel</b>	
OTTO VON GUERICKE UNIVERSITÄT MAGDEBURG			Zeichnungsnummer:	A3 Bl.:1/1
Zust. Änderung	Datum	Name		



**ISO-Ansicht**  
M 1:5

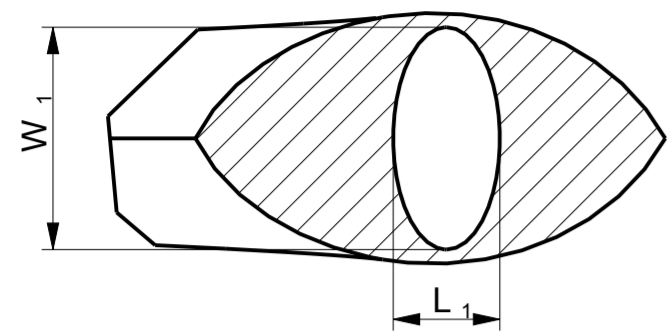


Tolerierung ISO 8015

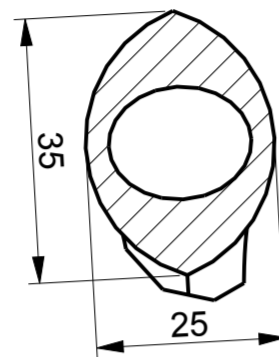
Nicht bemaßte Geometrien  
entnehmen sie bitte dem 3D-Datensatz.

	Allgemeintol. DIN ISO 2768-m-K	Werkstück -kanten DIN 6784	Maßstab 1:2 (1:1; 1:5)	Gew.:kg
	Datum 12.04.16	Name Meyer	Werkstoff: Halbzeug:	
Bear. Gepr. Norm	Benennung: <b>Pitotrohr <math>\varnothing 12,7</math></b> <b>(einzelner Fluegel)</b>		Zeichnungsnummer:	
Zust. Änderung	Datum	Name		
			A3 Bl.:1/1	

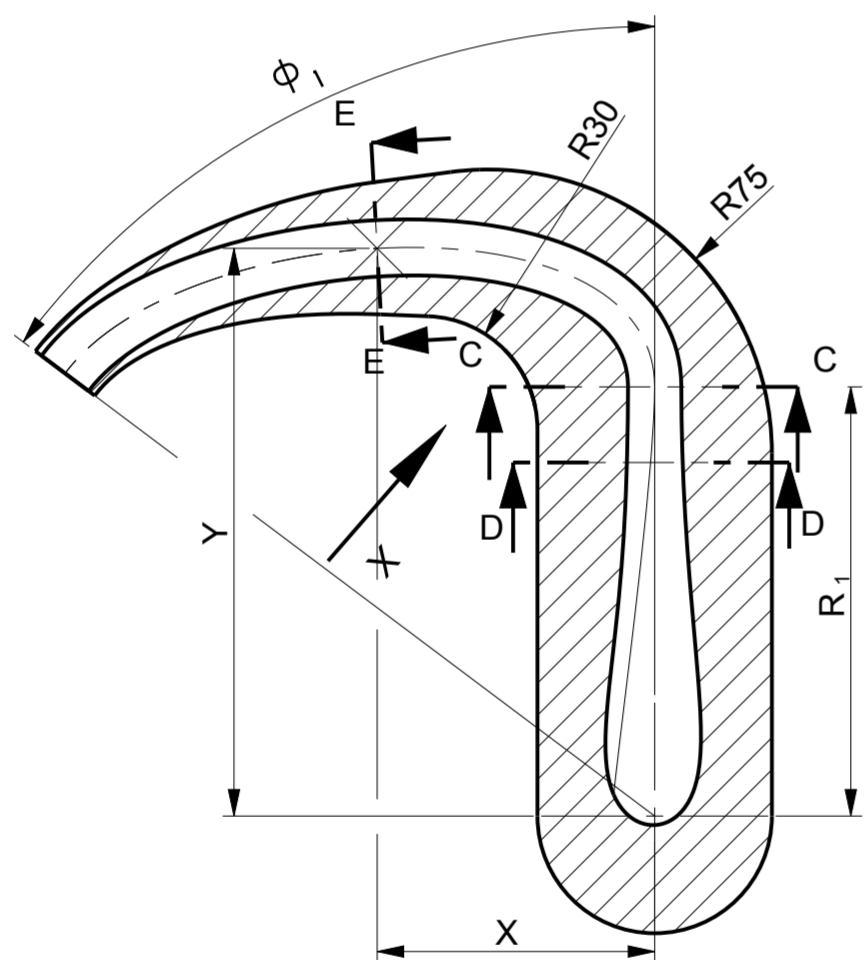
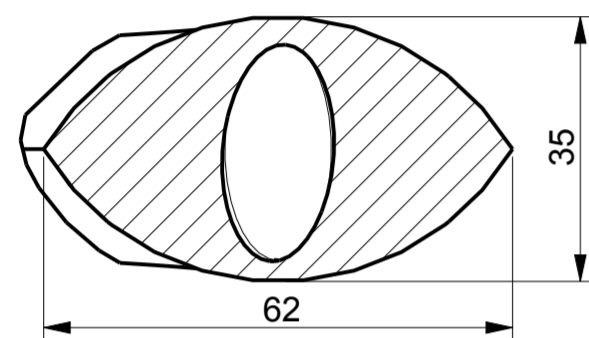
C-C  
M 1:1



