

# Über das Durchflussverhalten von Flüssigkeiten durch radiale Wellenbohrungen in einen Ringspalt

Zur Erlangung des akademischen Grades einer  
DOKTORIN DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)

von der KIT-Fakultät für Maschinenbau des  
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)  
angenommene

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Laura Cordes

Tag der mündlichen Prüfung:

08.09.2021

Hauptreferent:

Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer

Korreferent:

Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner



Dieses Werk ist lizenziert unter einer Creative Commons Namensnennung -  
Nicht kommerziell - Keine Bearbeitungen 4.0 International Lizenz (CC BY-NC-ND 4.0 DE):  
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/deed.de>





## Vorwort des Herausgebers

Der schnelle technische Fortschritt im Turbomaschinenbau, der durch extreme technische Forderungen und starken internationalen Wettbewerb geprägt ist, verlangt einen effizienten Austausch und die Diskussion von Fachwissen und Erfahrung zwischen Universitäten und industriellen Partnern. Mit der vorliegenden Reihe haben wir versucht, ein Forum zu schaffen, das neben unseren Publikationen in Fachzeitschriften die aktuellen Forschungsergebnisse des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) einem möglichst großen Kreis von Fachkollegen aus der Wissenschaft und vor allem auch der Praxis zugänglich macht und den Wissenstransfer intensiviert und beschleunigt.

Flugtriebwerke, stationäre Gasturbinen, Turbolader und Verdichter sind im Verbund mit den zugehörigen Anlagen faszinierende Anwendungsbereiche. Es ist nur natürlich, dass die methodischen Lösungsansätze, die neuen Messtechniken, die Laboranlagen auch zur Lösung von Problemstellungen in anderen Gebieten - hier denke ich an Otto- und Dieselmotoren, elektrische Antriebe und zahlreiche weitere Anwendungen - genutzt werden. Die effiziente, umweltfreundliche und zuverlässige Umsetzung von Energie führt zu Fragen der ein- und mehrphasigen Strömung, der Verbrennung und der Schadstoffbildung, des Wärmeübergangs sowie des Verhaltens metallischer und keramischer Materialien und Verbundwerkstoffe. Sie stehen im Mittelpunkt ausgedehnter theoretischer und experimenteller Arbeiten, die im Rahmen nationaler und internationaler Forschungsprogramme in Kooperation mit Partnern aus Industrie, Universitäten und anderen Forschungseinrichtungen durchgeführt werden.

Es sollte nicht unerwähnt bleiben, dass alle Arbeiten durch enge Kooperation innerhalb des Instituts geprägt sind. Nicht ohne Grund ist der Beitrag der Werkstätten, der Technik-, der Rechner- und Verwaltungsabteilungen besonders hervorzuheben. Diplomanden und Hilfsassistenten tragen mit ihren Ideen Wesentliches bei, und natürlich ist es der stets freundschaftlich fordernde wissenschaftliche Austausch zwischen den Forschergruppen des Instituts, der zur gleichbleibend hohen Qualität der Arbeiten entscheidend beiträgt. Dabei sind wir für die Unterstützung unserer Förderer außerordentlich dankbar.

Die Effizienz von Flugtriebwerken wird ganz wesentlich durch ihren Vortriebswirkungsgrad bestimmt. Dieser hängt primär vom Nebenstromverhältnis ab. Ein hohes Nebenstromverhältnis bedingt einen großen Durchmesser des Bläfers (Fan). Um auch bei hohen Nebenstromverhältnissen eine günstige Drehzahl der Niederdruckwelle realisieren zu können, wird bei modernen Triebwerken ein Untersetzungsgetriebe zwischen Niederdruckverdichter und Fan integriert. Aufgrund der hohen übertragenen Leistung entsteht selbst bei sehr effizienten Getrieben durch reibungsbehaftete Prozesse eine beträchtliche Wärmeleistung. Der effektiven und effizienten Schmierung und Kühlung des Getriebes kommt deshalb eine besondere Bedeutung zu. Im Rahmen des vorliegenden Bandes der Schriftenreihe befasst sich die Autorin folgerichtig mit der experimentellen und numerischen Untersuchung der Ölzuführung an die umlaufenden Planetenräder von Planetengetrieben. Sie konzentriert sich dabei auf die Übertragung des Öls vom statischen System auf die rotierende zentrale Welle über radiale Bohrungen. Unter bestimmten Betriebsbedingungen setzt in diesem Bereich Kavitation ein. Für den Fall des Auftre-

tens von Kavitationseffekten wurden existierende Korrelationen für den Durchflusskoeffizienten von Bohrungen erweitert und einem breiten Feld von Anwendern zugänglich gemacht. Darüber hinaus wurden erste Ansätze zur Klärung der Frage nach dem bei der Durchströmung radialer rotierender Bohrungen auftretenden Totaldruckverlust entwickelt.

Karlsruhe, im Oktober 2021

Hans-Jörg Bauer

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungen</b>	<b>iii</b>
<b>Tabellen</b>	<b>vii</b>
<b>Symbole</b>	<b>viii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Strömung von Gasen und Flüssigkeiten durch Bohrungen: Aktueller Forschungsstand</b>	<b>4</b>
2.1 Durchströmung stehender Bohrungen ohne Phasenübergang . . . . .	6
2.1.1 Einfluss geometrischer Parameter . . . . .	6
2.1.2 Einfluss fluidmechanischer Randbedingungen . . . . .	9
2.2 Durchströmung stehender Bohrungen mit Phasenübergang . . . . .	11
2.3 Durchströmung rotierender Bohrungen . . . . .	17
2.4 Fazit aus der Literaturrecherche . . . . .	24
2.5 Fragestellung und Zielsetzung der Arbeit . . . . .	25
<b>3 Aufbau und Durchführung der Versuche</b>	<b>27</b>
3.1 Prüfstandsperipherie . . . . .	27
3.2 Aufbau des Testbereichs . . . . .	29
3.3 Auswahl der Konfiguration der rotierenden Bohrungen . . . . .	31
3.4 Experimentelles Vorgehen und Datenerfassung . . . . .	34
3.5 Genauigkeit von Messgrößen und Korrelationsparametern . . . . .	35
<b>4 Charakterisierung der Durchströmung einer rotierenden Bohrung</b>	<b>38</b>
4.1 Systembeschreibung der Rotordurchströmung . . . . .	38
4.2 Diskussion des Druckverlaufs stromauf und stromab der rotierenden Bohrung .	40
4.3 Beschreibung der Strömungszustände . . . . .	49
4.3.1 Beschreibung im absoluten und relativen Koordinatensystem . . . . .	49
4.3.2 Strömungszustand stromauf der rotierenden Bohrung . . . . .	50
4.3.3 Strömungszustand stromab der rotierenden Bohrung . . . . .	54
4.4 Durchflusscharakteristik der Einlassbohrungen . . . . .	58

---

4.4.1	Änderung der Strömungsgeschwindigkeit ohne Rotation . . . . .	58
4.4.2	Einfluss der Kavitation . . . . .	60
4.4.3	Einfluss der Rotationsgeschwindigkeit . . . . .	68
4.4.4	Einfluss der Bohrungsanzahl . . . . .	77
4.5	Druckverlust . . . . .	82
4.5.1	Ohne Rotation . . . . .	82
4.5.2	Mit Rotation . . . . .	84
4.6	Fazit . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>88</b>
<b>A</b>	<b>Herleitung des Zusammenhangs zwischen <math>c_d</math> und <math>K_{kav}^{0.5}</math> bei kavitierender Strömung</b>	<b>90</b>
<b>B</b>	<b>Stoffeigenschaften des verwendeten Öls</b>	<b>92</b>
<b>C</b>	<b>Datenfluss der Messdatenerfassung</b>	<b>95</b>
<b>D</b>	<b>Aufbau des numerischen Modells</b>	<b>97</b>
	<b>Literatur</b>	<b>101</b>
	<b>Mitbetreute Bachelor- und Masterarbeiten</b>	<b>107</b>



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Prinzipskizze eines über ein Planetengetriebe von der Niederdruckturbine angetriebenen Fans mit dem für Kühlung und Schmierung notwendigen Ölsystem.	2
2.1	Durchströmung einer Bohrung . . . . .	4
2.2	Druck - Enthalpie Diagramm von Wasser. (Lemmon et al., 2007) . . . . .	4
2.3	Geometrie einer stehenden Bohrung und ihrer Anströmung. . . . .	6
2.4	Abhängigkeit des Durchflusskoeffizienten $c_d$ vom $l/d$ -Verhältnis (Weißert, 1997, nach). . . . .	7
2.5	Einfluss der Druckdifferenz über eine Bohrung mit $l/d = 10$ auf den Massenstrom durch die Bohrung mit und ohne Auftreten von Kavitation (Nurick et al., 2009). . . . .	10
2.6	Einfluss des Druckverhältnisses $\Pi$ und der Machzahl der Querströmung auf der Austrittsseite der Bohrung $Ma_2$ auf den Durchflusskoeffizienten $c_d$ (Gritsch et al., 1998b). . . . .	11
2.7	Strömung einer Flüssigkeit mit unterschiedlicher Geschwindigkeit durch eine Düse in die Umgebung. (Nach Hiroyasu et al. (1991) und Krug (2019)) . . . . .	13
2.8	Durchflusskoeffizient $c_d$ über $K_{kav}^{0,5}$ für mit der Geschwindigkeit $v_{1\theta}$ querangeströmte Bohrungen mit $l/d = 5$ und konstantem Druck $p_1 = 6,9$ bar (Nurick et al., 2007). . . . .	15
2.9	Schematische Skizze einer mit der Frequenz $f$ rotierenden Hohlwelle und Scheibe mit Bohrungen auf dem Radius $r$ . . . . .	17
2.10	Geschwindigkeitsdreieck am Bohrungseinlass mit Geschwindigkeitskomponenten in radialer und tangentialer Richtung. . . . .	18
2.11	Rotationseinfluss auf den Durchflusskoeffizient $c_d$ (McGreehan und Schotsch, 1988). . . . .	20
2.12	Geschwindigkeitsdreieck am Bohrungseinlass zur Bestimmung des Inzidenzwinkels $i$ (nach Idris et al., 2004a). . . . .	21
2.13	Rotationseinfluss auf den Durchflusskoeffizient $c_d$ bei angefasster und abgerundeter Einlasskante einer Bohrung mit $l/d=1,25$ (Dittmann et al., 2004). . . . .	22
2.14	Vergleich des $c_d$ -Werts für numerische Berechnungen mit drei Turbulenzmodellen mit experimentellen Ergebnissen ( $l/d=0,6$ ; $\Pi=1,25$ ) von Riedmüller (2016). . . . .	23
2.15	Darstellung der aus der Literatur bekannten Einflussparameter auf die Durchströmung einer rotierenden bzw. statischen Bohrung mit und ohne Phasenübergang. Es sind exemplarisch relevante Arbeiten genannt. . . . .	25

3.1	CAD Ansicht des Prüfstands aufbaus ohne Leckagekreislauf. . . . .	28
3.2	Schematischer Aufbau des Prüfstands (nach Cordes et al. (2019)). . . . .	28
3.3	Schnittdarstellung des Testbereichs. In die dargestellten Schnitte wurden die relevanten Bestandteile des Testbereichs projiziert. Rotierende Bauteile: hellgrau. Statische Bauteile: dunkelgrau. Flüssigkeit: schraffiert. (nach Cordes et al., 2019))	30
3.4	Schnittdarstellung der untersuchten Konfigurationen an Einlassbohrungen in $r$ - $\theta$ -Ebene mit $l/d = 1,56$ . . . . .	33
3.5	Totaldruck $p_t$ (nach Gl. 3.5) bei Beschleunigung auf Geschwindigkeit $v_2$ (nach Gl. 3.4) und Erreichen des Dampfdrucks $p_2 = p_D$ . . . . .	34
3.6	Realisierte Messreihen mit einem konstanten Parameter für alle Konfigurationen. . . . .	35
4.1	Druck $p$ stromauf und stromab der rotierenden Bohrung für verschiedene Gesamtvolumenströme mit Konfigurationen 1 und 5 über der Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung $v_B$ . Symbole repräsentieren den Gesamtvolumenstrom. Dunkelgraue Symbole: Druck stromauf der Bohrung (PS1). Hellgraue Symbole: Druck stromab der Bohrung (PR2). . . . .	41
4.2	Durchströmgeschwindigkeiten in der Auslassbohrung $\bar{v}_a$ über korrespondierender Umfangsgeschwindigkeit $v_{a\theta}$ , bei denen der Drucksprung stromab der Bohrung $\Delta p_2$ auftritt. Symbolfarbe und -form repräsentieren die Konfiguration. . .	42
4.3	Druckdifferenz über die Einlassbohrung. Symbole repräsentieren die jeweilige Konfiguration: $\circ$ K1; $\nabla$ K2; $\diamond$ K3; $\triangle$ K4; $\square$ K5 . . . . .	43
4.4	Druckdifferenz über die Einlassbohrung (oben) und zugehörige Durchflussgeschwindigkeit $v_2$ (unten) über der Umfangsgeschwindigkeit $v_B$ für die Konfigurationen 1 ( $\circ$ ) und 2 ( $\nabla$ ). . . . .	44
4.5	Messwerte des Drucks für Vergleich mit CFD-Analyse: $\bar{v}_2 = 33,1 \text{ m s}^{-1}$ für K1 ( $\circ$ ) und $\bar{v}_2 = 27,3 \text{ m s}^{-1}$ für K4 ( $\triangle$ ). . . . .	46
4.6	Konturdiagramm des normalisierten Drucks aus numerischen Untersuchungen bei einer Rotordrehzahl von $2000 \text{ min}^{-1}$ ( $v_B = 19,6 \text{ m s}^{-1}$ ). Oben: $\dot{V}_t = 200 \text{ l min}^{-1}$ , K1 $\rightarrow v_2 = 34,0 \text{ m s}^{-1}$ . Unten: $\dot{V}_t = 400 \text{ l min}^{-1}$ , K4 $\rightarrow v_2 = 28,3 \text{ m s}^{-1}$ (Cordes et al., 2019). . . . .	47
4.7	Impulsbilanz über ein Volumenelement zwischen zwei beliebigen Punkten $r_{1\ddagger}$ und $r_{2\ddagger}$ . . . . .	51
4.8	Statorspalt mit Kontrollvolumen für Impulsbilanz. Vereinfachte Darstellung der Strömung aus den Einlassrohren in den Statorspalt hinein und aus dem Statorspalt in die mit der Frequenz $f$ rotierenden Bohrungen. . . . .	52
4.9	Numerisch bestimmte normierte Umfangsgeschwindigkeit $\left(\frac{v_\theta}{v_{1\theta}}\right)_{abs}$ im Statorspalt über dem Radius $r$ ( $z = 13,9 \text{ mm}$ , $\theta = 0^\circ$ ) für $\dot{V}_t = 344 \text{ l min}^{-1}$ und vier Rotorgeschwindigkeiten (vgl. Anhang D). . . . .	52

4.10	Druckdifferenz zwischen Einlassrohr (PS1) und Statorspalt (PS2) für Konfiguration 4. . . . .	53
4.11	Entwicklung des statischen Drucks. Daten aus numerischen Berechnungen (Triquet, 2019). . . . .	56
4.12	Durchflusskoeffizient $c_d$ über der Reynoldszahl $Re_d$ ohne Rotation für eine zylindrische Bohrung mit $l/d = 1,56$ . Symbolfarbe und -form repräsentieren die Konfiguration. Zur besseren Lesbarkeit wurde wie folgt aufgeteilt: oben K1, K3 und K5; unten K2 und K4. . . . .	59
4.13	Durchflusskoeffizient $c_d$ über der Druckdifferenz $\Delta p$ . Symbolfarbe und -form repräsentieren die Konfiguration. Zur besseren Lesbarkeit wurden oben K1 und K3, sowie unten K2 und K4 jeweils mit K5 verglichen. . . . .	61
4.14	Änderung der Druckdifferenz beim Auftreten eines Drucksprungs stromab der Einlassbohrung aufgetragen über dem Kavitationsparameter. . . . .	62
4.15	Durchflusskoeffizient $c_d$ ohne Rotationseinfluss über der Wurzel des Kavitationsparameters $K_{kav}^{0,5}$ . Symbolfarbe und -form repräsentieren die Konfiguration. . . . .	63
4.16	Durchflusskoeffizient $c_d$ über dem Kavitationsparameter $K_{kav}^{0,5}$ für Konfiguration 1 ( $n_B = 5$ ). Symbolfarben repräsentieren das Geschwindigkeitsverhältnis $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$ . . . . .	64
4.17	Flächenverhältnis $C_c$ nach Gleichung 2.16 über dem Geschwindigkeitsverhältnis $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$ für Konfiguration 1, sowie einer quadratischen Regression. . . . .	65
4.18	Durchflusskoeffizient $c_d$ über dem Kavitationsparameter $K_{kav}^{0,5}$ . Symbolfarben repräsentieren das Geschwindigkeitsverhältnis $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$ . Gestrichelte Linien repräsentieren Ursprungsgeraden nach Gl. 2.15. Gesamter untersuchter Bereich. . . . .	67
4.19	Durchflusskoeffizient $c_d$ über dem Kavitationsparameter $K_{kav}^{0,5}$ . Symbolfarben repräsentieren das Geschwindigkeitsverhältnis $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$ , Symbolform die Bohrungsanzahl. Gestrichelte Linien repräsentieren Ursprungsgeraden nach Gl. 2.15. Gesamter untersuchter Bereich. . . . .	67
4.20	Durchflusskoeffizient $c_d$ über dem Geschwindigkeitsverhältnis $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$ für Konfiguration 1. Symbolfarbe repräsentiert den Kavitationsparameter $K_{kav}^{0,5}$ . . . . .	70
4.21	Einfluss der Rotation bei konstantem Kavitationsparameter $K_{kav}^{0,5} = 1,15 \pm 0,01$ und $1,25 \pm 0,01$ . . . . .	71
4.22	Druckverlust $p_{t,v}$ über dynamischem Druck ohne Rotationseinfluss. . . . .	72
4.23	Verteilung der relativen Geschwindigkeit im $r-\theta$ -Schnitt (links) und im $r-z$ -Schnitt durch die Bohrung ( $v_2 = 27,3 \text{ ms}^{-1}$ ). Die äußere Wand des Rotorringspalts ist mittels eines Streifenmusters verdeutlicht. . . . .	74
4.24	Verteilung der radialen Geschwindigkeit $v_r$ im $r-\theta$ -Schnitt für Konfiguration 1 ohne Rotation (links) und mit $v_{1\theta} = 12,7 \text{ ms}^{-1}$ . Linien mit $\theta = \pm 2^\circ$ für Auswertung von $v_\theta$ eingetragen. . . . .	75

4.25	Tangentiale Geschwindigkeit $v_\theta$ über dem Radius $r$ im Rotorringpalt auf beiden Seiten der Bohrung mit $v_2 = 27,3 \text{ m s}^{-1}$ für Konfiguration 4. Ohne Rotation und mit $v_B = 12,7 \text{ m s}^{-1}$ ( $\theta = \pm 2^\circ, z = 0 \text{ m}$ ). . . . .	76
4.26	Tangentiale Geschwindigkeit $v_\theta$ über dem Radius $r$ im Rotorringpalt auf beiden Seiten der Bohrung ( $\theta = \pm 2^\circ, z = 0,0161 \text{ m}$ ) für Konfiguration 1 und 4 bei $v_{1\theta} = 12,7 \text{ m s}^{-1}$ . . . . .	78
4.27	Stromlinien im $r - \theta$ -Schnitt durch die Bohrungsachse mit $v_2 = 27,3 \text{ m s}^{-1}$ . . . . .	79
4.28	Wirbelstärke $\zeta$ im Rotorringpalt, aufgetragen über der normierten tangentialen Position $\theta^*$ entlang eines konstanten Radius $r_R^*$ . . . . .	80
4.29	Druckverlust $p_{t,v}$ über dynamischem Druck ohne Rotationseinfluss. . . . .	83
4.30	Druckverlust $p_{t,v}$ über dynamischem Druck bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$ . . . . .	85
4.31	Darstellung der aus der Literatur bekannten Einflussparameter sowie die in dieser Arbeit diskutierten Einflussparameter auf die Durchströmung einer rotierenden bzw. statischen Bohrung mit und ohne Phasenübergang. . . . .	86
A.1	Skizze einer Strömung in eine scharfkantige Bohrung (Nurick, 1976). . . . .	91
B.1	Temperaturabhängigkeit der Viskosität des verwendeten Öls. . . . .	92
B.2	Temperaturabhängigkeit der Dichte des verwendeten Öls. . . . .	93
B.3	Temperaturabhängigkeit des Dampfdrucks des verwendeten Öls. . . . .	94
C.1	Datenerfassung. . . . .	96
D.1	Skizze des Modells für numerische Untersuchungen (nach Cordes et al., 2019). . . . .	97
D.2	Das verwendete Netz im $r - z$ -Schnitt mit Detaildarstellungen für die verfeinerten Bereiche und die Prismenschichten an der Wand (Triquet, 2019). . . . .	98

# Tabellenverzeichnis

3.1	Geometrische Parameter des Testbereichs. . . . .	29
3.2	Verwendete Messtechnik und Genauigkeit . . . . .	37
3.3	Genauigkeit der abgeleiteten Kenngrößen . . . . .	37
4.1	Koeffizienten für quadratische Regression nach Gleichung 4.20. $R^2 = 0,9281$ .	65
4.2	Verlustkoeffizienten der Konfigurationen 2 - 5 ohne Kavitation. . . . .	84
B.1	Konstanten zur Bestimmung der Viskosität nach B.1 zwischen 273 und 353 K. .	92
B.2	Konstanten zur Bestimmung der Dichte nach Gleichung B.2 zwischen 273 und 353 K. . . . .	93

# Symbolverzeichnis

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
<i>Lateinische Symbole</i>		
$A$	$\text{m}^2$	Fläche
$A_K$	$\text{m}^2$	Summierte Querschnittsfläche der Bohrungen
$b$	$\text{m}$	Breite
$c$	$\text{m}$	Fasentiefe
$d$	$\text{m}$	Durchmesser
$F$	$\text{N}$	Kraft
$f$	$\text{Hz}$	Drehfrequenz des Rotors
$i$	$^\circ$	Inzidenzwinkel
$I$		Impulsstromverhältnis $\frac{\rho_1 v_1^2}{\rho_2 v_2^2}$
$K_{kav}$		Kavitationsparameter $\frac{p_1 - p_D}{p_1 - p_2}$
$l$	$\text{m}$	Länge
$m$	$\text{kg}$	Masse
$\dot{m}$	$\text{kg s}^{-1}$	Massenstrom
$Ma$		Machzahl
$n_B$		Anzahl der Bohrungen in einer Konfiguration
$n_r$	$\text{min}^{-1}$	Drehzahl des Rotors
$p$	$\text{Pa}$	Druck
$p_D$	$\text{Pa}$	Dampfdruck
$P_s$	$\text{W}$	Vortriebsleistung
$P_i$	$\text{W}$	Zugeführte Leistung
$r$	$\text{m}$	Radius, Koordinate im zylindrischen KOS
$R$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Gaskonstante
$T$	$\text{K}$	Temperatur
$t$	$\text{s}$	Zeit
$\dot{V}$	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	Volumenstrom, Volumenstrom durch eine Bohrung
$v$	$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeit
$x$	$\text{m}$	Koordinate im kartesischen KOS
$y$	$\text{m}$	Koordinate im kartesischen KOS
$z$	$\text{m}$	Koordinate im kartesischen und zylindrischen KOS
<i>Griechische Symbole</i>		
$\alpha$	$^\circ$	Winkel zwischen Bohrungsachse und $v_1$
$\beta$	$^\circ$	Winkel zwischen Bohrungsachse und $r$ bzw. $z$ -Koordinate

$\chi$		Faktor für Geschwindigkeit der Couette-Strömung
$\Delta$		Differenz
$\gamma$	°	Fasenwinkel
$\mu$	Pa s	Dynamische Viskosität
$\nu$	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Kinematische Viskosität
$\omega$	$\text{rad s}^{-1}$	Winkelgeschwindigkeit
$\rho$	$\text{kg m}^{-3}$	Dichte
$\theta$	°	Tangentiale Koordinate
$\zeta$		Verlustbeiwert

*Tiefgestellte Indizes*

1	Stromauf der Bohrung
2	Stromab der Bohrung
<i>a</i>	Austritt
<i>abs</i>	Absolutsystem
<i>B</i>	Bohrung
<i>c</i>	Vena Contracta
<i>e</i>	Eintritt
<i>exp</i>	Experimentell
<i>f</i>	Flug
<i>id</i>	Ideal
<i>korr</i>	Korrigiert
<i>L</i>	Leckage
<i>num</i>	Numerisch
<i>rel</i>	Relativsystem
<i>t</i>	Totalzustand, Gesamt
<i>v</i>	Verlust

*Hochgestellte Indizes*

*	Normierte Größe
†	Beliebiger Punkt

*Kennzahlen*

$C_c$	$\frac{A_c}{A_2}$	Kontraktionsquotient
$c_d$	$\frac{\dot{m}_{re}}{\dot{m}_{id}}$	Durchflusskoeffizient
$Re_d$	$\frac{d v}{\nu}$	Reynoldszahl
$\Pi$	$\frac{p_1}{p_2}$	Druckverhältnis
$K_{kav}$	$\frac{p_1 - p_d}{p_1 - p_2}$	Kavitationsparameter

*Abkürzungen*

CFD  
K1, K2, etc.

Computational Fluid Dynamics  
Konfiguration 1, Konfiguration 2, etc.



# 1 Einleitung

Die Luftfahrtindustrie strebt eine deutliche Verringerung der Abgas- und Schadstoffemissionen an. Dies ist zum einen durch einen gesellschaftlichen Wandel begründet, der umweltfreundlichen Technologien einen höheren Stellenwert beimisst, als auch in finanziellen Konsequenzen, die sich aus dem Treibstoffverbrauch und politischen Anreizen ergeben. Mit dem *Flightpath 2050* wurden von der Europäischen Kommission ehrgeizige Ziele für die europäische Luftfahrt vorgegeben. Diese beinhalten unter anderem eine Reduktion von  $CO_2$  um 75%, von  $NO_x$  um 90% und Lärm um 65% gegenüber dem Jahr 1990 (ACARE, 2017). Um diese Ziele zu erreichen, müssen alle Beteiligten vom Flugzeugbauer bis zum Flugverkehrsmanagement und im Speziellen auch die Triebwerkshersteller entsprechende Verbesserungen anstreben.

In der Vergangenheit wurden Optimierungen im Triebwerksbau mittels Steigerungen des thermischen Wirkungsgrads erreicht. Dazu wurden Druckverhältnis und Turbineneintrittstemperatur erhöht, was wiederum durch verbesserte Kühlmöglichkeiten der heißesten Teile ermöglicht wurde. Während das Potential auf diesem Gebiet zwar noch nicht ausgeschöpft ist, ist der Aufwand für weitere Verbesserungen erheblich und die angestrebten Ziele sind damit allein nicht erreichbar.

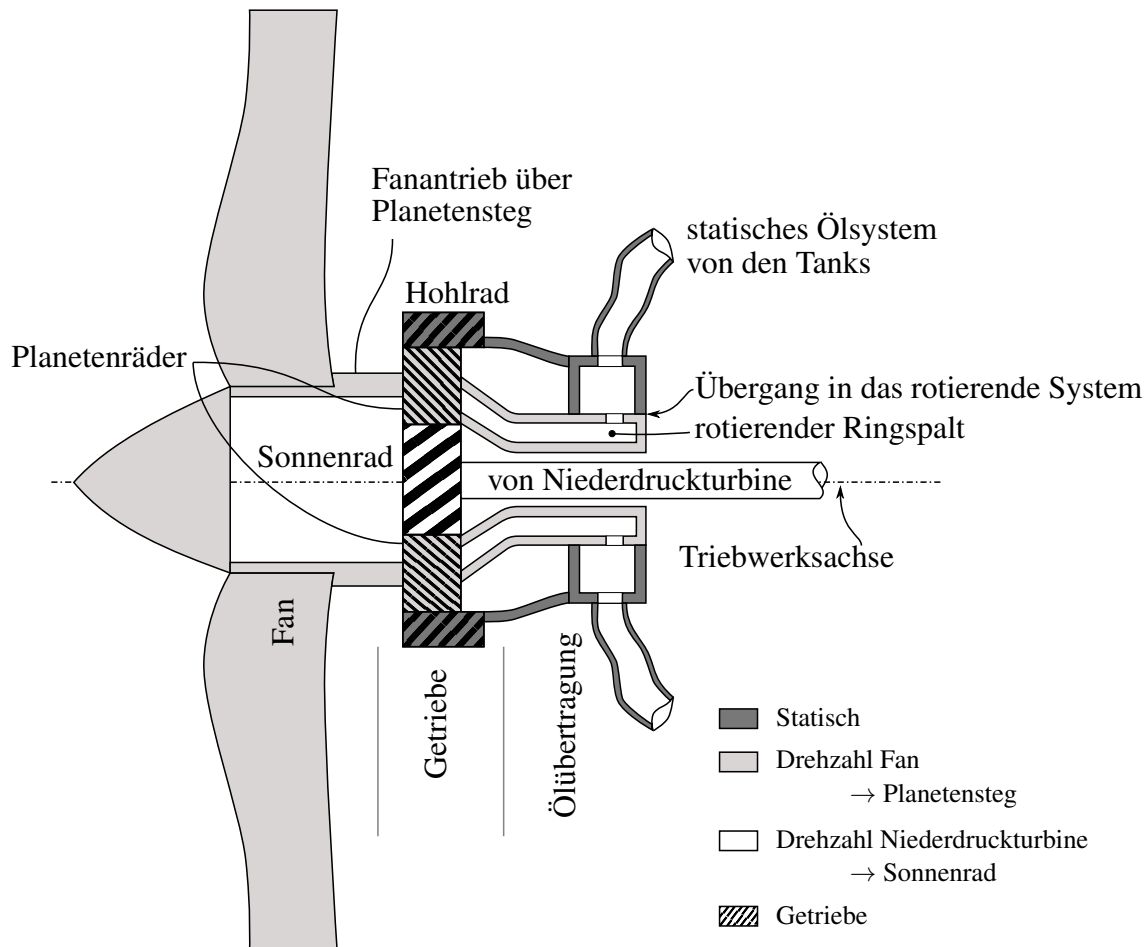
Eine weitere Möglichkeit den Gesamtwirkungsgrad zu erhöhen, ist eine Steigerung des Vortriebswirkungsgrads. Dieser beschreibt das Verhältnis aus Vortriebsleistung  $P_s$  zur zugeführten Leistung  $P_i$  eines Triebwerks

$$\eta_v = \frac{P_s}{P_i} = \frac{(v_a - v_f)v_f}{\frac{1}{2}(v_a^2 - v_f^2)} = \frac{2}{\frac{v_a}{v_f} + 1} \quad (1.1)$$

für einen idealen Diffusor bei der Fluggeschwindigkeit  $v_f$ . Durch eine Verringerung der Austrittsgeschwindigkeit  $v_a$  aus dem Triebwerk steigt der Wirkungsgrad. Die dadurch entstehende Reduktion des Schubs wird durch einen höheren Gesamtmassenstrom, vor allem durch eine Zunahme des Nebenmassenstroms um das Kerntriebwerk herum, ausgeglichen. Dies wird durch einen größeren Fandurchmesser erreicht.

Die Drehzahl des Fans ist durch die Festigkeit der Blätter und die Geschwindigkeit der Blattspitzen begrenzt. Der Fan wird von der Niederdruckturbinen angetrieben, deren Drehzahl zum Erreichen höherer Leistungsdichten steigen soll. Um diesen Zielkonflikt zu lösen, wird, wie in Abbildung 1.1 skizziert, ein Getriebe zwischen den beiden Komponenten eingesetzt, das die Drehzahl der Niederdruckturbinen in einem festen Verhältnis untersetzt.

Beim Einsatz in Triebwerken größerer Leistungsklassen ist wegen der hohen über das Getriebe übertragenen Leistung auch die absolute Verlustwärme groß. So sind bei 50 MW zu übertragener Leistung und einer Effizienz des Getriebes von 99,5 % noch 250 kW Verlustleistung in Form von Wärme abzuführen. Wegen der hohen Drehzahlen und dem hohen Untersetzungsverhältnis bietet sich die Verwendung eines Planetengetriebes mit umlaufenden Planeten und festem Hohlrad an. Der Fan wird dann, wie in Abbildung 1.1 in hellgrau markiert, von den um die Sonne rotierenden Planeten angetrieben. Aufgrund dieser Randbedingungen ist eine lokale



**Abbildung 1.1** – Prinzipskizze eines über ein Planetengetriebe von der Niederdruckturbine angetriebenen Fans mit dem für Kühlung und Schmierung notwendigen Ölsystem.

Kühlung der hochbelasteten Kontaktstellen notwendig. Diese rotieren mit den Planeten um die Sonne, sodass die Kühlmittelzufuhr ebenfalls rotieren muss.