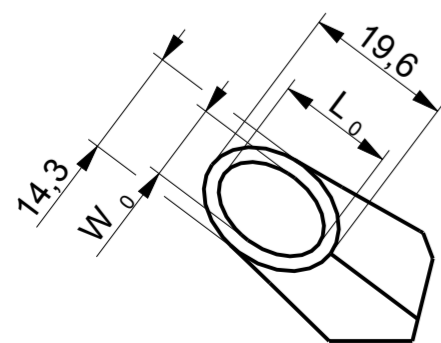
E-E  
M 1:1



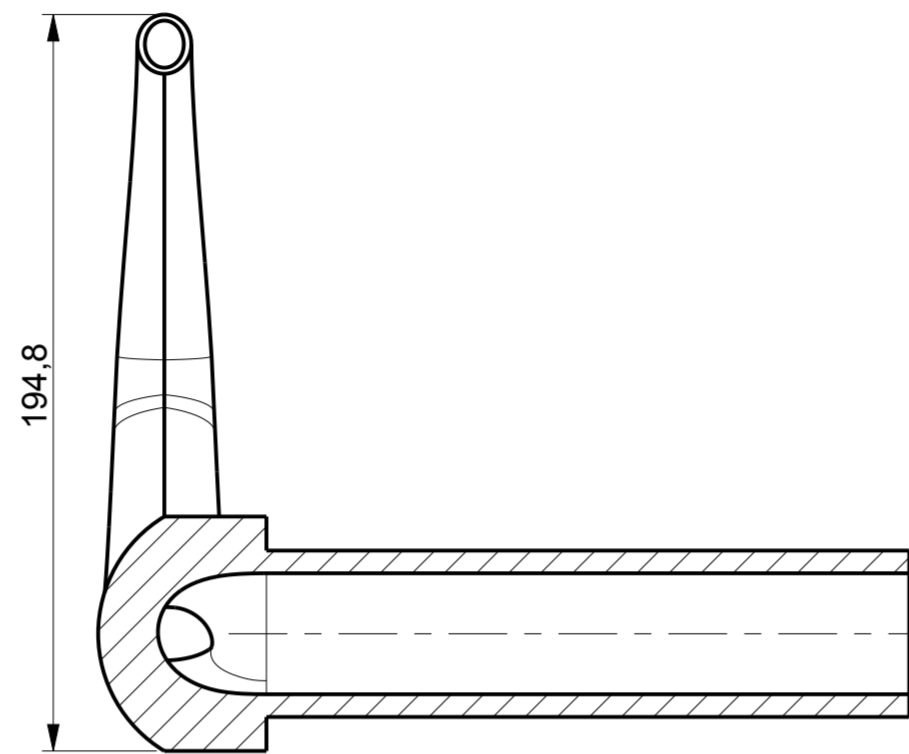
D-D  
M 1:1



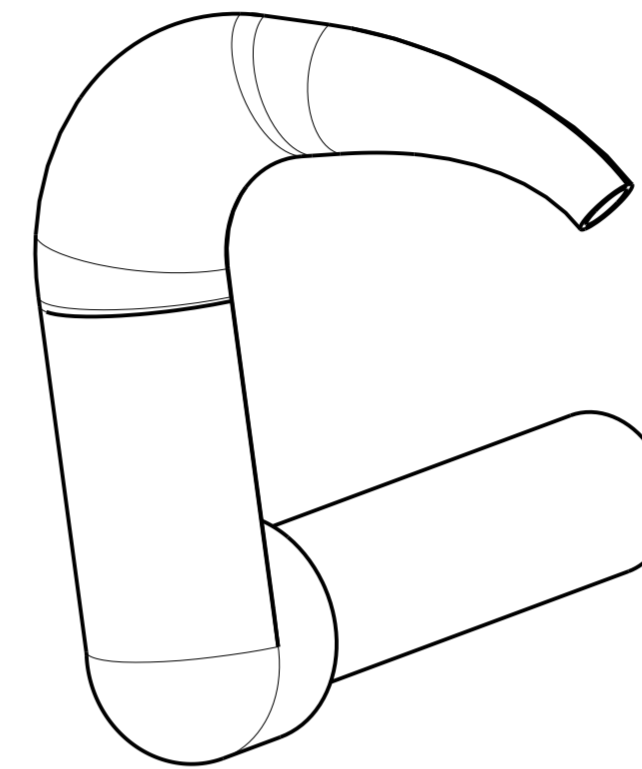
Ansicht X  
M 1:1



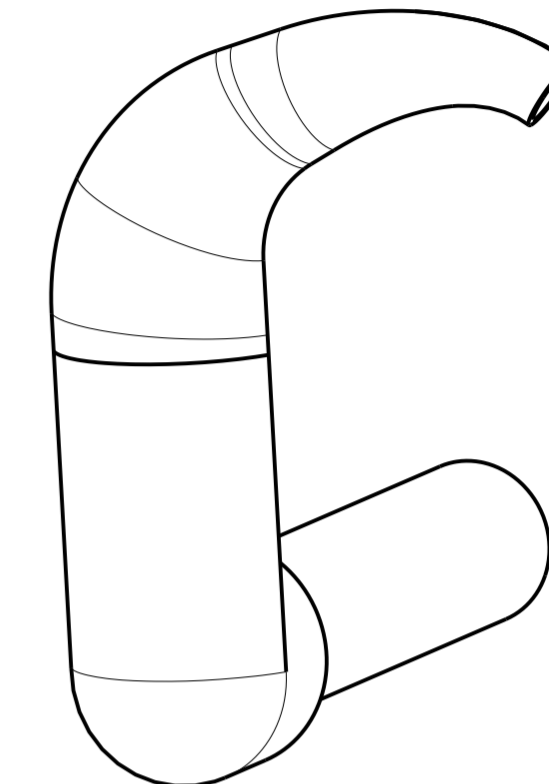
B-B



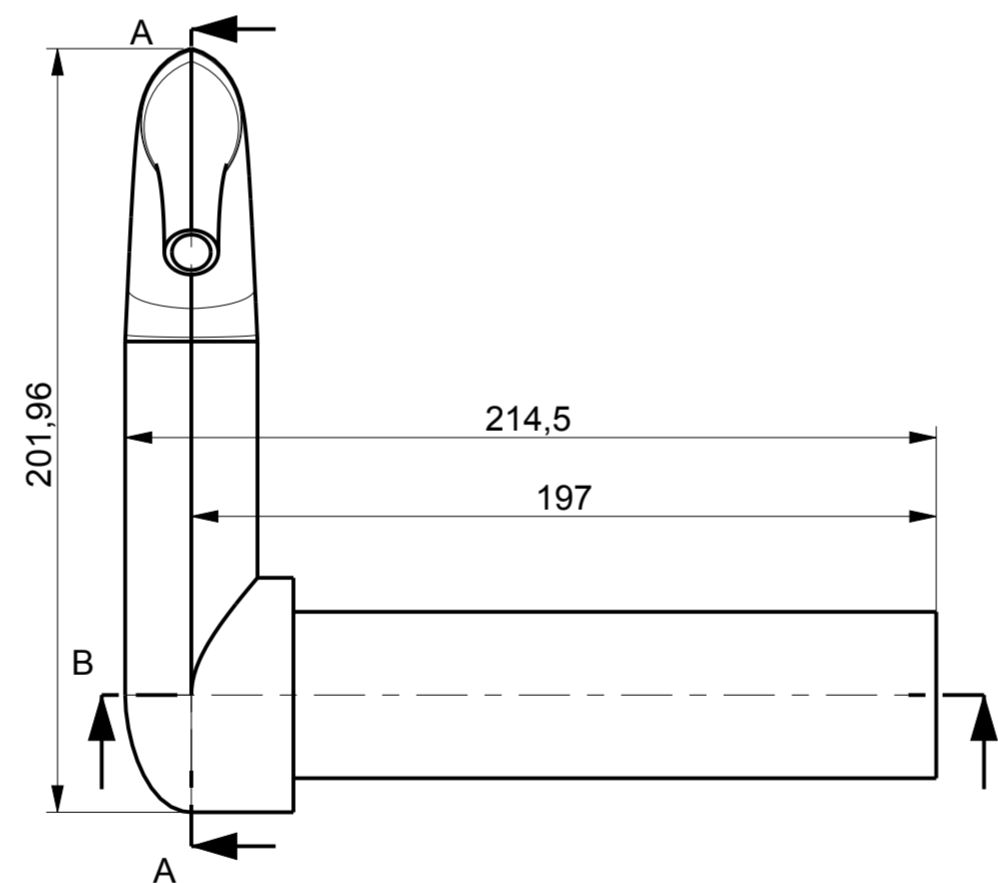
$K_{\eta D,max}$



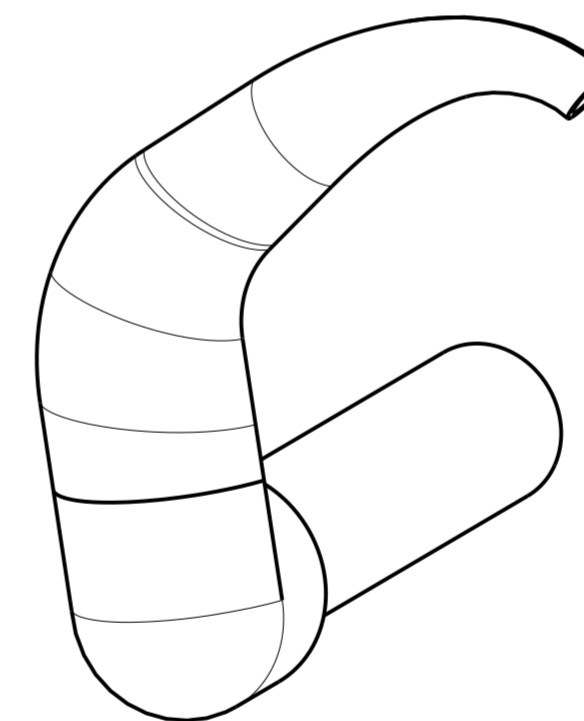
$K_{\eta max}$



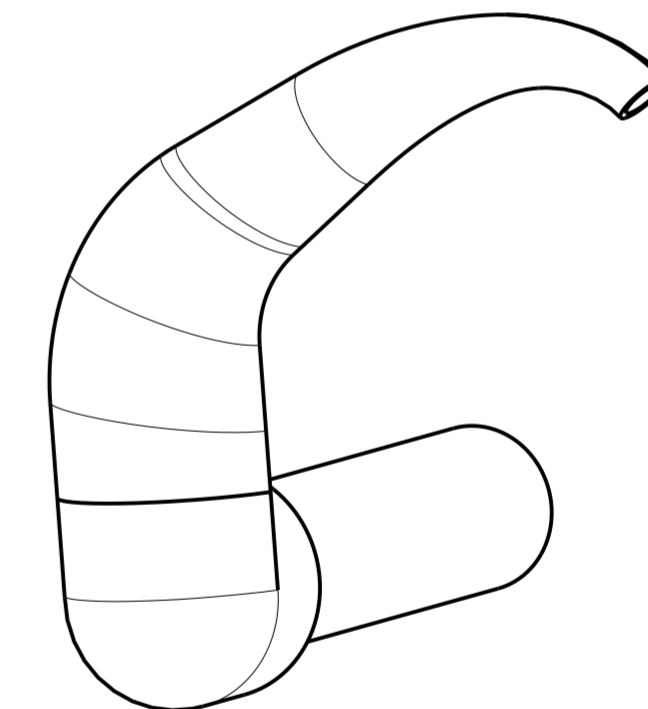
A-A



$K_{Smax}$



$K_{Ap,min}$

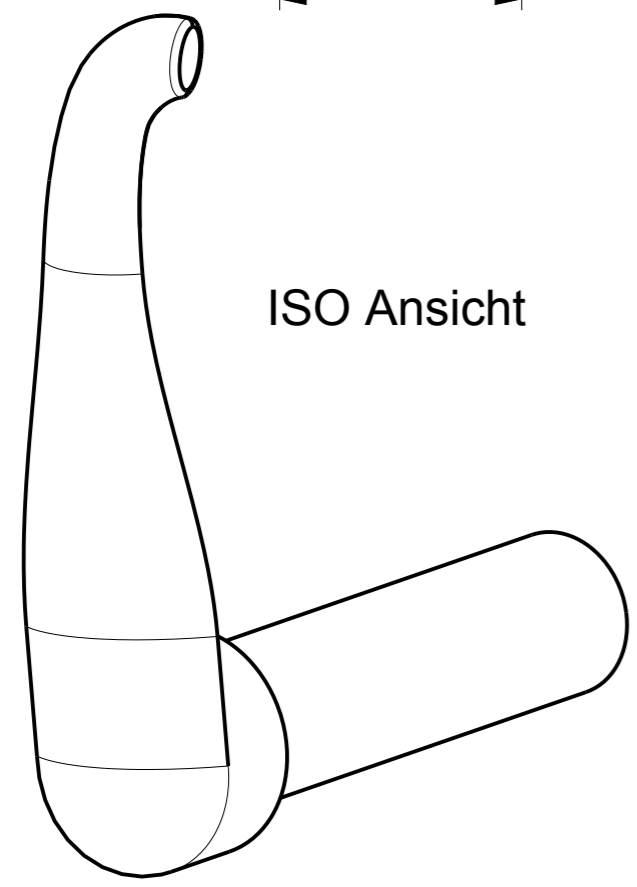