Eine Herausforderung für die Entwicklung eines solchen Systems ist, das Kühlmedium aus dem statischen Ölsystem effizient in das rotierende System zu transportieren. In Abbildung 1.1 ist ein mögliches Konzept für die Ölübertragung gezeigt. Dieses besteht aus einem Ringspalt zwischen zwei konzentrischen Hohlwellen, die gemeinsam mit dem Verbraucher rotieren. In der äußeren Welle befinden sich Öffnungen zum statischen System des Tanks hin. Das Verhalten der Strömung durch diese Öffnungen muss für unterschiedlichste Randbedingungen bekannt sein und wird in dieser Arbeit für eine zylindrische radiale Bohrung charakterisiert.

Das Durchströmen von Bohrungen in rotierenden Wellen oder Scheiben wurde in der Vergangenheit von vielen Wissenschaftlern untersucht. Bis auf wenige Ausnahmen handelte es sich immer um Luftströmungen. Für die Kühlmittelversorgung eines Getriebes im rotierenden System ist es unerlässlich, die Strömung von Flüssigkeit durch rotierende Bohrungen zu untersuchen. Dazu wurde das folgende Vorgehen gewählt: Zunächst wird in Kapitel 2 ein Überblick über die relevante Literatur zur einphasigen Durchströmung von stehenden und rotierenden Bohrungen, sowie zu Strömungen mit Phasenübergang durch eine stehende Bohrung gegeben. Aus der Lücke im wissenschaftlichen Kenntnisstand wird die Zielsetzung, die in dieser Arbeit

verfolgt wird, abgeleitet. In Kapitel 3 wird der Versuchsaufbau beschrieben, der für diese Untersuchung aufgebaut wurde. Dieser ermöglicht die Untersuchung verschiedenster Ausführungen von zentripetal durchströmten Wellenbohrungen, wobei diese Arbeit auf radiale, zylindrische Bohrungen mit scharfkantiger Einlasskante und einem Verhältnis von Länge zu Durchmesser 1,56 fokussiert ist. Die für die Durchströmung notwendigen Drücke und Druckdifferenzen werden in Kapitel 4 in Abhängigkeit des durchgesetzten Volumenstroms, des Druckniveaus und der Umfangsgeschwindigkeit der Bohrungen diskutiert. Die Ergebnisse von numerischen Simulationen mit ausgewählten Randbedingungen werden für eine detaillierte Diskussion des Strömungsfeldes genutzt. Daraus wird der Durchflusskoeffizient abgeleitet und mit der Reynoldszahl, dem Kavitationsparameter und dem Verhältnis aus tangentialer Anströmgeschwindigkeit zu idealer Durchströmgeschwindigkeit korreliert. Diese Einflüsse werden mit den aus der Literatur bekannten Zusammenhängen verglichen. Erstmals wird der Einfluss von Kavitation auf die Durchströmung einer rotierenden Bohrung diskutiert. Abschließend werden die Ergebnisse dieser Arbeit in Kapitel 5 zusammengefasst.

## 2 Strömung von Gasen und Flüssigkeiten durch Bohrungen: Aktueller Forschungsstand

Eine Strömung aus einem Kessel durch eine Bohrung, wie in Abbildung 2.1 skizziert, erfährt durch die Querschnittsverengung immer einen Geschwindigkeitsanstieg, da die mittlere Geschwindigkeit  $v_2$  bei konstantem Verhältnis von Massenstrom  $\dot{m}$  zu Fluidichte  $\rho$  proportional zum Kehrwert der durchströmten Fläche  $A$  ist:

$$v_2 = \frac{\dot{m}}{\rho A}. \quad (2.1)$$

Im idealen Fall ist der Totaldruck  $p_t$  konstant und lässt sich für eine inkompressible Strömung mit

$$p_{t,1} = p_2 + \frac{\rho}{2} v_{2,id}^2 \quad (2.2)$$

berechnen.

Eine Erhöhung der Geschwindigkeit bewirkt somit einen sinkenden statischen Druck  $p_2$ .

In Abbildung 2.2 ist eine solche Zustandsänderung mit Wasser als Strömungsmedium im  $\log(p) - h$ -Diagramm dargestellt. Darin sind die Tau- und Siedelinie, die das Nassdampfgebiet begrenzen, sowie die Isothermen eingetragen. Links der Siedelinie liegt das Wasser in flüssiger Form vor, rechts der Taulinie als Gas. Dazwischen existieren beide Phasen. Unter der Annahme einer adiabaten Zustandsänderung ohne Verrichtung von Arbeit, erfolgt die Zustandsänderung ① → ② entlang einer Isenthalpen, wobei die Zustände 1 und 2 im Flüssigkeitsgebiet liegen. Bei einer Bohrungsdurchströmung kommt es zu einer Einschnürung des Strömungsquerschnitts. Der Ort des geringsten Querschnitts ③ heißt Vena Contracta. Die dort erreichten Geschwindigkeiten sind größer als die mittlere Geschwindigkeit in der Bohrung  $v_2$  und bei ausreichender Beschleunigung sinkt der Druck unter den Dampfdruck  $p_D$ , der von der Temperatur abhängt. In

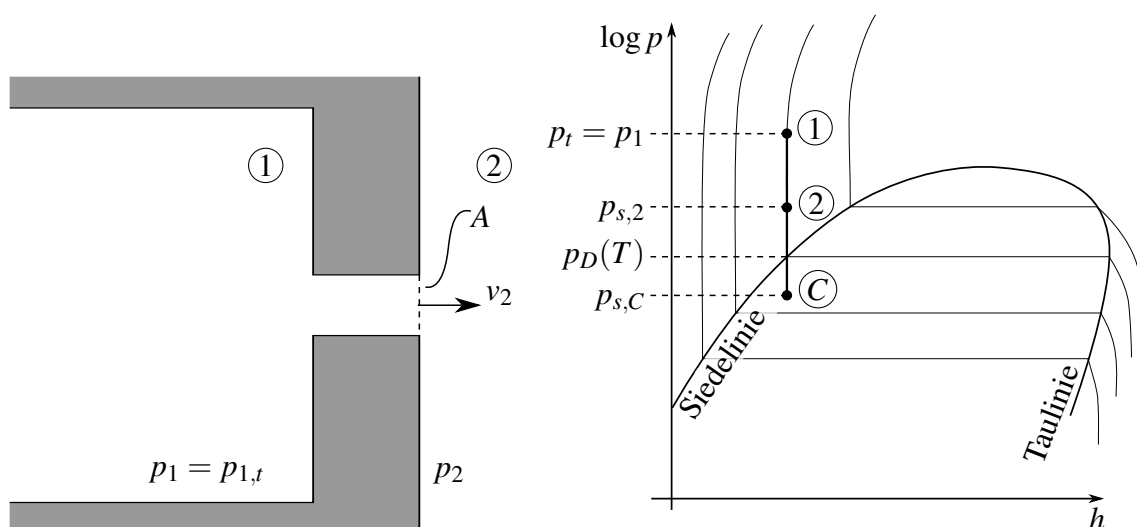


Abbildung 2.1 – Durchströmung einer Bohrung

Abbildung 2.2 – Druck - Enthalpie Diagramm von Wasser. (Lemmon et al., 2007)

diesem Zustand liegen beide Phasen vor. Lokal kann dieser Zustand auch schon vor dem Erreichen des Dampfdrucks in der Vena Contracta erreicht werden. Insbesondere an scharfkantigen Ecken, wie der Einlasskante der Bohrung, kann schon bei geringen Druckdifferenzen durch die starke Beschleunigung infolge der Umlenkung der Strömung der Dampfdruck  $p_D$  erreicht werden, sodass sich Gas bildet.

Die bei einer realen Strömung entstehenden Totaldruckverluste  $p_{t,v}$  zwischen den Punkten 1 und 2 werden durch eine Erweiterung von Gleichung 2.2 berücksichtigt:

$$p_{t,1} = p_2 + \frac{\rho}{2} v_2^2 + p_{t,v}. \quad (2.3)$$

Der Druckverlust kann mittels eines Verlustfaktors durch den dynamischen Druck ausgedrückt werden:

$$p_{t,v} = \zeta \frac{\rho}{2} v_2^2. \quad (2.4)$$

Die entstehenden Verluste hängen von der Bohrungsgeometrie und den Anströmbedingungen ab. Zur Quantifizierung der Verluste wird meist der Durchströmkoeffizient  $c_d$

$$c_d = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{id}} \quad (2.5)$$

verwendet, der den realen durch die Bohrung strömenden Massenstrom  $\dot{m}$  mit dem im verlustfreien Fall durchsetzbaren Massenstrom  $\dot{m}_{id}$  bei gleicher Druckdifferenz ins Verhältnis setzt, sodass sich

$$c_d = \frac{\rho A v_2}{\rho A v_{2,id}} \quad (2.6)$$

$$= \frac{v_2}{\sqrt{\frac{2}{\rho}(p_{t,1} - p_2)}} \quad (2.7)$$

ergibt. Dieser wird in Abhängigkeit der relevanten Parameter experimentell bestimmt.

Da die Strömung eines Fluids durch eine Bohrung in verschiedenen technischen Anwendungen vorkommt, existieren zahlreiche Veröffentlichungen, die sich mit der Beschreibung des Durchflussverhaltens beschäftigen. Diese lassen sich nun mit Bezug auf die vorliegende Untersuchung in zwei Gruppen aufteilen, abhängig davon, ob die untersuchte Bohrung steht oder sich bewegt. Die Strömung durch stehende Bohrungen wurde für Gase und Flüssigkeiten, sowohl mit, als auch ohne Auftreten von Kavitation untersucht. Studien zur Durchströmung bewegter Bohrungen sind fast ausschließlich mit Luft als Strömungsmedium veröffentlicht. Es existieren jedoch fast keine Untersuchungen der Strömung von Flüssigkeiten durch rotierende Bohrungen.

Im Folgenden wird ein Überblick über den Stand der Wissenschaft zur Beschreibung einer Strömung durch stehende und rotierende Bohrungen gegeben.

## 2.1 Durchströmung stehender Bohrungen ohne Phasenübergang

Die Strömung eines Fluids durch stehende Bohrungen wird von geometrischen Parametern und von den fluidmechanischen Randbedingungen beeinflusst, die in Abbildung 2.3 skizziert sind. Die relevanten geometrischen Parameter sind das Verhältnis von Bohrungslänge  $l$  zum Bohrungsdurchmesser  $d$ , sowie das Verhältnis von der Fasentiefe  $c$  bzw. des Radius  $r$  an der Bohrungseinlasskante zum Bohrungsdurchmesser  $d$ . Die Strömungsrichtung stromauf der Bohrung relativ zur Bohrungssache  $\alpha$ , die statischen Drücke stromauf und stromab der Bohrung, sowie die Eigenschaften des Fluids, welche Aggregatzustand und Stoffeigenschaften umfassen, werden als fluidmechanische Parameter zusammengefasst.

### 2.1.1 Einfluss geometrischer Parameter

Deckker und Chang (1965) zeigen, dass der Durchfluss nicht von Bohrungsdurchmesser oder Bohrungslänge allein abhängt, sondern von deren Verhältnis. Sie variieren den Bohrungsdurchmesser  $d$  in einem Bereich, in dem kein Einfluss der Reynoldszahl vorlag bei konstantem  $l/d$ -Verhältnis und Druckverhältnis  $\frac{p_0}{p_1}$  und stellen keine Änderung des  $c_d$ -Werts fest. Für sehr kurze Bohrungen mit einem  $l/d \rightarrow 0$  beträgt der Durchflusskoeffizient  $c_d = 0,5960$  (DIN-Normenausschuss Technische Grundlagen, 2004). Die Abhängigkeit des Durchflusskoeffizienten  $c_d$  vom  $l/d$ -Verhältnis ist in Abbildung 2.4 skizziert. Mit steigender Bohrungslänge und konstantem Bohrungsdurchmesser nimmt der Durchflusskoeffizient  $c_d$  zunächst bis auf einen Wert von  $c_d \approx 0,8$  bei  $l/d \approx 2$  zu, bevor er bei einer weiteren Steigerung von  $l/d$  wieder abnimmt. Nakayama (1961) dokumentiert dieses Verhalten für zylindrische Bohrungen mit  $0,8 < l/d < 16,5$ . Lichtarowicz et al. (1965) untersuchten die Strömung von Wasser durch Bohrungen mit einem  $l/d$ -Verhältnis bis zu 10. Auch sie beschreiben einen Anstieg des Durchflusskoeffizienten  $c_d$  mit steigendem  $l/d$  auf  $c_d < 0,8$  bei  $l/d \approx 2$ . Bei weiterer Erhöhung von  $l/d$  zeigen sie, dass der  $c_d$ -Wert linear sinkt, wofür sie eine Korrelation präsentieren. McGreehan und Schotsch (1988) leiten auf der Grundlage dieser Daten für den gesamten  $l/d$ -Bereich eine Korrelation ab, während Hall (1963) für Bohrungen mit  $1 < l/d < 10$  eine Korrelation auf

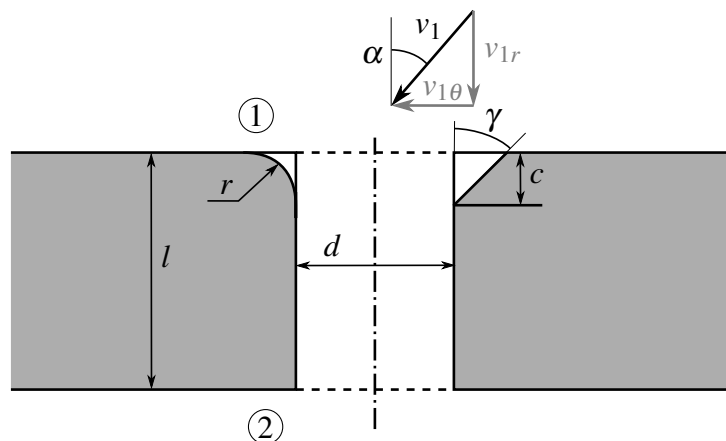
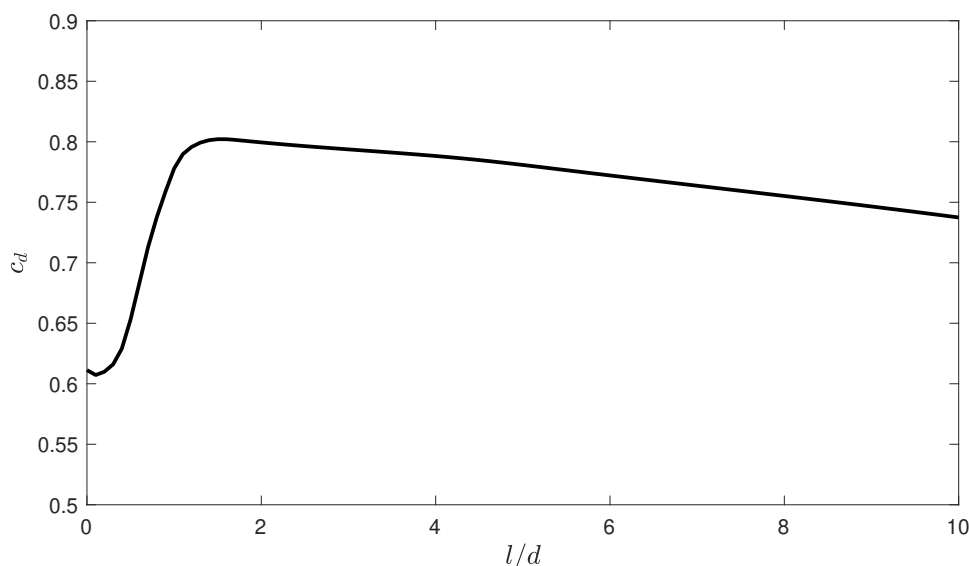


Abbildung 2.3 – Geometrie einer stehenden Bohrung und ihrer Anströmung.



**Abbildung 2.4** – Abhängigkeit des Durchflusskoeffizienten  $c_d$  vom  $l/d$ -Verhältnis (Weißert, 1997, nach).

Grundlage theoretischer Überlegungen zum Anwachsen der Grenzschicht ableitet. Eine gute Übersicht über die in der Literatur vorgestellten Korrelationen gibt Weißert (1997).

Ward-Smith (1971) beschreibt die Phänomene, die zunächst zum Anstieg und dann zum Abfallen von  $c_d$  mit steigender Bohrungslänge bei konstantem Bohrungsdurchmesser führen. Die Strömung durch eine extrem kurze Bohrung, wie einer Blende, wird von Ablöseeffekten dominiert. Die plötzliche Verengung führt zu einer Einschnürung der Strömung, wobei die Vena Contracta deutlich hinter dem Bohrungsausstritt liegt. In diesem Fall wird von einer vollständig abgelösten Bohrungsströmung gesprochen. Bis zum engsten Querschnitt wird die Strömung als verlustfrei betrachtet mit einem anschließenden Carnot'schen Stoßverlust. Der Kontraktionskoeffizient als Quotient zwischen engstem Querschnitt  $A_c$  und Blenden- bzw. Bohrungsquerschnitt  $A_2$

$$C_c = \frac{A_c}{A_2} \quad (2.8)$$

wurde für diesen Fall zu 0,61 bestimmt (Schmidt und Corradini, 1997, Ward-Smith, 1971).

Bei einer Verlängerung der Bohrung kommt es zu einer Interaktion zwischen Fluidstrahl und Bohrungswand, bekannt als Coanda-Effekt (Ward-Smith, 1971). Der Strömungsquerschnitt weitet sich stärker auf, als es ohne Wand der Fall wäre, wodurch die Größe des Ablösegebiets verringert wird. Mit zunehmender Bohrungslänge wächst dadurch der Kontraktionskoeffizient (Ward-Smith, 1971). Wenn die Strömung über die gesamte Länge der Bohrung abgelöst ist, die Vena Contracta sich jedoch innerhalb der Bohrung befindet, wird dieser Zustand als gerade noch abgelöste Strömung bezeichnet. Sobald die Strömung anliegt, sind die Ablöseblasen in und nach der Bohrung voneinander getrennt. Da der Druck in der Bohrung geringer ist als stromab der Bohrung, kommt es zu einer Erhöhung des Durchsatzes durch die Bohrung (Deckker und Chang, 1965). Ab dem Wiederanlegepunkt bildet sich eine Grenzschicht aus, die entlang der Wand anwächst. Bei weiterer Erhöhung der Bohrungslänge nehmen die Reibungsverluste an der Wand zu und die Grenzschichtdicke wächst, bis die Grenzschicht den Bohrungsquerschnitt

ausfüllt und in einer ausgebildeten Rohrströmung resultiert.

Bei schräg angeströmten Bohrungen mit großem Anströmwinkel  $\alpha$ , bzw. großem Verhältnis zwischen der tangentialen Komponente der Anströmgeschwindigkeit und der idealen Strömungsgeschwindigkeit parallel zur Bohrungssachse durch die Bohrung  $\frac{v_{1\theta}}{v_{id}} > 0,4$ , führt eine längere Bohrung zu höheren Durchflussbeiwerten. Dieser Effekt wurde für  $l/d < 37,5$  von Dittrich und Graves (1956) und für  $l/d < 4,0$  von Rohde et al. (1969) beobachtet. Rohde et al. (1969) nennen als Ursache, dass bei Schräganströmung die Bohrungsdurchströmung unsymmetrisch ist und sich der Wiederanlegepunkt auf der strömungszugewandten Seite in Richtung des Bohrungsausgangs verschiebt.

Ein Radius oder eine Fase anstatt des scharfkantigen Bohrungseinlasses führt zu einer deutlichen Verkleinerung der Ablöseblase in der Bohrung und zu geringeren Verlusten. Rohde et al. (1969) beschreiben für Versuche mit Radien von unter einem Millimeter und  $r/d < 0,5$  eine deutliche Steigerung des Durchflusskoeffizienten gegenüber einer scharfkantigen Bohrung. Dies wird von Khaldi (1987) und Hay und Spencer (1992) bestätigt. Hay und Spencer (1992) vergleichen den Einfluss einer abgerundeten Einlasskante mit einer gefasteten und zeigen, dass damit eine ähnliche Verbesserung erzielt werden kann. Sie ermittelten für Fasentiefen von  $\frac{c}{d} < 0,08$  höhere  $c_d$ -Werte als mit einem vergleichbar großen Radius. Dem widersprechen jedoch die Ergebnisse von Feseker et al. (2018), der für alle untersuchten Fasentiefen und Radien höhere  $c_d$ -Werte für eine runde Einlasskante bestimmte als für eine angefaste. Auch bei nominal scharfkantigen Bohrungen kann es fertigungsbedingt zu Abrundungen kommen. Benedict et al. (1975) berichten, dass schon ein  $r/d$ -Verhältnis von  $3,5 \cdot 10^{-3}$  zur Änderungen von 3% im Durchflussbeiwert führen kann. Während in den meisten Untersuchungen Fasen mit einem Winkel  $\gamma$  von  $45^\circ$  untersucht wurden, beschreiben Hay und Spencer (1992) ein Optimum des Durchflusskoeffizienten bei Winkeln von  $\beta = 30^\circ$ . Gegenüber einer scharfkantigen Bohrung ( $\beta = 0^\circ$ ) werden Verbesserungen von bis zu  $\Delta c_d = 0,2$  erzielt. Bei Fasen mit  $c/d > 0,1$  kann zudem eine Verringerung der Abhängigkeit des  $c_d$ -Wertes von der Richtung der Anströmung bezüglich der Bohrungssachse  $\alpha$  erreicht werden (Dittmann et al., 2004, Idris und Pullen, 2013).

Callaghan und Bowden (1948) diskutieren abgesehen von zylindrischen Bohrungen auch das Durchflussverhalten durch Bohrungen mit einer gleich großen rechteckigen und elliptischen Grundfläche. Es wurden Ellipsen mit einem Achsenverhältnis von 2:1 und 4:1 untersucht. Sie stellen fest, dass der Durchflusskoeffizient für eine elliptische Grundform bei gleichem Druckverhältnis höher als für eine runde oder eckige ist und führten dies auf die unsymmetrische Ausbildung der Stromlinien an der Einlasskante zurück. Wird der Bohrungsauslass konvergent gestaltet, kann dies zu einer Steigerung des Durchflusskoeffizienten führen. Gritsch et al. (1998a) beschreiben diesen Effekt für Öffnungswinkel von  $14^\circ$ . Nakayama (1961) zeigt für über die Bohrungslänge divergente Bohrungen, dass eine Erhöhung der Reynoldszahl zu einer Verringerung des Durchflusskoeffizienten führt. Eine mögliche Ursache für diesen Unterschied kann aus der größeren Umlenkung am Bohrungseinlass resultieren. Bei einer zylindrischen Bohrung gleicht das Ausströmen einem Carnot'schen Stoßverlust. Das bedeutet, dass der Durchfluss hauptsächlich am Bohrungseinlass beeinflusst werden kann (Brandt, 1993). Für zwei mit einem Abstand von  $2d$  nebeneinander befindliche Bohrungen konnte von Dittrich und Graves (1956) keine gegenseitige Beeinflussung festgestellt werden.



## 2.1.2 Einfluss fluidmechanischer Randbedingungen

Der Durchflusskoeffizient steigt mit der Reynoldszahl

$$Re_d = \frac{v_2 d}{\nu} \quad (2.9)$$

an, bis eine geometrieabhängiger konstanter Wert für  $Re_d > 1 \cdot 10^3$  erreicht wird (Lichtarowicz et al., 1965, Nakayama, 1961). Ebenso steigt der Durchflusskoeffizient mit dem Druckverhältnis  $\Pi$  an, bis ein maximaler Wert erreicht ist (Gritsch et al., 1998a, Hay et al., 1983, Soušek, 2012, Weißert, 1997, u.a.).

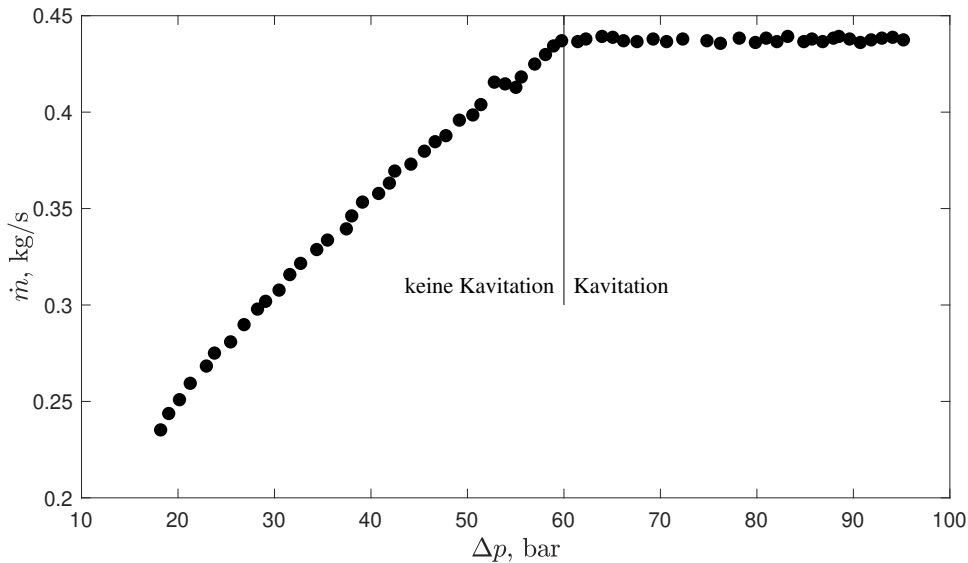
Wird für eine Gasströmung bei konstanten geometrischen und thermischen Verhältnissen das Druckverhältnis  $\Pi = \frac{p_1}{p_2}$  erhöht, so steigt der Volumenstrom durch die Bohrung an, bis Schallgeschwindigkeit am engsten Strömungsquerschnitt erreicht wird. Für Flüssigkeiten tritt ein ähnlicher Effekt auf, wenn bei steigender Druckdifferenz  $\Delta p = p_1 - p_2$  der Dampfdruck  $p_D$  in der Vena Contracta erreicht wird und es zu Kavitation kommt. Der Massenstrom durch die Bohrung steigt bei einer weiteren Erhöhung der Druckdifferenz nicht an, wie in Abbildung 2.5 anhand von experimentellen Ergebnissen von Nurick et al. (2009) dargestellt.

Bei senkrecht zur Bohrungsachse angeströmten Bohrungen fällt der Durchflusskoeffizient mit steigender Geschwindigkeit der Anströmung (Khaldi, 1987, Rohde et al., 1969, u.a.). Dieser Effekt kann durch eine Neigung der Bohrungsachse und somit einer Verringerung des Winkels  $\alpha$  zwischen Bohrungsachse und Anströmung gemindert werden. So beschreiben Rohde et al. (1969), dass eine Verringerung des Winkels  $\alpha$  von  $90^\circ$  auf  $45^\circ$  in einem Anstieg des Durchflusskoeffizienten von bis zu  $\Delta c_d \approx 0,3$  resultiert. Khaldi (1987) zeigt, dass die Anströmgeschwindigkeit, bei der der maximale  $c_d$ -Wert erreicht wird, abhängig vom Druckverhältnis über die Bohrung ist. Gritsch et al. (1998b) leiten einen eindeutigen Zusammenhang zwischen dem Durchflusskoeffizient  $c_d$  und dem Verhältnis aus Impulsstrom der Anströmung ① zum Impulsstrom der Bohrungsdurchströmung ②

$$I = \frac{\rho_1 v_1^2}{\rho_2 v_2^2} \quad (2.10)$$

ab. Der Durchflusskoeffizient wird maximal bei einem Impulsstromverhältnis von  $I \approx 2$ . Hay und Spencer (1992) führen den Winkel zwischen Anströmung und Bohrungsachse  $\alpha$  als Korrelationsparameter ein: Der Durchfluss wird für einen verschwindenden Winkel  $\alpha$  maximal. Dieser Effekt ist darin begründet, dass die Ablösung am Bohrungseinlass verringert wird. Eine Anstellung der Bohrung ist demnach insbesondere für höhere Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Bohrungsachse vorteilhaft, sodass der Winkel  $\alpha$  klein ist (Gritsch et al., 2001).

Die Bohrungsdurchströmung wird nicht nur von der Anströmung, sondern auch von der Strömung stromab des Bohrungsauslasses beeinflusst. Eine Querströmung stromab der Bohrung führt zu einem sinkenden Durchfluss. Dieser Effekt wird im Rahmen von Untersuchungen zur Filmkühlung von Turbinenschaufeln von mehreren Autoren beschrieben (u.a. Gritsch et al. (1998b), Hay und Lampard (1998)). Die Umlenkung des Kühlluftstrahls, der aus der Bohrung



**Abbildung 2.5** – Einfluss der Druckdifferenz über eine Bohrung mit  $l/d = 10$  auf den Massenstrom durch die Bohrung mit und ohne Auftreten von Kavitation (Nurick et al., 2009).

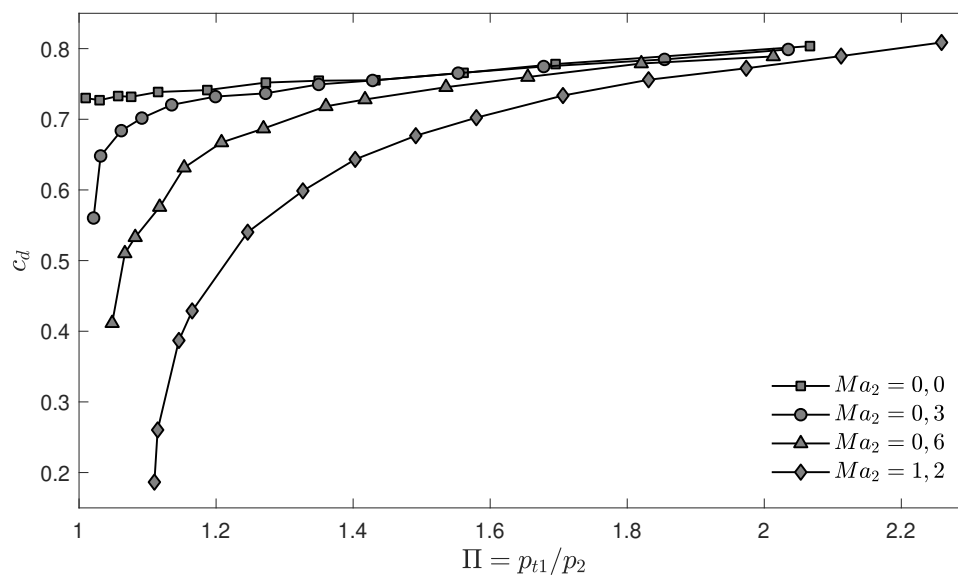
austritt, durch die dazu quer gerichtete Heißgasströmung ist ein erwünschter Effekt, der zum Anlegen der Kühlluft und so zu einer erhöhten Kühlwirkung führt (Kröss, 2011). Gleichzeitig wird durch die Querströmung der aus der Bohrung austretende Strahl deformiert, was den Durchflusskoeffizienten mindert. Gritsch et al. (1998b) untersuchten den Einfluss einer Querströmung auf die Durchströmung experimentell für eine um  $30^\circ$  in Querströmungsrichtung geneigte zylindrische Bohrung. Die von ihnen ermittelten Durchflusskoeffizienten  $c_d$  sind in Abbildung 2.6 für vier verschiedene Machzahlen der Querströmung stromab der Bohrung  $Ma_2$  über dem Druckverhältnis  $\Pi = p_{t1}/p_2$  dargestellt. Sie stellen fest, dass der Einfluss der Querströmung mit steigendem Druckverhältnis über die Bohrung  $\Pi = p_{t1}/p_2$  sinkt. Ein steigendes Druckverhältnis führt zu höheren Austrittsgeschwindigkeiten und somit zu einem Anstieg des Impulses, der durch die Querströmung umgelenkt werden muss.

Bei einer Anordnung von mehreren mit dem Abstand  $s$  nebeneinander liegenden Bohrungen können sich die austretenden Strahlen gegenseitig beeinflussen und zusammenwachsen, was bei Filmkühlanwendungen oft erwünscht ist. Nach Baldauf et al. (2001) können die Strahlen ab einem Abstand von  $s/d > 5$  als gegenseitig unbeeinflusst angesehen werden.

Sowohl eine Variation der Temperatur zwischen 293–811 K als auch des statischen Drucks in der Anströmung im Bereich von 0,5–5,5 bar zeigen keinen Einfluss auf das Durchflussverhalten bei gleichem Verhältnis zwischen der Strömungsgeschwindigkeit in der Bohrung und in der Zuleitung (engl. "velocity-head-ratio") (Dittrich und Graves, 1956, Rohde et al., 1969).

Nakayama (1961) dokumentiert Untersuchungen mit zylindrischen Bohrungen im Bereich  $0,8 < l/d < 16,5$ . Als Strömungsmedium verwendete er Luft bei kleinen Druckverhältnissen, sowie Wasser, sodass immer von einem inkompressiblen Medium auszugehen ist. Er stellt fest, dass der  $c_d$ -Wert für Wasser und Luft in gleicher Weise von Reynoldszahl und dem  $l/d$ -Verhältnis abhängt.