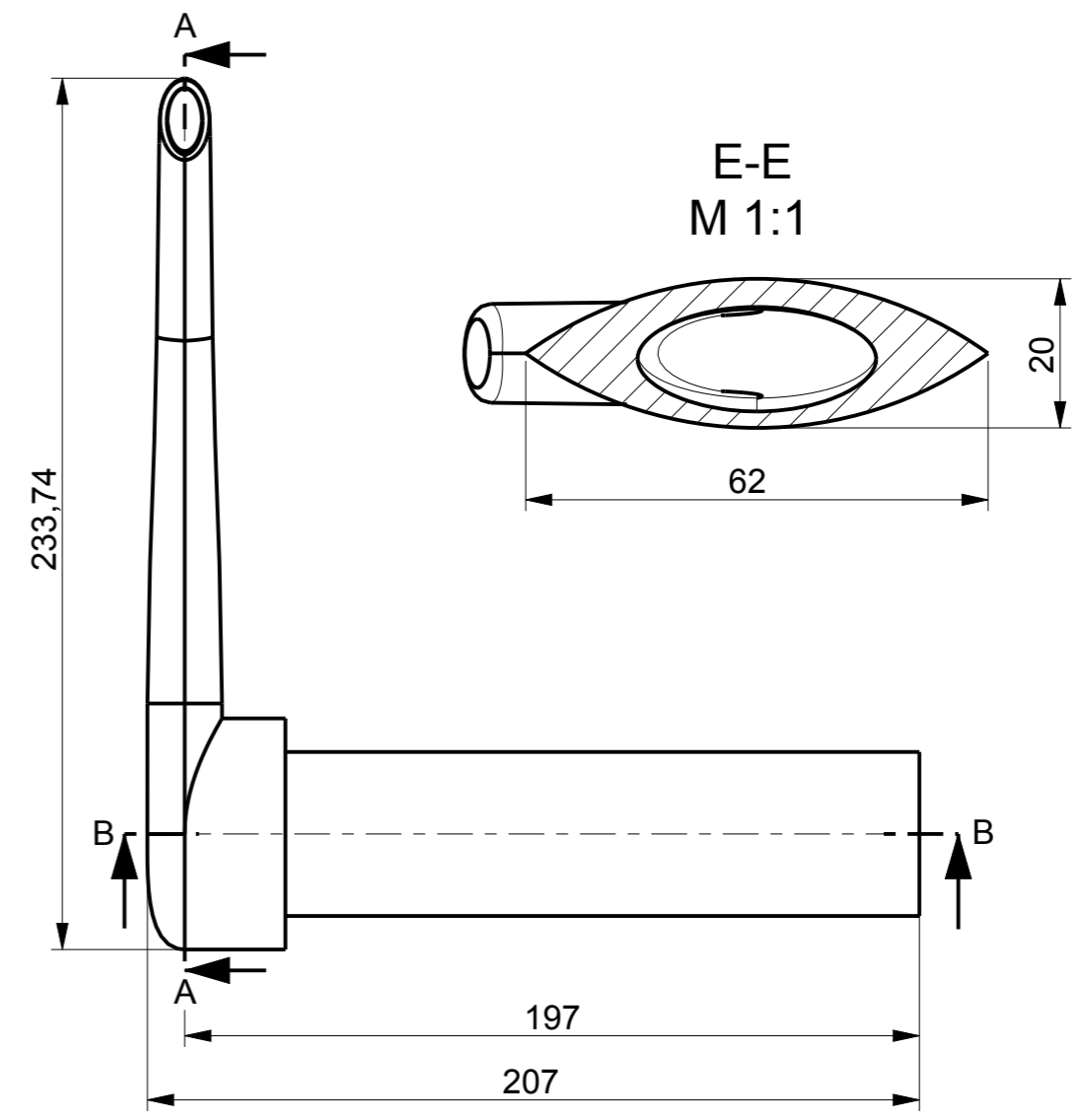
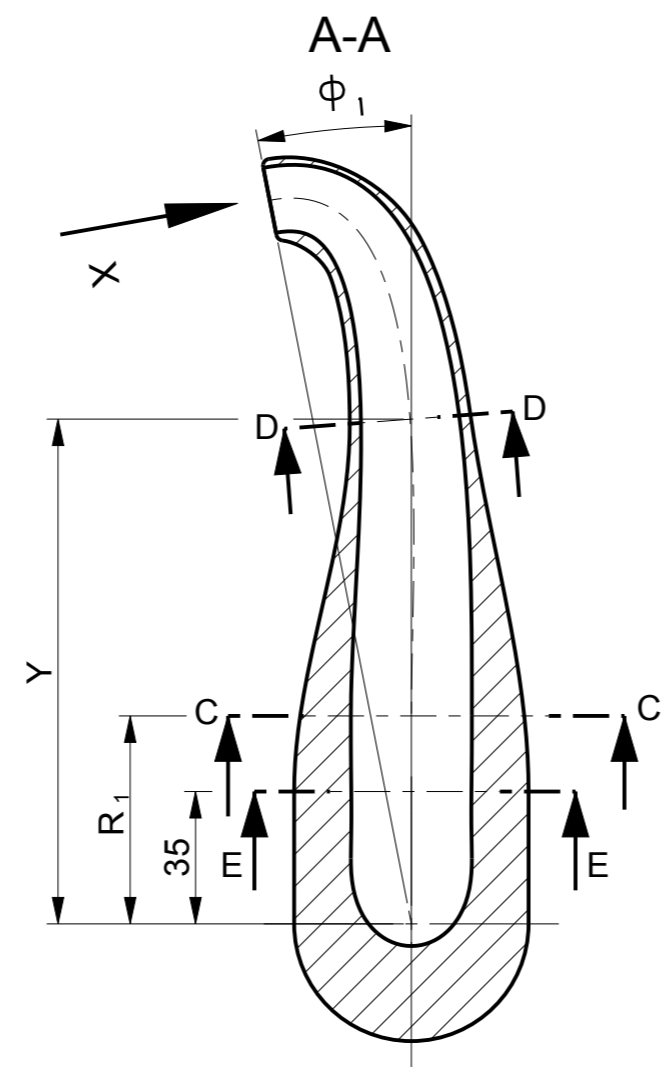
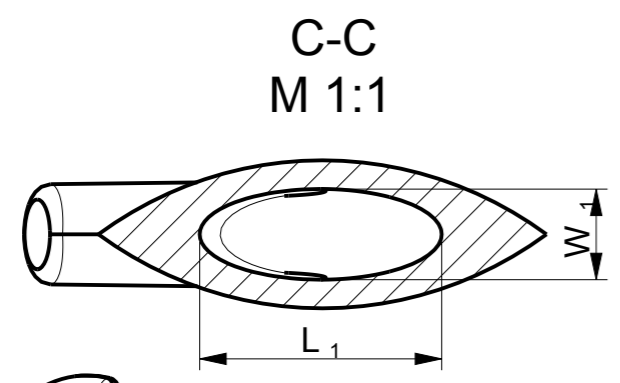
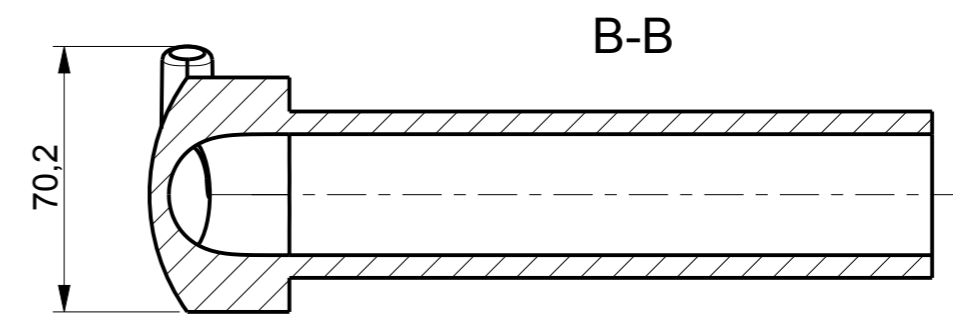
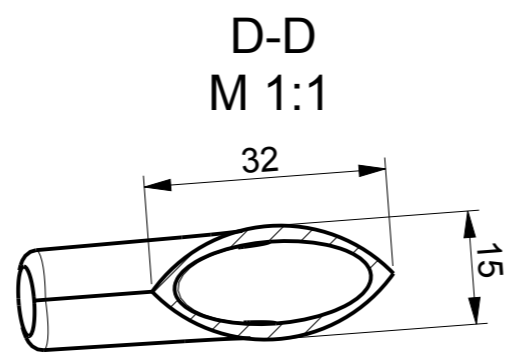
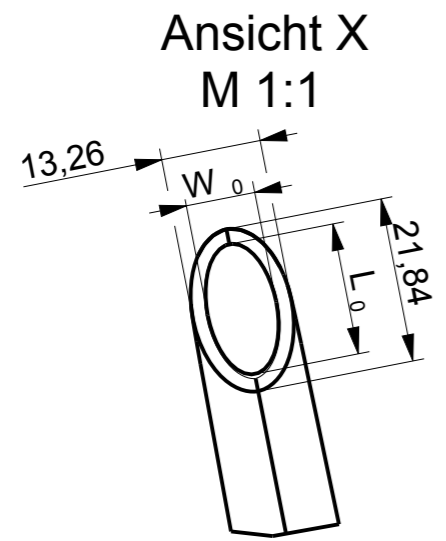