Mittels der genannten Studien kann die Strömung von einem Gas oder einer Flüssigkeit und der



**Abbildung 2.6** – Einfluss des Druckverhältnisses  $\Pi$  und der Machzahl der Querströmung auf der Austrittsseite der Bohrung  $Ma_2$  auf den Durchflusskoeffizienten  $c_d$  (Gritsch et al., 1998b).

Einfluss der jeweiligen geometrischen und fluidmechanischen Randbedingungen beschrieben werden. Die gewonnenen Erkenntnisse gelten jedoch nur für einphasige Strömungen. Im folgenden Abschnitt sollen Strömungen, in denen ein Phasenübergang stattfindet, diskutiert werden.

## 2.2 Durchströmung stehender Bohrungen mit Phasenübergang

Das Auftreten von Kavitation ist ein maßgeblicher Unterschied zwischen einer Gas- und einer Flüssigkeitsströmung. In einer Flüssigkeitsströmung tritt Kavitation auf, wenn der statische Druck so weit absinkt, dass die Flüssigkeit verdampft. Dieser kritische Druck, genannt Dampfdruck, hängt von der Fluidtemperatur ab. Bei einer einphasigen Flüssigkeitsströmungen ist die Druckdifferenz der entscheidende Parameter für den Durchfluss. Für die Beurteilung von Kavitation ist zusätzlich das Druckniveau zu berücksichtigen. Das bei Kavitation auftretende Blasenwachstum kann durch kleine Druckerhöhungen beendet und sogar umgekehrt werden (Knapp et al., 1970).

Kavitation ist ein bekanntes Phänomen an Schiffsschrauben, an denen sie starke Schäden verursachen kann. Diese werden beim Zusammenbrechen der Gasblasen verursacht. Mit Flüssigkeit durchströmte Bohrungen, bei denen Kavitation eine Rolle spielt, sind im Bereich der Treibstoffeinspritzung, insbesondere von Diesel zu finden.

Beim Ausströmen einer Flüssigkeit durch eine Düse stellen sich abhängig von den geometrischen Randbedingungen und dem Druck verschiedene Strömungszustände ein. Diese sind in Abbildung 2.7 für von links nach rechts ansteigende Strömungsgeschwindigkeiten dargestellt und sind nach Birouk und Lekic (2009) und Schmidt und Corradini (2001) charakterisiert durch die folgenden Merkmale:

- Über die gesamte Bohrungslänge anliegende Strömung.
- Am Bohrungseinlass abgelöste Strömung, die sich in der Bohrung wieder anlegt.
- Auftreten von Kavitation durch lokales Unterschreiten des Dampfdrucks.
- Strömungsablösung an der Einlasskante über die gesamte Bohrungslänge, wodurch Gas in die Bohrung transportiert wird und es zum hydraulischen Umschlag kommt.

Aus den beiden in Abbildung 2.7 links dargestellten Zuständen wird der Einfluss der Einlasskante deutlich. An dieser Kante kommt es zu einer starken Strömungsumlenkung und in der Folge zu Strömungsablösung. Die daraus resultierende Verringerung des Strömungsquerschnitts führt zu einer Beschleunigung der Strömung. Wenn Kavitation auftritt, wird der Strömungsquerschnitt weiter verengt, die entstehenden und implodierenden Gasblasen bringen Störungen in die Strömung ein, was zu einer Verringerung der Zerfallslänge des Strahls führt. Für den in Abbildung 2.7 nicht dargestellten Fall, dass sich der Kavitationsbereich über die gesamte Länge der Bohrung und sogar darüber hinaus erstreckt, prägen Chaves und Obermeier (1996) den Begriff der Superkavitation.

Der hydraulische Umschlag tritt meist plötzlich auf, indem die Strömung an der Bohrungseinlasskante ablöst und ungestört die Bohrung passiert. Gas von stromab der Bohrung gelangt in die Bohrung und umgibt den Fluidstrahl (Schmidt und Corradini, 2001). Der aus der Bohrung austretende Strahl ist im Falle eines hydraulischen Umschlags sehr stabil mit einer großen Zerfallslänge.

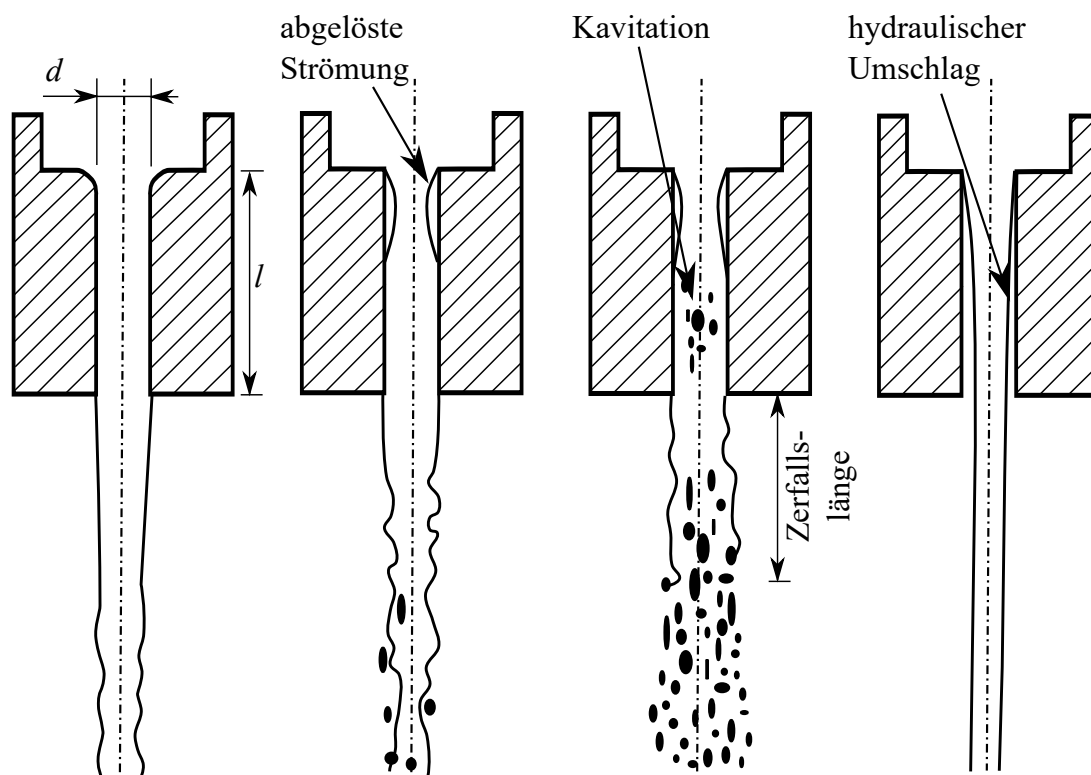
Die durch Kavitation entstehenden Dampfblasen führen zu einer Veränderung des Strömungsbilds, da die Dichte des Dampfes um Größenordnungen geringer als die der Flüssigkeit ist, somit kommt es zu einer Verdrängung von Flüssigkeit. In den meisten Fällen führt dieses Verhalten zu einer Erhöhung der Strömungsverluste. Knapp et al. (1970) beschreiben im Bereich des Einsetzens von Kavitation eine Verringerung der Druckverluste, was sie mit lokalen Kavitationsgebieten zwischen Fluid und Wand erklären. Die Wandreibung wird durch die Dampfblasen reduziert, was die Verluste mindert. Nurick et al. (2008) beobachteten eine Reduktion der Verluste erst deutlich nach dem Einsetzen von Kavitation.

Zur Beschreibung der Kavitation ist eine Größe erforderlich, die sowohl das Druckniveau, als auch die Druckdifferenz berücksichtigt. Ausgangspunkt ist der Druckbeiwert

$$c_p = \frac{p - p_1}{\rho v_1^2 / 2} \quad (2.11)$$

mit dem der Druck  $p$  in einer Strömung dimensionslos beschrieben werden. Bei vollständiger Verzögerung, wie im Staupunkt, ist  $c_p = 1$ , und der lokale Druck gleich dem Totaldruck in der Anströmung  $p_{t1}$ . Wird die Strömung gegenüber der Geschwindigkeit der Anströmung  $v_1$  beschleunigt, so wird  $c_p < 0$ . Tritt Kavitation auf, so ist der lokale Druck an dieser Stelle gleich dem Dampfdruck  $p_D$ . Der Druckbeiwert aus Gleichung 2.11 wird dann zum Kavitationsparameter

$$K_{kav} = \frac{p_1 - p_D}{\rho v_{ref}^2 / 2}, \quad (2.12)$$



**Abbildung 2.7** – Strömung einer Flüssigkeit mit unterschiedlicher Geschwindigkeit durch eine Düse in die Umgebung. (Nach Hiroyasu et al. (1991) und Krug (2019))

wobei Gleichung 2.11 mit  $-1$  multipliziert wird, um positive Werte zu erhalten. Anstelle der Geschwindigkeit der Anströmung  $v_1$  wird eine Referenzgeschwindigkeit definiert. Für eine Strömung durch eine Bohrung mit einer anliegenden Druckdifferenz  $\Delta p$  wird die ideale Geschwindigkeit durch die Bohrung  $v_{2,id} = f(\Delta p)$  verwendet. Der Term im Nenner von 2.12 kann somit als Maß für die mögliche Druckverringerung interpretiert werden, woraus Kavitation entstehen kann. Der Zähler beschreibt das Druckniveau der Strömung, welches gegen die Entwicklung von Kavitation wirkt. Das Einsetzen von Kavitation kann somit mittels eines kritischen Kavitationsparameters  $K_{kav,krit}$  beschrieben werden: Ist  $K_{kav} < K_{kav,krit}$  tritt Kavitation auf. Für Strömungen durch Düsen und Bohrungen wird vereinfachend für den Nenner die Druckdifferenz verwendet, sodass

$$K_{kav} = \frac{p_1 - p_D}{p_1 - p_2} \quad (2.13)$$

wird (Franc und Michel, 2005).

Nurick (1976) leitet den Kavitationsparameter als Proportionalitätsfaktor zwischen dem Kontraktionsquotienten  $C_c$  (vgl. Gl. 2.8) und dem Durchströmkoeffizienten  $c_d$  für das Ausströmen aus einem Kessel bei Auftreten von Kavitation her. Es wird von einer idealen Beschleunigung bis zum Erreichen des Dampfdrucks  $p_D$  in der Vena Contracta ausgegangen, sodass der durchgesetzte Volumenstrom durch

$$\dot{V} = A C_c \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_1 - p_D)} \quad (2.14)$$

bestimmt wird. Somit lässt sich der lineare Zusammenhang

$$c_d = C_c K_{kav}^{0,5}, \quad (2.15)$$

mit  $K_{kav}$  nach 2.13 abgeleitet. Verallgemeinert stellt sich er Zusammenhang folgendermaßen dar:

$$c_d = \frac{C_c K_{kav}^{0,5}}{\left[ 1 - \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^2 C_c^2 (1 - K_{kav}) \right]^{0,5}}, \quad (2.16)$$

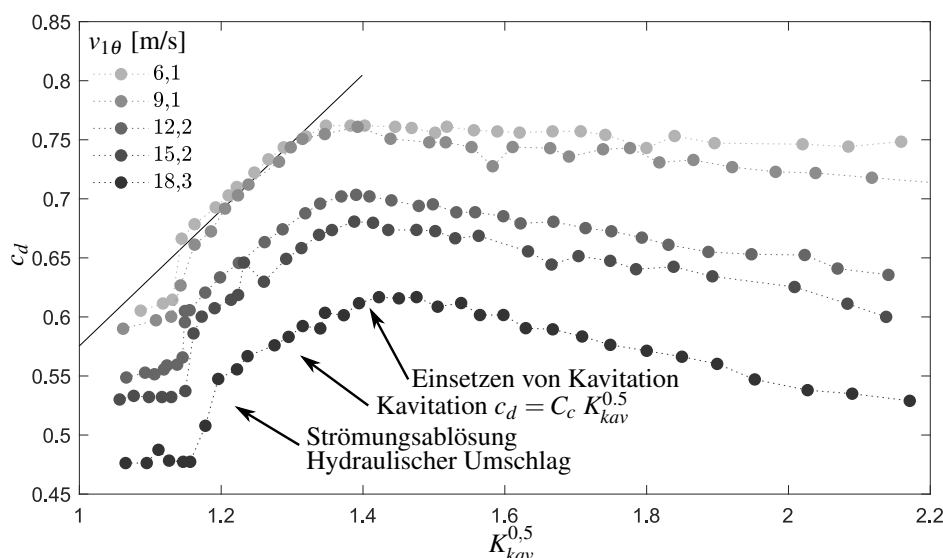
wobei die Geschwindigkeit der Anströmung  $v_1$  mitberücksichtigt wird. Ist die Geschwindigkeit  $v_1$  sehr klein, so geht Gleichung 2.16 in Gleichung 2.15 über. Die Herleitung ist detailliert in Anhang A zu finden.

In einer weiteren Studie untersuchten Nurick et al. (2009) querangeströmte Bohrungen mit einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis zwischen 2 und 10 experimentell. In der Studie wird gezeigt, dass mit steigendem Verhältnis zwischen Geschwindigkeit der Queranströmung und der Durchströmgeschwindigkeit der Durchflusskoeffizient sinkt. Dies wird durch die in Abbildung 2.8 dargestellten experimentellen Ergebnisse für den Durchflusskoeffizienten  $c_d$  über der Wurzel des Kavitationsparameters  $K_{kav}^{0,5}$  für verschiedene Queranströmungen deutlich: Für unterschiedliche Werte der tangentialen Komponente der Anströmgeschwindigkeit  $v_{1\theta}$  (vgl. Abb. 2.3) gibt es einen Bereich, in dem der Durchflusskoeffizient  $c_d$  linear mit der Wurzel des Kavitationsparameters  $K_{kav}^{0,5}$  steigt, was Gleichung 2.15 entspricht. Es ist dabei herauszustellen, dass dies auch bei  $v_1 \gg 0$  der Fall ist, wofür Gleichung 2.16 anzuwenden ist. Die deutet darauf hin, dass der Nenner in Gleichung 2.16 nahezu konstant ist und somit hauptsächlich von der Geschwindigkeit  $v_1$  abhängt. Dies wurde von Nurick et al. (2008) für Untersuchungen von Bohrungen, die quer zur Strömungsrichtung angestellt sind, bestätigt. Mit steigender Geschwindigkeit  $v_{1\theta}$  sinkt sowohl der  $c_d$ -Wert als auch der Kontraktionsquotient  $C_c$ , was eine Reduktion der durchströmten Fläche in der Vena Contracta repräsentiert. Nurick et al. (2008) zeigen in einer weiteren Studie, dass der Kontraktionsquotient  $C_c$  von dem Verhältnis der Geschwindigkeit quer zur Bohrungssachse zur Durchströmgeschwindigkeit  $v_{1\theta}/v_2$  abhängt.

Zu kleineren Werten des Kavitationsparameters hin kommt es bei konstanter Geschwindigkeit  $v_{1\theta}$  zum hydraulischen Umschlag durch Strömungsablösung. Dies resultiert in einem deutlichen Absinkens des  $c_d$ -Werts um  $\Delta c_d \approx 0,1$  bei  $K_{kav}^{0,5} \approx 1,2$ .

Der Übergang zwischen kavitierender und einphasiger Strömung lässt sich in Abbildung 2.8 daran erkennen, dass der Zusammenhang  $c_d \propto K_{kav}^{0,5}$  gilt (Nurick et al., 2008). Im Übergangsbereich bei  $K_{kav}^{0,5} \approx 1,4$  wird der  $c_d$ -Wert maximal. Mit weiter steigendem Kavitationsparameter  $K_{kav}^{0,5}$  sinkt der  $c_d$ -Wert leicht ab. Dieses Verhalten ist für alle Variationen der Queranströmung zu beobachten. Das Absinken des Durchflusskoeffizienten mit dem Kavitationsparameter wird mit ansteigenden Geschwindigkeiten  $v_{1\theta}$  ausgeprägter, wobei der Anstieg des Kavitationsparameters mit einer Reduktion der Durchströmgeschwindigkeit einhergeht, da der Druck stromauf der Bohrung konstant ist.

Schmidt und Corradini (2001) veröffentlichten eine umfassende Übersicht über relevante Studi-



**Abbildung 2.8** – Durchflusskoeffizient  $c_d$  über  $K_{kav}^{0,5}$  für mit der Geschwindigkeit  $v_{1\theta}$  querangeströmte Bohrungen mit  $l/d = 5$  und konstantem Druck  $p_1 = 6,9$  bar (Nurick et al., 2007).

en zur Kavitation in Bohrungen. Sie fassen die von mehreren Autoren in Abhängigkeit des Kavitationsfaktors ermittelten Durchflusskoeffizienten zusammen. Sie zitieren von Mises (1917), der den theoretischen Kontraktionskoeffizient zu  $C_c = 0,61$  für scharfkantige Bohrungen bestimmt hat. Mit dieser Steigung wächst der  $c_d$ -Wert unter Kavitationseinfluss nach Gleichung 2.15 mit  $K_{kav}^{0,5}$ , bis keine Kavitation mehr vorliegt. Nach Lichtarowicz (1972) beträgt der  $c_d$ -Wert einer einphasigen Bohrungsdurchströmung 0,84. Der über den Kreuzungspunkt dieser beiden Zusammenhänge bestimmbare theoretische kritische Kavitationsparameter ist  $K_{kav,krit}^{0,5} = 1,4$  ( $K_{kav,krit} = 1,9$ ). Die von Schmidt und Corradini (2001) herangezogenen experimentellen Daten zeigen höhere Kontraktionskoeffizienten und somit höhere Durchflusskoeffizienten  $c_d$ , als theoretisch bestimmt. Dies führen sie auf fertigungsbedingte Rundungen am Bohrungseinlass zurück. Skalierungseffekte und hydraulischer Umschlag werden als Grund für geringere  $c_d$ -Werte als erwartet genannt. Der hydraulische Sprung tritt plötzlich auf und führt zu einem schlagartigen Absinken des Durchflusskoeffizienten, da die durchströmte Fläche verringert wird (vgl. Abb. 2.8 bei  $K_{kav}^{0,5} \approx 1,2$ ). Skalierungseffekte werden von Arcoumanis et al. (2000) diskutiert, wobei kein signifikanter Einfluss auf das Durchflussverhalten und die makroskopischen Vorgänge beobachtet wird. Allerdings beschreiben sie, dass Blasengröße und transiente Vorgänge von der tatsächlichen Bohrungsgröße abhängig sind.

Aufbauend auf den Untersuchungen von Lichtarowicz et al. (1965) untersuchten Pearce und Lichtarowicz (1971) die Durchströmung von Bohrungen mit einem  $l/d$ -Verhältnis zwischen 2,5 und 10 sowohl innerhalb, als auch außerhalb des Kavitationsregimes. Zudem wurde der Anteil der in der Flüssigkeit gelösten Luft variiert. Auch sie beschreiben, dass im Übergang zwischen Kavitations- und Nicht-Kavitationsbereich der  $c_d$ -Wert maximal wird. Sie beobachten, dass dieser Effekt bei geringerem Anteil an gelöster Luft und bei höherem  $l/d$ -Verhältnis ausgeprägter ist.

Ein Maximum des Durchflusskoeffizienten im Bereich des Übergangs zwischen Kavitation

( $c_d \propto K_{kav}^{0,5}$ ) und Nicht-Kavitation ( $c_d = \text{konst.}$ ) wurde auch von Gelalles (1931), Bergwerk (1959) und Benajes et al. (2004) bei konstanten Anströmbedingungen beobachtet und von Schmidt et al. (1997) numerisch vorhergesagt. Der maximale Durchflusskoeffizient ist etwa  $\Delta c_d \approx 0,02$  größer als im Nicht-Kavitationsgebiet. Eine Erklärung bietet Bergwerk (1959), der vermutet, dass dieser Effekt durch Wechselwirkungen von Viskositäts- und Kavitationseinflüssen stammt.

He et al. (2015) erklären dieses Maximum mit dem Entstehen kleiner Gasblasen, die die Strömung 'glätten'. Aus den Ergebnissen von Benajes et al. (2004) lässt sich ableiten, dass mit der Verringerung der Kavitationszahl, durch die Erhöhung der über die Bohrung anliegenden Druckdifferenz, die Reynoldszahl ansteigt, was in diesem Reynoldszahlbereich schließlich zu dem Anstieg des  $c_d$ -Wertes führt.

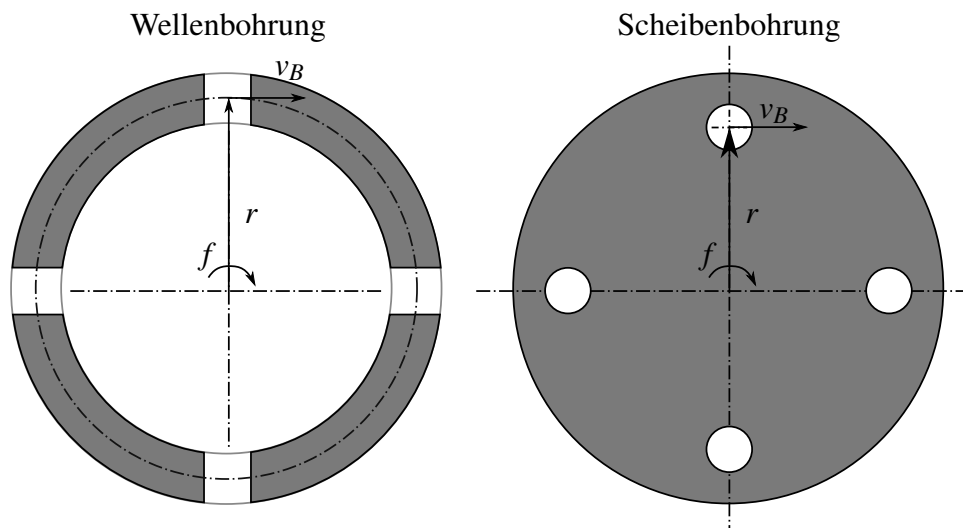
Ohrn et al. (1991) stellen fest, dass schon geringe Abrundungen oder Anfasungen einen großen Einfluss auf den Durchflusskoeffizienten haben und, dass durch gerundete oder gefaste Einlasskanten das Auftreten von Kavitation reduziert oder sogar verhindert werden kann. Sie konnten insbesondere anhand mikroskopischer Aufnahmen zeigen, dass schon Fasen in der Größenordnung der Fertigungstoleranzen einen deutlichen Anstieg des Durchflussbeiwerts bewirken. Zudem beschreiben sie, dass bei einer Abrundung der Einlasskante mit  $r/d \geq 0,24$  der Durchflusskoeffizient mit der Reynoldszahl im Bereich  $Re_d \geq 1 \cdot 10^4$  weiter steigt.

Die Strömung durch eine divergente Bohrung neigt im Vergleich zu einer zylindrischen Bohrung weniger zu Kavitation. Benajes et al. (2004) untersuchten die Strömung von Kraftstoff und zeigen, dass bei gleichem Druckniveau Kavitation in einer divergenten Bohrung erst bei Druckdifferenzen eintritt, die bis zu  $8 \cdot 10^5$  Pa höher sind als bei einer zylindrischen Bohrung. Zudem stellen sie fest, dass bei konstanter Reynoldszahl höhere Durchflusskoeffizienten für eine divergente Bohrung erreicht werden konnten, als bei zylindrischen Bohrungen.

Die numerische Simulation von kavitierenden Strömungen und ihr Entstehen ist aus mehreren Gründen herausfordernd: Zum Einen sind Gasblasen verschiedenster Größen im Bereich von mm bis  $\mu\text{m}$  abzubilden. Zudem ändert sich die Dichte des Fluids innerhalb kürzester Zeit um mehrere Größenordnungen. Außerdem sind verschiedene Kavitationsregimes, die auftreten können, korrekt abzubilden.

Zumeist basieren die Simulationen auf den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen, um den Aufwand zu begrenzen. Die Lösung wird dann mit der Kopplung mit einem Kavitationsmodell erweitert. Alle Ansätze gehen davon aus, dass der Druck in den Kavitationsbereichen gleich dem Dampfdruck  $p_D$  ist. Die Modellierung der Gasblasen wird über verschiedene Wege erreicht: So können einzelne Blasen und ihr Kollaps nach Rayleigh beschrieben werden (He et al., 2015). Andere Ansätze modellieren das Fluid als homogen und setzen eine barotrope Zustandsgleichung ein, um die Dichteänderungen an der Phasengrenze zu bestimmen (Courtier-Delgosha et al., 2007, Schmidt et al., 1997). Die Phasengrenze kann mit der Volume-of-Fluid Methode verfolgt werden, wobei dann zwei Phasen modelliert werden (Roohi et al., 2013). Die Blasenverteilung kann auch mittels Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen beschrieben werden, deren Lösung jedoch aufwändig ist. In jüngerer Vergangenheit wurde dafür erfolgreich der Ansatz verfolgt, dies mittels der stochastischen Feldmethode zu lösen (Raquet et al., 2018).





**Abbildung 2.9** – Schematische Skizze einer mit der Frequenz  $f$  rotierenden Hohlwelle und Scheibe mit Bohrungen auf dem Radius  $r$ .

Eine günstige Methode vorherzusagen, ob Kavitation auftritt, ist den Druckverlauf einer einphasigen Rechnung auf das Auftreten von Drücken unterhalb des Dampfdrucks hin zu untersuchen. Hierzu muss jedoch der Druck an einer Stelle bekannt sein, um das Druckniveau korrekt zu bestimmen (Schmidt und Corradini, 2001).

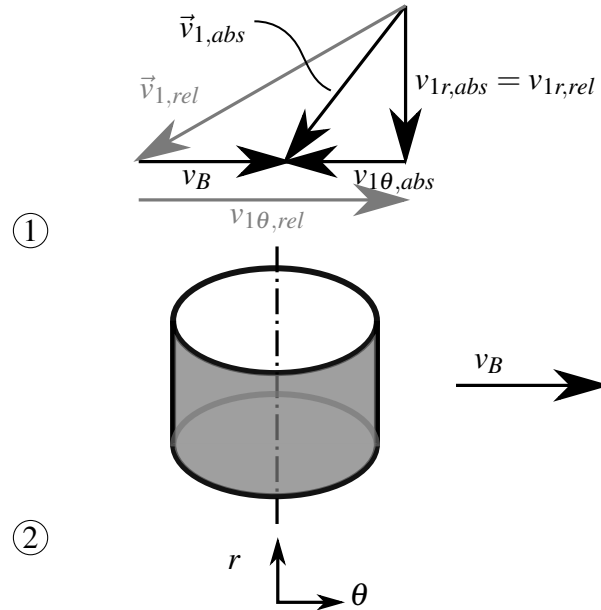
### 2.3 Durchströmung rotierender Bohrungen

Bohrungen auf dem Radius  $r$  einer Hohlwelle oder einer Scheibe, die, wie in Abbildung 2.9 dargestellt, mit der Frequenz  $f$  rotieren, bewegen sich aus der Position eines ruhenden Beobachters in Umfangsrichtung mit der Geschwindigkeit

$$v_B = 2 \pi f r. \quad (2.17)$$

Bei der Betrachtung aus dem bewegten Bezugssystem heraus lassen sich rotierende Bohrungen einer schräg angeströmten stationären Bohrung vergleichen, wobei die Bohrungsgeschwindigkeit  $v_B$  im Fall ohne Geschwindigkeitskomponente der Anströmung in Umfangsrichtung im Absolutsystem,  $v_{1\theta,abs} = 0$ , dann der Geschwindigkeit  $v_{1\theta}$  aus Abbildung 2.3 entspricht. Es sind jedoch für rotierende Bohrungen zusätzliche Effekte zu beachten: Das Fluid wird in der Bohrung in Rotationsrichtung beschleunigt, der Rotor leistet somit Arbeit am Fluid. Zudem sind im rotierenden Bezugssystem Coriolis- und Zentrifugalkräfte zu berücksichtigen.

Wird der Durchflusskoeffizient ohne besondere Berücksichtigung dieser Effekte bestimmt, so können sich Werte größer als Eins ergeben. Um den Einfluss der Fluidbeschleunigung durch die Rotorarbeit zu berücksichtigen, schlugen Zimmermann et al. (1998) vor, die Berechnung in das Relativsystem zu überführen. Die Anströmgeschwindigkeit ergibt sich dann aus der Vektoraddition der Bohrungsgeschwindigkeit, die bei einer reinen Rotation nur eine Komponente  $v_B$



**Abbildung 2.10** – Geschwindigkeitsdreieck am Bohrungseinlass mit Geschwindigkeitskomponenten in radialer und tangentialer Richtung.

in Umfangsrichtung hat, und dem Geschwindigkeitsvektor im Relativsystem zu

$$\vec{v}_{abs} = \vec{v}_{rel} + \vec{v}_B, \quad (2.18)$$

wie in Abbildung 2.10 für eine radiale Wellenbohrung skizziert. Bewegt sich die Bohrung nicht, wird  $\vec{v}_{abs} = \vec{v}_{rel}$ . Verschwindet die tangentiale Geschwindigkeitskomponente im Absolutsystem, wird  $v_{\theta,rel} = v_B$ . Der Totaldruck stromauf der Bohrung im Relativsystem wird für den inkompressiblen Fall mit

$$p_{1t,rel} = p_1 + \frac{\rho}{2} |\vec{v}_{1,rel}|^2 \quad (2.19)$$

und bei Berücksichtigung von Kompressibilität einer Strömung der Machzahl  $Ma$  im Relativsystem und dem Isentropenexponent  $\kappa$  durch

$$p_{1t,rel} = p_1 \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (2.20)$$

bestimmt.

Zusätzlich empfehlen Zimmermann et al. (1998) für eine bessere Vergleichbarkeit des Durchflusskoeffizienten diesen mit dem Quotienten aus Bohrungsgeschwindigkeit  $v_B$  und der idealen Geschwindigkeit durch die Bohrung im Relativsystem  $v_{2,rel,id}$  zu korrelieren, da dieser Quotient den Wert Eins nicht überschreitet. Für eine kompressible Strömung ist

$$v_{2,rel,id} = \sqrt{\frac{2 \kappa}{(\kappa - 1)} R T_{1t,rel} \left( 1 - \left( \frac{p_2}{p_{1t,rel}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right)} \quad (2.21)$$

mit der Totaltemperatur im Relativsystem  $T_{1t,rel}$ . Für eine inkompressible Strömung wird die

ideale Geschwindigkeit durch die Bohrung im Relativsystem mittels der Bernoulli-Gleichung berechnet:

$$v_{2,rel,id} = \sqrt{\frac{2}{\rho}(p_{1t,rel} - p_2)}. \quad (2.22)$$

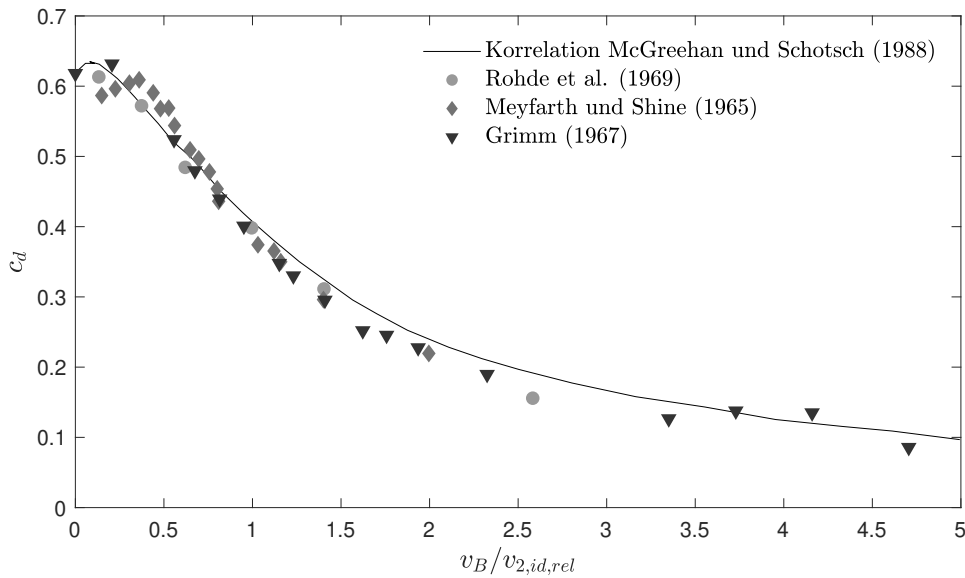
Die Strömung durch rotierende Bohrungen wurde in der Vergangenheit nahezu ausschließlich für Luftströmungen untersucht. Zur Beschreibung des Rotationseinflusses wurden von verschiedenen Autoren unterschiedliche Größen verwendet. Meyfarth und Shine (1965) veröffentlichten experimentelle Daten zur Strömung durch Bohrungen in einer rotierenden Scheibe. Sie korrelieren den Durchflusskoeffizienten mit einer dimensionslosen Tangentialgeschwindigkeit  $S$  der Bohrung, die sich mit

$$S = \frac{\omega r}{\sqrt{2\Delta p/\rho}} \quad (2.23)$$

berechnen lässt. Der Nenner in Gleichung 2.23 entspricht einer idealen Geschwindigkeit durch die Bohrung, ohne Berücksichtigung der kinetischen Energie stromauf der Bohrung. Der Durchflusskoeffizient ist über weite Bereiche von  $S$  konstant  $c_d \approx 0,62$  und sinkt für  $S > 0,5$ , was bedeutet, dass die Rotationsgeschwindigkeit 50% der Fluidgeschwindigkeit in der Bohrung überschreitet. Sind Fluidgeschwindigkeit und Rotationsgeschwindigkeit gleich groß ( $S = 1$ ), ist  $c_d \approx 0,4$ .