Tolerierung ISO 8015

Nicht bemaßte Geometrien entnehmen sie bitte dem 3D-Datensatz.

Parameter Diffusorkanal							
	$L_0$ [mm]	$W_0$ [mm]	$L_1$ [mm]	$W_1$ [mm]	$\phi_1$ [°]	$R_1$ [mm]	(X;Y)[mm]
$K_{\eta max}$	16,8	9,6	26,2	10,2	36,7	105,1	(46,4;156,5)
$K_{Smin}$	12,8	12,6	13,0	13,5	47,2	52,7	(54,7;126,4)
$K_{Ap,min}$	11,3	14,2	26,7	7,3	49,2	46,1	(56,8;121,8)
$K_{\eta D,max}$	15,6	10,3	14,1	29,4	53,1	113,5	(73,4;150,1)

	Allgemeintol. DIN ISO 2768-m-K		Werkstück -kanten DIN 6784		Maßstab 1:2 (1:1)		Gew.:kg	
	Bear.	Datum	Name	Benennung:				
	Gepr.	24.08.16	Meyer	<h1>Pitotrohr <math>K_{\eta D,max}</math></h1>				
	Norm							
Zust. Änderung		Datum	Name	Zeichnungsnummer:		A2 Bl.:1/1		



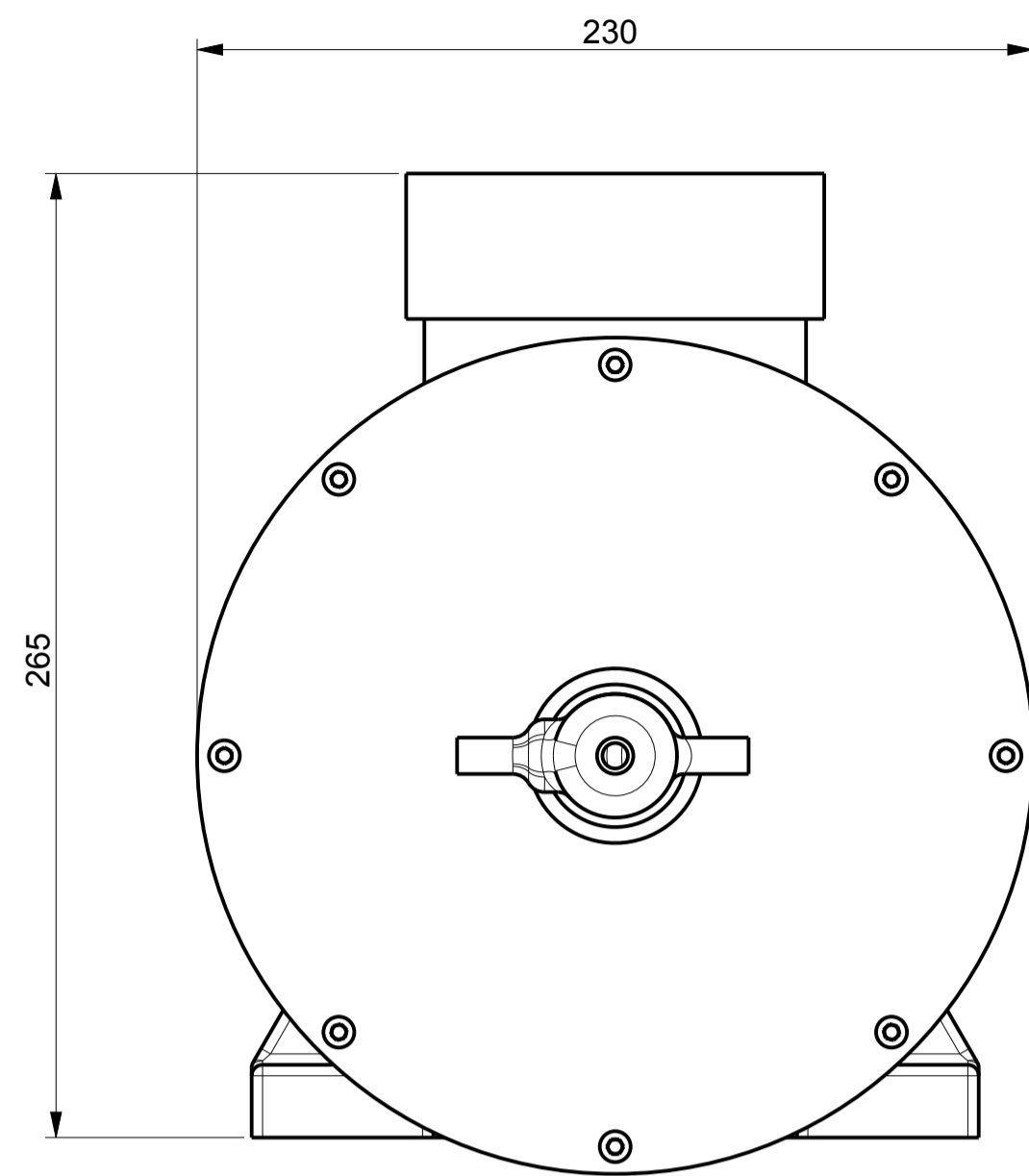
Parameter Diffusorkanal							
	$L_0$ [mm]	$W_0$ [mm]	$L_1$ [mm]	$W_1$ [mm]	$\phi_1$ [°]	$R_1$ [mm]	(X;Y)[mm]
$K_{vert}$	17,5	9,2	32,0	12,0	11,1	55,0	(0;133,5)

Tolerierung ISO 8015  
Nicht bemaßte Geometrien entnehmen sie bitte dem 3D-Datensatz.

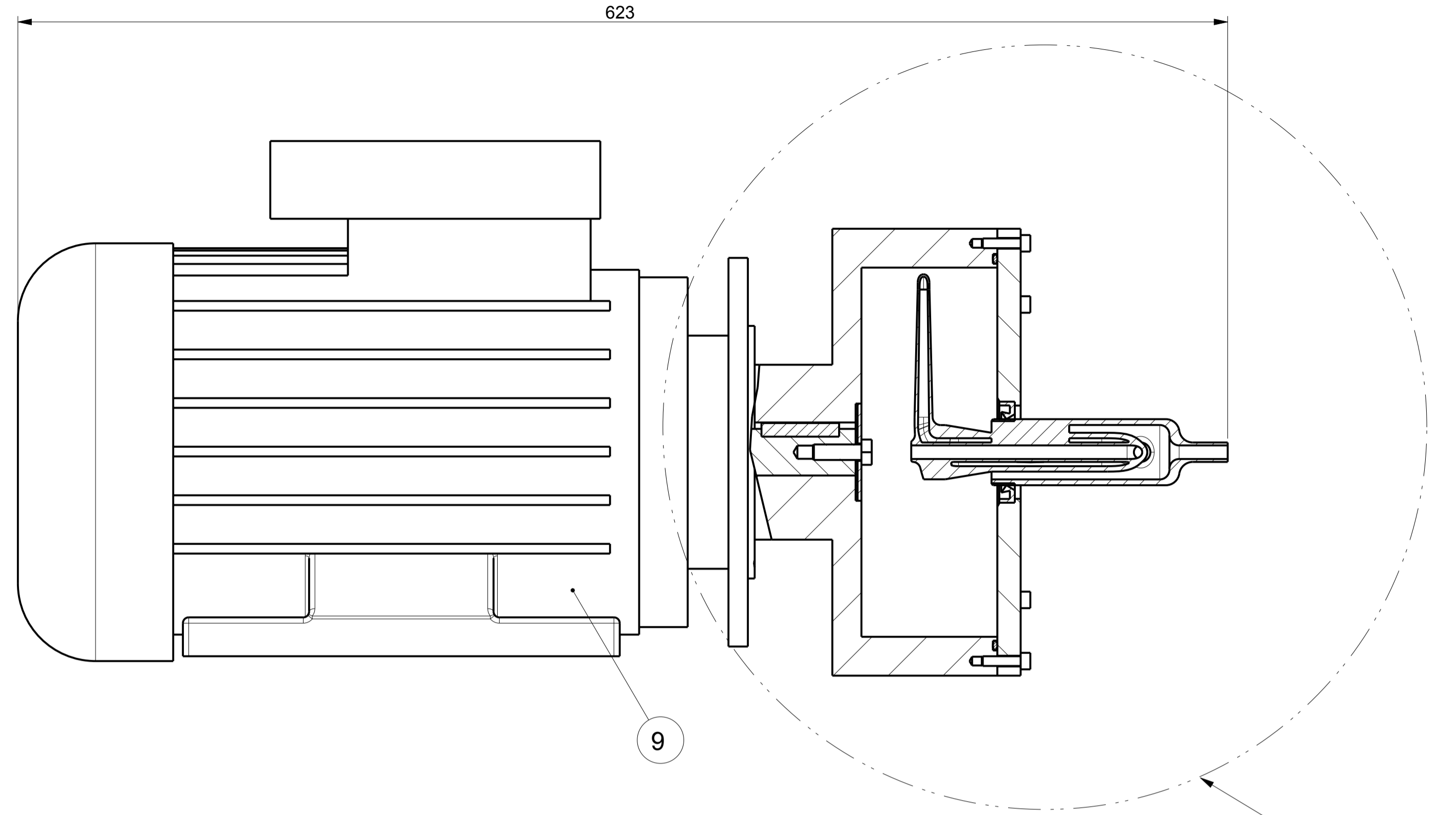
	Allgemeintol. DIN ISO 2768-m-K	Werkstück -kanten DIN 6784	Maßstab 1:2 (1:1)	Gew.:kg
	Bear. 24.08.16	Name Meyer	Benennung:	
	Gepr.		<b>Pitotrohr K vert</b>	
	Norm			
			Zeichnungsnummer:	A3
				Bl.:1/1