McGreehan und Schotsch (1988) untersuchten den Durchfluss durch Scheibenbohrungen und nutzen statt der Bohrungsgeschwindigkeit die tangentiale Relativgeschwindigkeit zwischen Bohrung und Anströmung, um somit nicht axiale Anströmrichtungen zu berücksichtigen. Sie verwenden zudem die Ergebnisse von Lichtarowicz et al. (1965) und Rohde et al. (1969) für stehende Bohrungen, und von Meyfarth und Shine (1965) und Grimm (1967) für rotierende Bohrungen, um eine Korrelation aufzustellen, die den Einfluss der Abrundung des Bohrungseinlasses, des Längen-zu-Durchmesser-Verhältnisses und der Rotation auf den  $c_d$ -Wert berücksichtigt. In Abbildung 2.11 sind die von McGreehan genutzten experimentellen Daten für den  $c_d$ -Wert und die daraus resultierende Korrelation über  $v_B/v_{2,rel,id}$  dargestellt. Für die Fälle mit rotierenden Bohrungen kann für geringe Rotationsgeschwindigkeiten  $v_B/v_{2,rel,id} < 0,5$  zunächst ein Anstieg des Durchflusskoeffizienten mit steigendem  $v_B/v_{2,rel,id}$  beobachtet werden. Dieses Verhalten lässt sich in den Daten von Rohde et al. (1969) nicht erkennen, allerdings haben sie in diesem Bereich nur wenige Messungen durchgeführt. Der Vergleich zwischen den Ergebnissen von Rohde et al. (1969) für stehende, schräg angeströmte Bohrungen mit den Ergebnissen von Meyfarth und Shine (1965) und Grimm (1967) zeigt, dass die Interpretation einer rotierenden Bohrung als schräg angeströmte stehende Bohrung möglich ist.

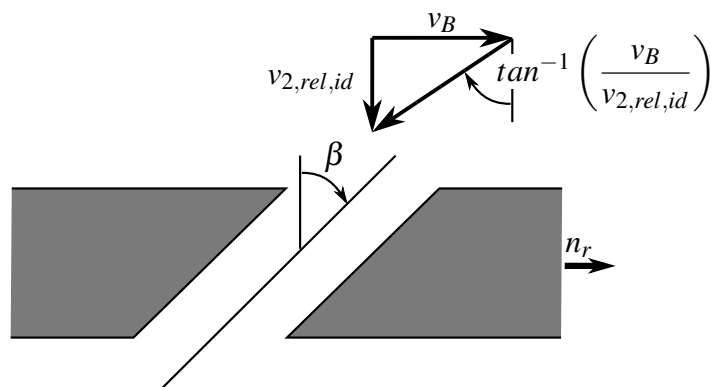
Die Interaktion zwischen einer verdrallten Anströmung und rotierenden axialen Scheibenbohrungen wurde von Dittmann et al. (2002) untersucht. Der verwendete Versuchsaufbau verfügt über ein Vordrallsystem, mit dem der Strömung stromauf der rotierenden Bohrung eine tangentiale Geschwindigkeitskomponente verliehen werden kann. Die tangentiale Anströmkomponente im Relativsystem  $v_{1\theta,rel}$  an die Scheibenbohrungen wird über die Annahme einer Strömung, die parallel zur Achse der Vordralldüsen aus diesen austritt und einer isentropen Expansion im Vordrallsystem bestimmt. Analog zu Gleichung 2.18 wird die Geschwindigkeit in das mitro-



**Abbildung 2.11** – Rotationseinfluss auf den Durchflusskoeffizient  $c_d$  (McGreehan und Schotsch, 1988).

tierende System überführt. Der Durchflusskoeffizient der Scheibenbohrungen wird auf Grundlage der Betrachtungsweise im mitrotierenden Bezugssystem bestimmt. Als Korrelationsgröße für den Durchflusskoeffizienten  $c_d$  wählen sie den Quotienten aus tangentialer Komponente der Anström- zu Durchströmgeschwindigkeit  $v_{1\theta,rel}/v_{2,rel,id}$ . Der Durchflusskoeffizient wird für  $v_{1\theta,rel}/v_{2,rel,id} < 0$  maximal, was mit der Vernachlässigung von Mischungsverlusten und Reibung begründet wird. Idris und Pullen (2006) führten dies jedoch auf den unterschiedlichen Lochkreisdurchmesser zwischen Vordrallsystem und Scheibenbohrungen, sowie auf die unterschiedliche durchströmte Fläche zurück. Über die Drehimpulserhaltung korrigieren sie die Anströmrichtung und stellen fest, dass der Durchflusskoeffizient bei verschwindender Umfangskomponente im Relativsystem maximal wird. Dies wird von Sousek et al. (2014) bestätigt, die querangeströmte radiale Wellenbohrungen mit Vordralleinfluss untersuchen. Sie korrelieren den  $c_d$ -Wert mit dem Quotienten aus Relativgeschwindigkeit  $v_{1,rel}$  und idealer Durchströmgeschwindigkeit  $v_{2,rel,id}$  und stellen zunächst fest, dass der  $c_d$ -Wert für  $\frac{v_{1,rel}}{v_{2,rel,id}} > 0$  maximal wird. Sie beobachten zudem eine Hysterese in diesem Bereich, den sie als 'Umkehrschleife' bezeichnen. Diese verschwindet, wenn die relativen Tangentialgeschwindigkeit  $v_{\theta 1,rel}$  statt  $v_{1,rel}$  zur Korrelation genutzt wird. Darauf aufbauend führten Riedmüller et al. (2014) numerische Untersuchungen durch. Sie prägen der Anströmung ein tangenciales Geschwindigkeitsprofil auf, das einem Starrkörperwirbel im Absolutsystem entspricht, sodass  $v_{1\theta,rel} = 0$  wird und im Relativsystem nur die Komponente in axialer Richtung verbleibt. Für diese Randbedingungen resultiert bei Korrelation des  $c_d$ -Werts mit  $\frac{v_{1,rel}}{v_{2,rel,id}}$  keine Umkehrschleife. Riedmüller et al. (2014) folgern daraus, dass dieses Phänomen das Produkt eines komplexen Geschwindigkeitsprofils ist.

Aus dem Geschwindigkeitsdreieck, das von der Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung  $v_B$  und der idealen Durchströmgeschwindigkeit der Bohrung  $v_{2,rel,id}$ , wie in Abbildung 2.12 skizziert, aufgespannt wird, und dem Neigungswinkel der Bohrung  $\beta$  leiteten Idris et al. (2004a) den



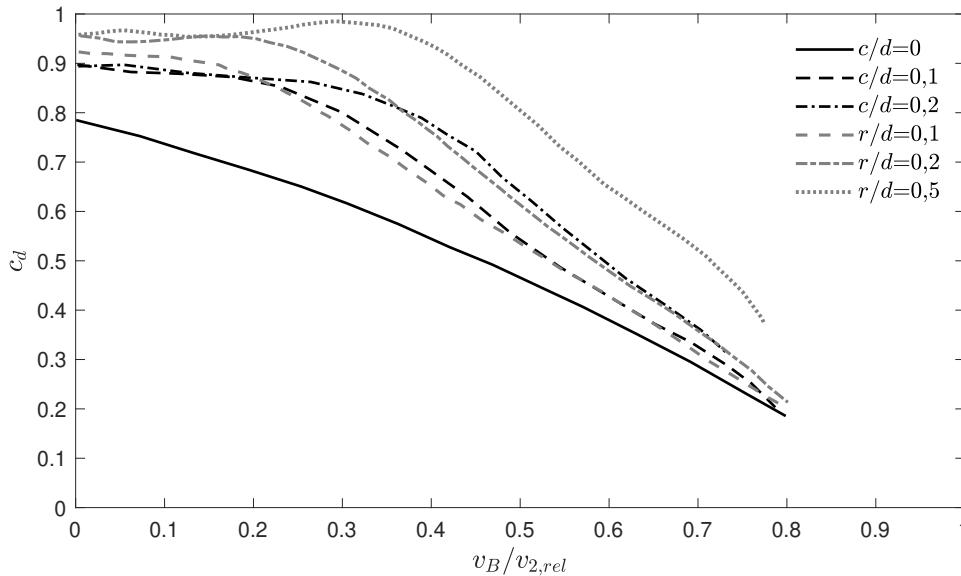
**Abbildung 2.12** – Geschwindigkeitsdreieck am Bohrungseinlass zur Bestimmung des Inzidenzwinkels  $i$  (nach Idris et al., 2004a).

Inzidenzwinkel

$$i = \beta - \tan^{-1} \left( \frac{v_B}{v_{2,rel,id}} \right) \quad (2.24)$$

ab. Der Vorteil dieser Betrachtungsweise gegenüber dem Geschwindigkeitsverhältnis ist, dass auch der Einfluss einer Neigung  $\beta$  der Bohrung in Umfangsrichtung berücksichtigt wird. Der Inzidenzwinkel  $i$  ist für eine unverdrallte Strömung sowohl für Scheibenbohrungen als auch Wellenbohrungen der dominierende Einflussparameter (Idris et al., 2004a,b). Für verschwindenden Winkel  $i$  wird der Durchflusskoeffizient maximal. In diesem Fall wird die Strömungsablösung in der Bohrung minimal, was Idris et al. (2004a,b) mittels numerischer Simulationen zeigen. Auch Sousek et al. (2014) nutzen den Inzidenzwinkel zur Korrelation ihrer Daten, wobei die Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung  $v_B$  durch die tangentielle Relativgeschwindigkeit  $v_{1\theta,rel}$  ersetzt wird.

Für rotierende Bohrungen gibt es somit ein Optimum bezüglich des Durchflusskoeffizienten. Die wird erreicht, wenn die tangentielle Relativgeschwindigkeit  $v_{1\theta,rel}$  Null wird, oder wenn die ideale Durchströmgeschwindigkeit  $v_{2,rel,id}$  sehr groß ist.  $v_{1\theta,rel}$  kann über ein variables Vordrallsystem beeinflusst werden, was jedoch für die Anwendung nur schwer umzusetzen ist. Eine Erhöhung der Durchflussgeschwindigkeit ist nur in begrenztem Maß möglich, da Kompressibilitäts- und Kavitationseffekte auftreten. Ein, gegenüber der tangentialen Relativgeschwindigkeit  $v_{1\theta,rel}$ , robusteres System kann durch Anfasungen oder Abrundungen der Einlasskante erreicht werden. Dies kommt daher, dass bei gleichen Anströmbedingungen die Ablösegebiete in der Bohrung bei einer runden oder gefasteten Einlasskante deutlich kleiner sind als bei einer scharfen Kante (Idris und Pullen, 2013, Weißert, 1997). In Abbildung 2.13 sind die von Dittmann et al. (2004) veröffentlichten Durchflusskoeffizienten für axiale Scheibenbohrungen mit unterschiedlicher Einlasskantengeometrie über dem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_B}{v_{2,rel}}$  aufgetragen. Die schwarzen Kurven stehen für Bohrungen mit Fase und die grauen Kurven für Bohrungen mit abgerundeter Einlasskante. Es wird deutlich, dass mit steigender Fasentiefe bzw. Radius der Durchflusskoeffizient steigt, wobei schon mit einem kleinen Radius von  $r/d = 0,1$  ein Steigerung des Durchflusskoeffizienten von bis zu  $\Delta c_d \approx 0,22$  im Vergleich zur scharfkantigen Bohrung erreicht wird. Für kleine Geschwindigkeitsverhältnisse kann mit einer Abrundung ein höherer Durchflusskoeffizient erreicht werden als mit einer vergleichbar tiefen Fase. Bei

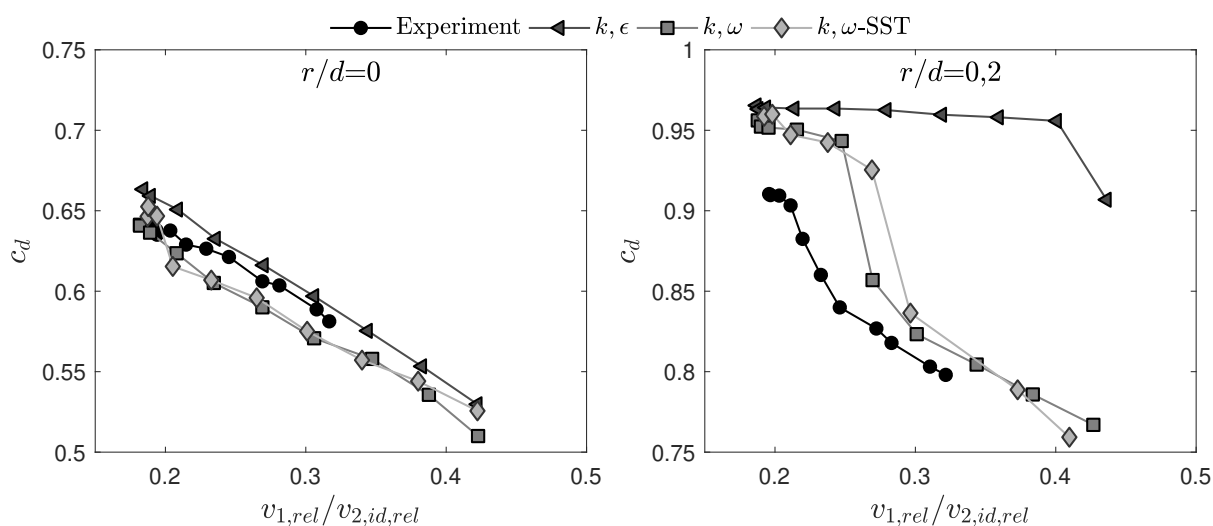


**Abbildung 2.13** – Rotationseinfluss auf den Durchflusskoeffizient  $c_d$  bei angefasster und abgerundeter Einlasskante einer Bohrung mit  $l/d=1,25$  (Dittmann et al., 2004).

großen Radien und Fasentiefen ( $r/d; c/d \geq 0,2$ ) sinkt der  $c_d$ -Wert mit steigendem Geschwindigkeitsverhältnis zunächst sehr viel langsamer als bei einer scharfkantigen Bohrung. Ist der Radius halb so groß wie der Bohrungsdurchmesser, steigt der Durchflusskoeffizient sogar im Bereich  $0,15 < \frac{v_B}{v_{2,rel}} < 0,3$  an. Dieses Verhalten wird von Soušek (2012) und Riedmüller (2016) für radiale Wellenbohrungen bestätigt, wobei sie für  $\frac{v_{1,rel}}{v_{2,rel,id}} > 0,3$  höhere Durchflusskoeffizienten beobachten.

Auch die Bedingungen stromab der Bohrung können das Durchströmverhalten beeinflussen. Trifft der aus der Bohrung austretende Strahl auf eine der Bohrung gegenüberliegende Wand, entsteht dort ein Staupunkt. Mit sinkendem Abstand zwischen Bohrungsaustritt und Wand, wird deshalb ein geringer Durchflusskoeffizient erwartet. Soušek et al. (2010) vergleichen den zentripetalen Durchfluss durch eine Wellenbohrung in die Hohlwelle hinein mit dem Durchfluss in einen Ringspalt. Der Ringspalt wird von einer zweiten, inneren Welle begrenzt, sodass sich zwischen den beiden Wellen ein Spalt der Höhe  $h_s$  ergibt. Für einen Abstand von  $h_s/d = 0,67$  und  $h_s/d = 1,33$  stellen sie keine Unterschiede im Durchfluss verglichen zu dem Fall ohne innere Welle fest. In einer weiterführenden Studie untersuchten Riedmüller et al. (2015) Ring-spalthöhen im Bereich  $2 \text{ mm} < h_s < 11 \text{ mm}$ . Der Bohrungsdurchmesser wird nicht explizit angegeben, der dimensionslose Abstand lässt sich jedoch zu  $0,25 < h_s/d < 1,4$  abschätzen. Eine Verringerung der Spalthöhe resultiert zunächst in einem höheren Durchflusskoeffizienten, erst für  $h_s < 3 \text{ mm}$  ( $h_s/d < 0,375$ ) sinkt der Durchflusskoeffizient um bis zu  $\Delta c_d \approx 0,06$  gegenüber dem Fall ohne innere Welle. Dies liegt daran, dass die Fläche der Vena Contracta mit sinkender Spaltweite zunächst anwächst, da die Strömung nach dem Bohrungsauslass auffächert. Die Fläche des Ringspalts begrenzt den Durchfluss, wenn sie kleiner als die Gesamtfläche der Bohrungen ist (Riedmüller et al., 2015).