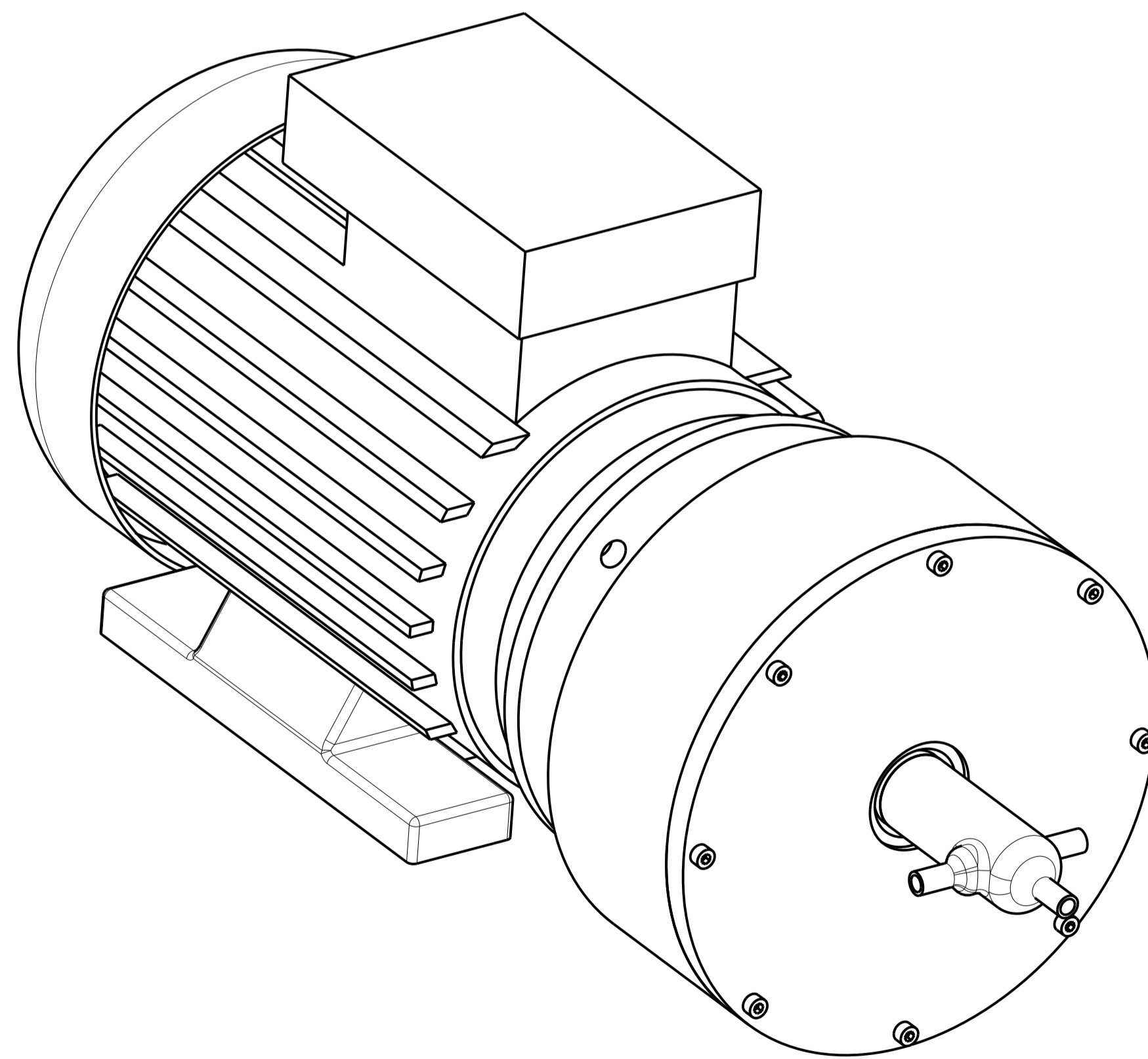
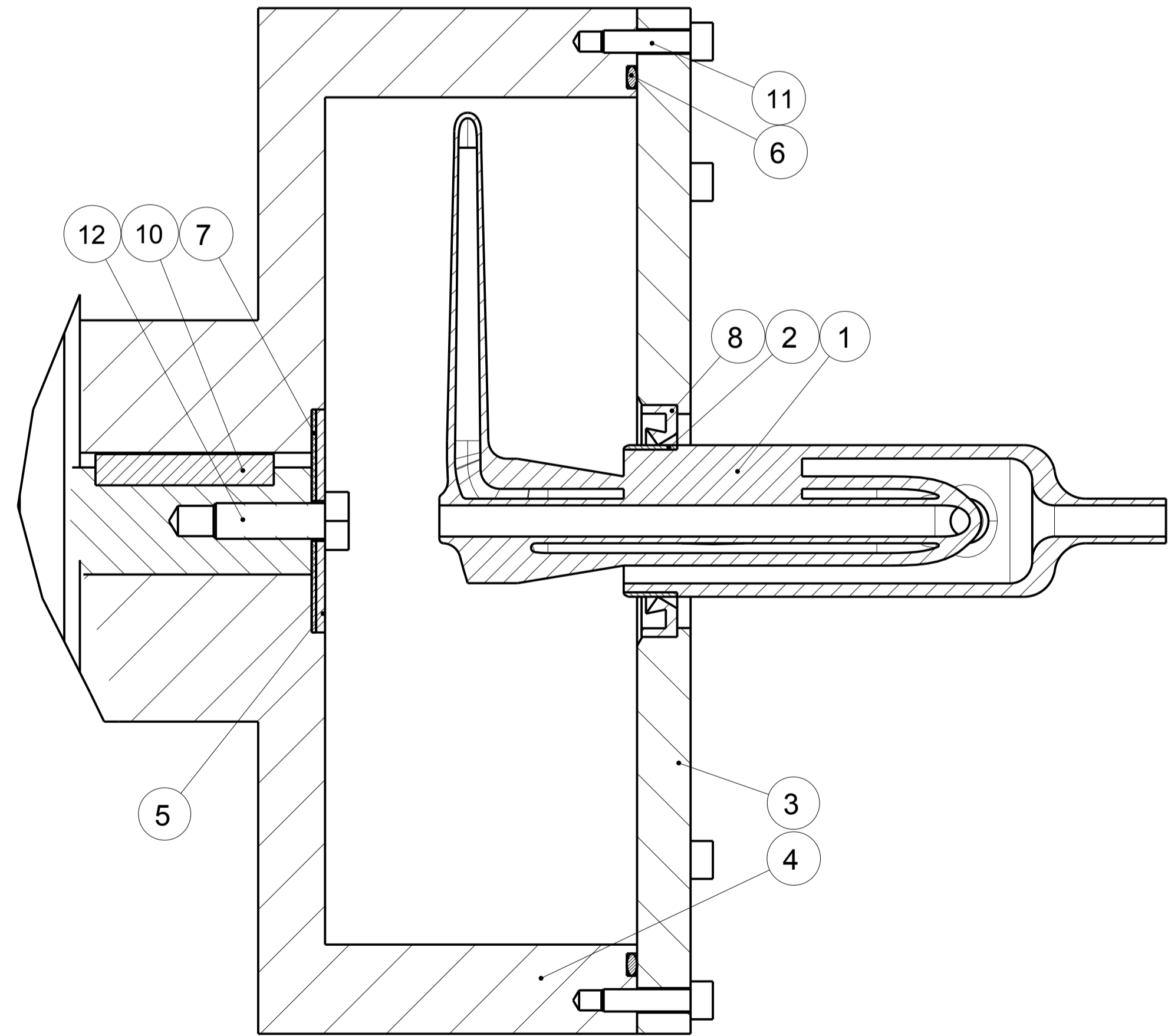
Zust. Änderung Datum Nam.



Detail X  
M1:1



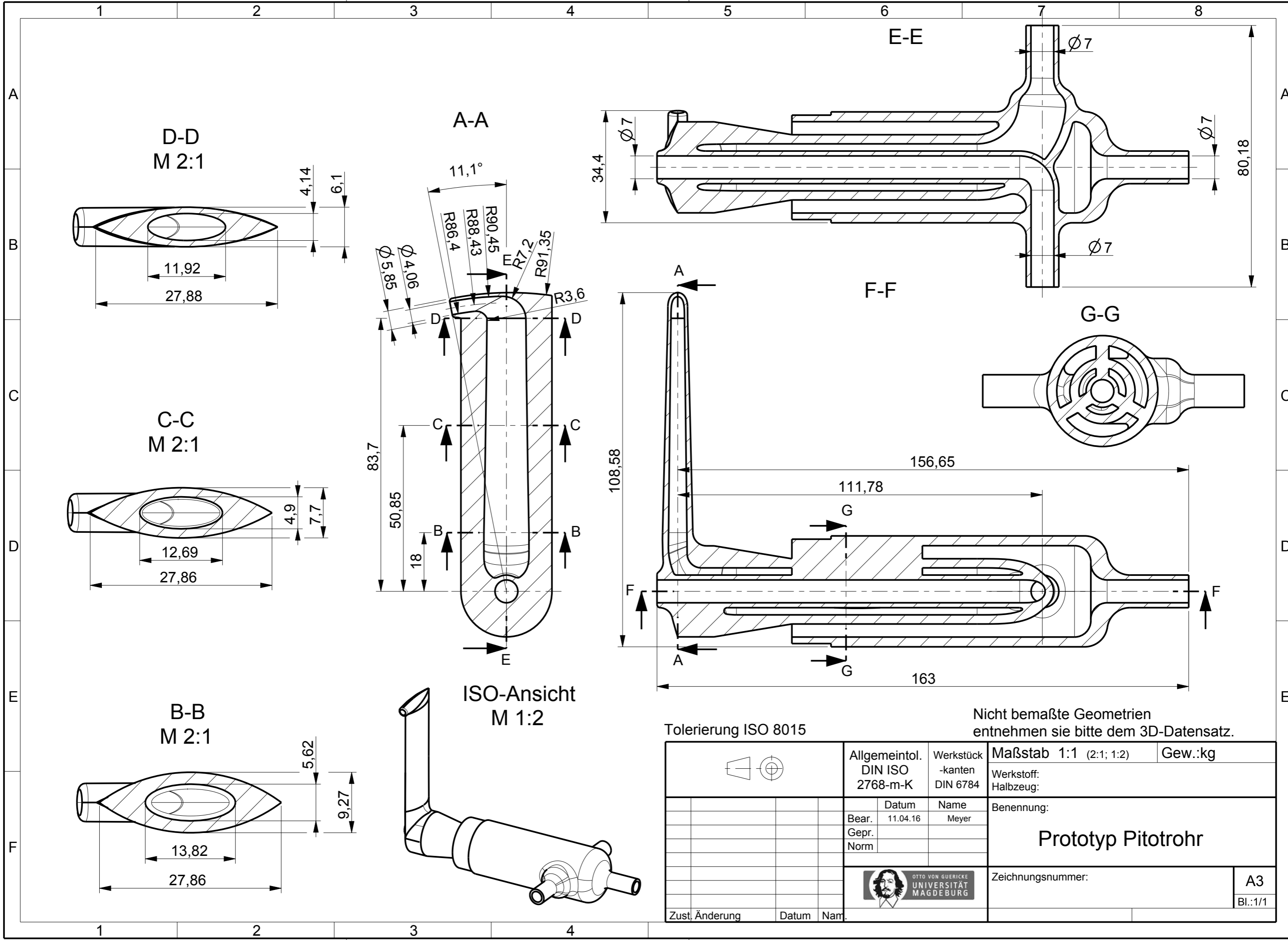
ISO-Ansicht



Tolerierung ISO 8015

Pos.	Menge	Einheit	Benennung	Sachnummer/ Norm- Kurzbezeichnung	Werkstoff
12	1	Stck	Sechskantschraube M8x25	DIN EN ISO 4017	
11	8	Stck	Zylinderschraube M5x20	DIN EN ISO 4762	
10	1	Stck	Passfeder B-8x7x40	DIN 6885	
9	1	Stck	SIEMENS-Motor		
8	1	Stck	RWDR		
7	1	Stck	Flachdichtung		
6	1	Stck	O-Ring		
5	1	Stck	Scheibe		
4	1	Stck	Rotordeckel		
3	1	Stck	Rotor		
2	1	Stck	Ring		
1	1	Stck	Pitotrohr		

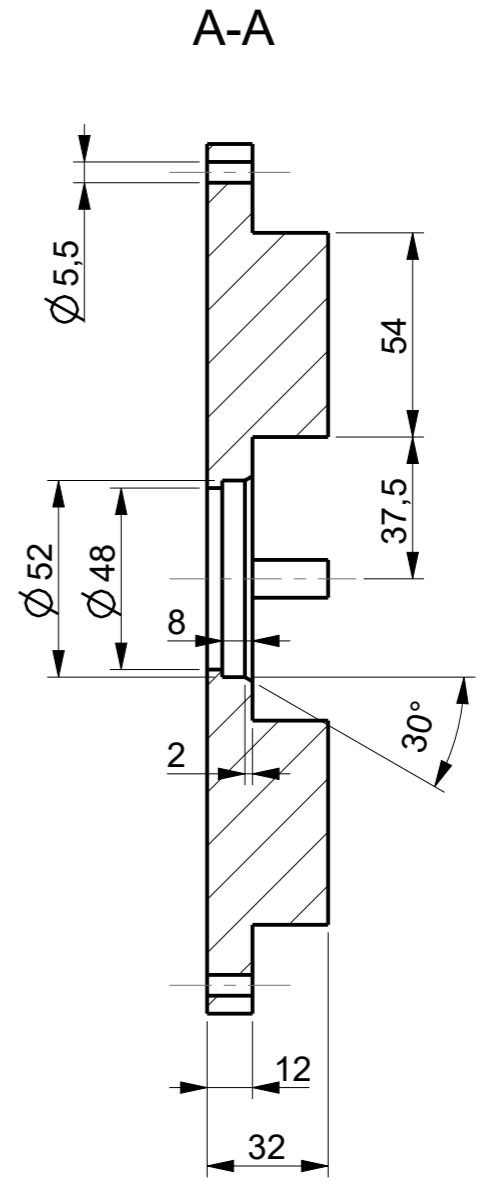
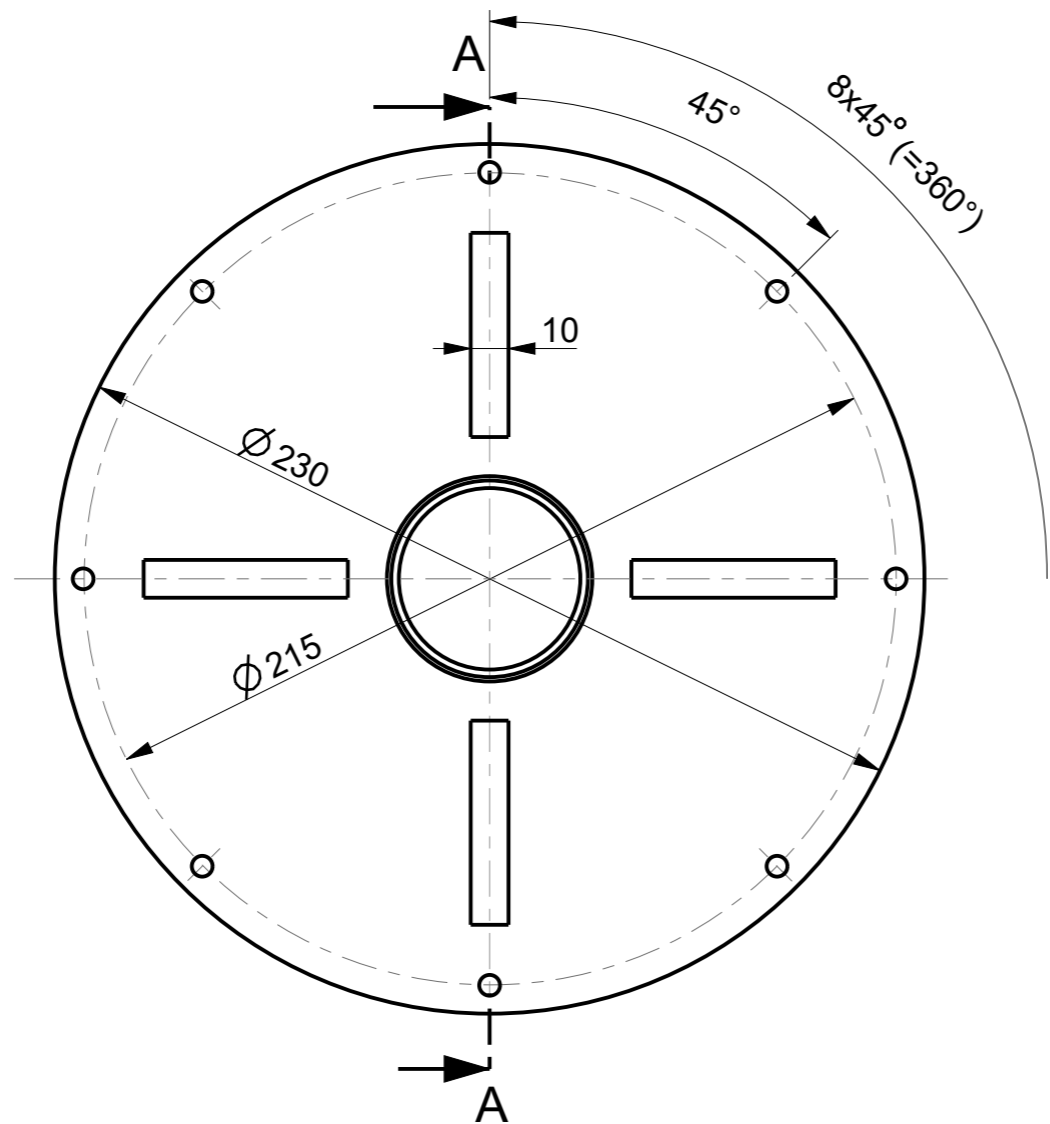
		Allgemeintol. DIN ISO 2768-m-K	Maßstab: 1:2 (1:1)	Gew.:kg
Bear. 24.08.16 Gepr. Meyer Norm		Datum 24.08.16	Name Meyer	Benennung: <b>Trennpumpe</b>
		Zeichnungsnummer:		A1 Bl.:2/2
Zust.	Änderung	Datum	Name	



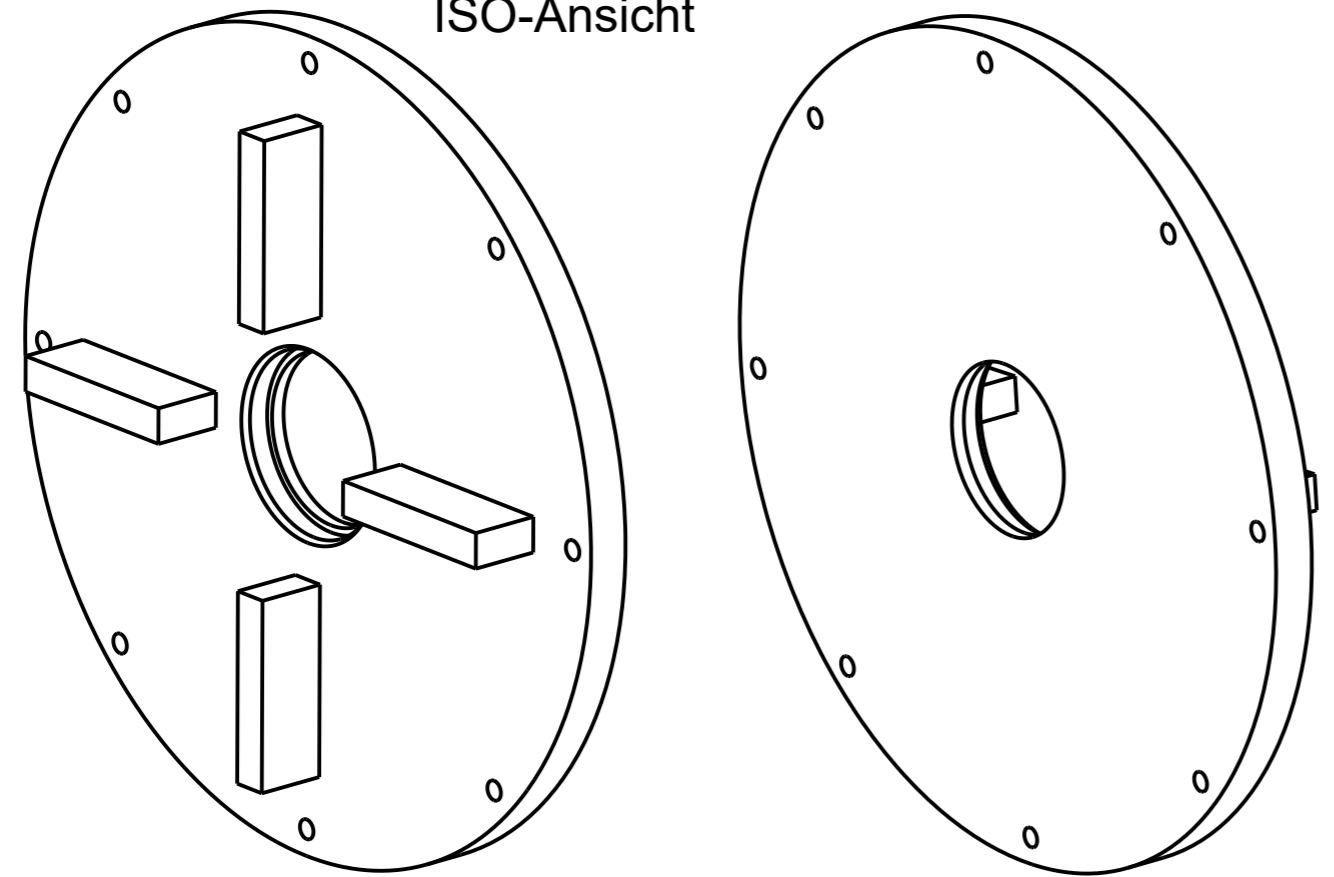
Tolerierung ISO 8015

Nicht bemaßte Geometrien entnehmen sie bitte dem 3D-Datensatz.

	Allgemeintol. DIN ISO 2768-m-K	Werkstück -kanten DIN 6784	Maßstab 1:1 (2:1; 1:2)	Gew.:kg
	Bear. 11.04.16 Gepr. Norm	Datum 11.04.16 Name Meyer	Werkstoff: Halbzeug: Benennung: <b>Prototyp Pitotrohr</b>	
			Zeichnungsnummer:	A3 Bl.:1/1
Zust. Änderung	Datum	Nam.		



ISO-Ansicht



Tolerierung ISO 8015

Nicht bemaßte Geometrien entnehmen sie bitte dem 3D-Datensatz.

	Allgemeintol. DIN ISO 2768-m-K	Werkstück -kanten DIN 6784	Maßstab 1:2	Gew.:kg
	Bear. 09.03.17 Gepr. Norm	Datum 09.03.17 Name Meyer	Werkstoff: Halbzeug: Benennung:	
			Zeichnungsnummer:	A3 Bl.:1/1
Zust. Änderung	Datum	Name		