Mit numerischen Methoden wird ein detaillierter Blick in die Strömungsvorgänge möglich. Weißert (1997) hat eine umfangreiche Arbeit mit Fokus auf den Rotationseinfluss vorgelegt



**Abbildung 2.14** – Vergleich des  $c_d$ -Werts für numerische Berechnungen mit drei Turbulenzmodellen mit experimentellen Ergebnissen ( $l/d=0,6$ ;  $\Pi=1,25$ ) von Riedmüller (2016).

und lokal auftretende Strömungsphänomene untersucht. So beschreibt er detailliert den Druckverlauf in der rotierenden Bohrung, das Geschwindigkeitsprofil und auftretende Wirbel in Abhängigkeit der gewählten Randbedingungen. Ein Vergleich mit lokal aufgelösten Messdaten des Geschwindigkeitsprofils vor und nach einer axialen Scheibenbohrung zeigen eine hervorragende Übereinstimmung. Die auftretenden Coriolis- und Zentrifugalkräfte werden analysiert und stellen sich als im Vergleich zum auftretenden Druckgefälle von untergeordneter Bedeutung heraus. Die Ergebnisse des  $c_d$ -Werts zeigen eine gute Übereinstimmung mit bestehenden Korrelationen und Literaturdaten.

Für numerische Simulationen hat das gewählte Turbulenzmodell einen entscheidenden Einfluss, um das Strömungsgebiet mit den entstehenden Strömungsabrissen und Wirbeln korrekt abzubilden. Die Simulationen von Weißert (1997) wurden mit dem  $k,\varepsilon$ -Turbulenzmodell durchgeführt, was zu jener Zeit Stand der Technik war. Riedmüller (2016) führte Simulationen von der Durchströmung einer radialen Wellenbohrung mit und ohne abgerundeter Einlasskante mit drei Turbulenzmodellen durch und vergleicht die Ergebnisse mit experimentellen Ergebnissen in Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsverhältnis (vgl. Abbildung 2.14). Für die scharfkantige Bohrung sind sich die Ergebnisse mit allen drei Turbulenzmodelle ähnlich und nah an den experimentellen Ergebnissen. Mit dem  $k,\varepsilon$ -Modell wird der Durchflusskoeffizient im Vergleich zum Experiment etwas überschätzt und mit dem  $k,\omega$  und  $k,\omega$ -SST-Modell eher unterschätzt. Im Fall einer Bohrung mit abgerundeter Einlasskante wird mit allen Turbulenzmodellen der Durchflusskoeffizient überschätzt. Während das  $k,\omega$  und  $k,\omega$ -SST-Modell den allgemeinen Verlauf des Durchflusskoeffizienten in Abhängigkeit des Geschwindigkeitskoeffizienten gut abbilden, so gelingt dies mit dem  $k,\varepsilon$ -Modell nicht mehr. Das Sinken des Durchflusskoeffizienten mit steigender Drehzahl wird erst ab  $v_{1,rel}/v_{2,id,rel} > 0,4$  abgebildet. Die Ursache ist, dass die Ablösegebiete in der Bohrung nicht korrekt erfasst werden (Soušek, 2012).

Die bisher genannten Untersuchungen zur Durchströmung von rotierenden Bohrungen verwenden Luft als Strömungsmedium. Einzig Wilk (2014) veröffentlichte eine Untersuchung zur Strömung von Wasser durch Scheibenbohrungen. Mittels Dimensionsanalyse zeigt er, dass die

Strouhalzahl

$$Sr = \frac{v_B}{2 \pi v_2} \quad (2.25)$$

ein relevanter Korrelationsparameter für den Durchflusskoeffizienten ist. Diese ergibt sich aus der Bohrungsgeschwindigkeit und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit durch die Bohrung. Auf Grundlage der durchgeführten Versuche wird eine Korrelation für den  $c_d$ -Wert abgeleitet. Ein qualitativer Vergleich mit Ergebnissen für eine Luftströmung zeigt eine gute Übereinstimmung. Er führt jedoch keinen quantitativen Vergleich durch und begründet dies mit den grundlegenden Unterschieden zwischen Gas und Flüssigkeit: So ist der Antrieb für die Bohrungsdurchströmung von Gas das Druckverhältnis, und für Flüssigkeiten die Druckdifferenz. Zudem nennt Wilk (2014) die auftretenden Trägheitskräfte, die bei Flüssigkeitsströmungen viel höher sind, als Begründung. Für die Untersuchungen von Wilk (2014) kann die Reynoldszahl in der Bohrung bis  $3 \cdot 10^5$  bestimmt werden.

Die Unterschiede aufgrund von höherer Dichte und Kompressibilität wurden in einer Veröffentlichung, die außerhalb dieser Arbeit durchgeführt wurde, von Cordes et al. (2018) mittels analytischer und numerischer Methoden untersucht. Sie stellten fest, dass durch die unterschiedlichen Berechnungsansätze für die ideale Durchströmgeschwindigkeit der  $c_d$ -Wert für eine Flüssigkeitsströmung geringer ist als für eine Gasströmung. Sie stellen zudem fest, dass das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  und der Inzidenzwinkel  $i$  auch für Flüssigkeitsströmungen geeignete Korrelationsparameter für den Durchströmungskoeffizient sind. Zudem beschreiben sie, dass die Dichte aufgrund der höheren Trägheitskräfte einen Einfluss auf die Durchströmung hat und geben an, dass der Einfluss von Dichte und Viskosität mittels der Reynoldszahl erfasst werden kann.

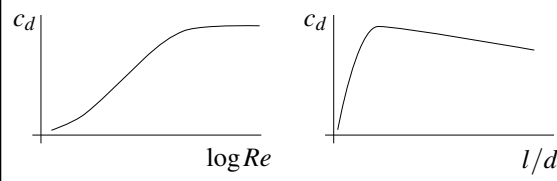
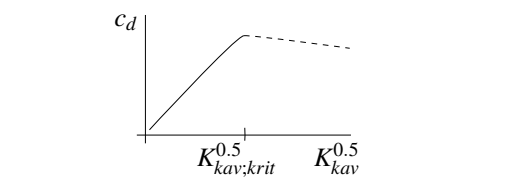
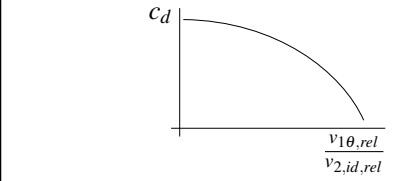
## 2.4 Fazit aus der Literaturrecherche

Das vorhandene Wissen lässt sich mit Bezug auf die Bohrungsbewegung in zwei Gruppen unterteilen: Untersuchungen mit statischen und Untersuchungen mit rotierenden Bohrungen. Eine weitere Möglichkeit ist eine Unterscheidung, ob eine einphasige Strömung, oder ob eine Strömung mit Phasenübergang untersucht wurde. Die vier daraus entstehenden Kombinationsmöglichkeiten sind in Abbildung 2.15 dargestellt. Es ist jeweils der Verlauf des  $c_d$ -Werts in Abhängigkeit der in diesem Regime relevanten Parameter skizziert und es sind exemplarisch relevante Arbeiten genannt.

Die Charakterisierung einer Flüssigkeitsströmung durch rotierende Bohrungen lässt sich nun wie folgt angehen:

1. Untersucht wird die Strömung eines Fluids durch und in rotierende Bauteile. Dieser Vorgang wurde insbesondere in Bezug zu Turbomaschinen von vielen Autoren für Luft als gasförmiges Medium untersucht. Wird das Problem von dieser Seite angegangen, fehlen, unter den Annahme einer vergleichbaren Reynoldszahl, Informationen über den Einfluss von Kavitation.



	ohne Phasenübergang	mit Phasenübergang
statisch	$c_d = f(Re, l/d, c/d, r/d)$  <p>Lichtarowicz et al. (1965) Nakayama (1961)</p>	$c_d \propto K_{kav}^{0.5} = f(p_1, p_2, pD)$  <p>Pearce und Lichtarowicz (1971) Schmidt und Corradini (2001) Nurick et al. (2009)</p>
rotierend	$c_d = f\left(\frac{v_{1\theta,rel}}{v_{2,id,rel}}\right)$  <p>McGreehan und Schotsch (1988) Idris et al. (2004a) Wilk (2014)</p>	$c_d = f(?)$ <p>keine Veröffentlichungen bekannt</p>

**Abbildung 2.15** – Darstellung der aus der Literatur bekannten Einflussparameter auf die Durchströmung einer rotierenden bzw. statischen Bohrung mit und ohne Phasenübergang. Es sind exemplarisch relevante Arbeiten genannt.

In Abbildung 2.15 wird von links nach rechts entlang einer Zeile vorgegangen: Die Strömung durch statische Bohrungen ist sowohl ohne Phasenübergang, als auch mit Phasenübergang untersucht worden. Für rotierende Bohrungen (untere Zeile in Abb. 2.15) liegen keine Untersuchungen mit Berücksichtigung des Phasenübergangs vor. Das vorhandene Wissen für einphasige Strömungen durch rotierende Bohrungen wird in dieser Arbeit auf Strömungen mit Phasenübergang ausgeweitet.

- Die einphasige Strömung durch stehende Bohrungen wurde sowohl für Gas und Flüssigkeit von vielen Autoren beschrieben und auch für den Fall einer rotierenden Bohrung untersucht (linke Spalte in Abb. 2.15). Der Einfluss des Phasenübergangs, der in der rechten Spalte von Abbildung 2.15 zusammengefasst ist, wurde insbesondere im Bereich der Treibstoffeindüsung und dem Auftreten von Kavitation untersucht. Es gibt allerdings keine Informationen darüber welchen Einfluss Rotation auf eine kavitierende Strömung hat.

## 2.5 Fragestellung und Zielsetzung der Arbeit

Für die Entwicklung eines Hochleistungsgetriebes ist eine genaue Kenntnis der in der Kühl- und Schmiermittelzufuhr zum Getriebe auftretenden Phänomene unabdingbar. Als Kühl- und

Schmiermittel wird für den Zahnradengriff, und auch die Planetenlager Öl verwendet. In Abbildung 1.1 ist das Prinzip eines solchen Getriebefantriebwerks mit der Ölzufuhr dargestellt. Die Kühlung und Schmierung muss im gesamten Betriebsbereich gewährleistet sein.

Das Öl wird vom statischen Ölsystem in das mit dem Fan rotierende System übertragen. Dieser Übergang soll mittels über den Umfang verteilten, radialen Bohrungen in einer Hohlwelle ermöglicht werden. Das Öl passiert diese Bohrungen von außen nach innen und gelangt in einen rotierenden Ringspalt. Dieser ist durch eine innere Welle begrenzt, die sich mit der äußeren Welle dreht. Der Ringspalt ist zunächst auf kleinerem Radius als die Planetenräder, sodass die im Übergang auftretenden und der Strömungsrichtung entgegenwirkenden Zentrifugalkräfte klein sind und das Fluid zu den Planetenrädern hin nach außen beschleunigt wird.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, das Durchflussverhalten von Öl durch rotierende, radiale Bohrungen in Abhängigkeit des durchzusetzenden Massenstroms und der Rotationsgeschwindigkeit zu untersuchen und mittels geeigneter Kennzahlen darzustellen. Während für die Strömung von Luft durch rotierende Bohrungen und auch die Strömung von Flüssigkeiten durch statische Bohrungen umfangreiche Untersuchungen in der Literatur zu finden sind, so haben sich bisher fast keine Autoren mit der Strömung von Flüssigkeiten durch rotierende Bohrungen beschäftigt.

Zum Schließen dieser Lücke wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Prüfstand aufgebaut, der die Untersuchung einer Strömung von Öl vom stationären System in zentripetaler Richtung durch rotierende Bohrungen in einer Hohlwelle in das rotierende System ermöglicht. Es wird der statische Druck stromauf und stromab der rotierenden Bohrung für verschiedene Rotordrehzahlen und Volumenströme ermittelt und deren Einfluss auf den Druck diskutiert. Zusätzlich zu den experimentellen Untersuchungen wurden für ausgewählte Fälle numerische Studien durchgeführt, die einen detaillierten Einblick in die Strömungsvorgänge erlauben. Die Beobachtungen aus den Experimenten können dadurch unterstützt und das Verständnis vertieft werden. Schlussendlich wird der Durchflusskoeffizient  $c_d$  bestimmt. Die Bedeutung und die Interaktion von Kavitation und Rotation auf die Durchströmung wird diskutiert und charakterisiert. Zudem wird auf die gegenseitige Beeinflussung benachbarter Bohrungen und den Einfluss des Ringspalts eingegangen.

## 3 Aufbau und Durchführung der Versuche

In Kapitel 1 wurde erläutert, dass für ein Planetengetriebe zum Einsatz in einem Getriebefan eine mit den hochbelasteten Stellen mitbewegte Ölzufuhr notwendig ist. Daraus lässt sich wiederum die Notwendigkeit ableiten, dass Öl von den stationären Tanks in dieses bewegte System übertragen werden muss. Dies soll über Bohrungen in einer zentralen Hohlwelle realisiert werden. In diesem Kapitel wird der Versuchsaufbau und die Durchführung der Versuche beschrieben, mittels derer ein detailliertes Verständnis der Strömung durch rotierende Bohrungen erlangt werden soll. Der Aufbau wurde von Cordes et al. (2019)) vorgestellt und wird in Prüfstandsperipherie und Testbereich unterteilt. Die Peripherie bestimmt die Randbedingungen der Versuche, sowie die Begrenzung des Testbereichs. Der Testbereich ist hinsichtlich der Geometrie der rotierenden Bohrungen variabel und umfasst insbesondere den Übergang der Strömung vom statischen in das rotierende System, sowie die Strömung im rotierenden Ringspalt des Rotors.

### 3.1 Prüfstandsperipherie

Die Peripherie beinhaltet alles, was nicht zum Testbereich gehört und umfasst insbesondere die Versorgung des Testbereichs mit Öl und den Antriebsstrang. Sie endet am Gehäuse stromauf des Testbereichs und beginnt stromab mit der Rückführung. In Abbildung 3.1 ist der Prüfstand in isometrischer Ansicht aus dem CAD zu sehen. Die Ölversorgung ist schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Nummerierung ist in beiden Abbildungen gleich.

Das Öl wird aus zwei miteinander verbundenen Tanks ① zunächst durch einen Filter ③ gepumpt. Die primäre Pumpe ② kann mittels des Verdrängungsprinzips einen konstanten Volumenstrom zwischen  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  ( $150 \text{ l min}^{-1}$ ) und  $6,6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  ( $400 \text{ l min}^{-1}$ ) fördern. Der maximale bereitgestellte Druck beträgt 20 bar. Der Ölvolumenstrom wird stromab des Filters in drei Ströme aufgeteilt. Jeder dieser Volumenströme wird mittels eines Volumenstrommessgeräts ④ bestimmt, wodurch die gleichmäßige Aufteilung überprüft wird. Über Schlauchleitungen gelangen die Ströme zu den drei Einlässen im Gehäuse des Testbereichs. Diese sind im Abstand von  $120^\circ$  radial angeordnet. Im Testbereich ⑤ findet der Übergang vom statischen in das rotierende System statt, bevor das Öl diesen wieder verlässt und über den Rücklauf ⑥ zurück in den Tank geführt wird. Der Rücklauf ist so dimensioniert, dass das Öl unmittelbar abfließt.

Im Testbereich entstehende Leckage wird in einem Behälter ⑦, der auf einer Waage ⑧ montiert ist, aufgefangen. Aus der zeitlichen Änderung des Gewichts auf der Waage wird die Leckgerate bestimmt. Die im Behälter gesammelte Leckagemenge wird mittels einer sekundären Pumpe ⑩ intermittierend zurück in die Tanks gefördert.

Durch die von der Pumpe zugeführten Leistung heizt sich das Öl auf, weshalb die Tanks mit Kühlschleifen ausgestattet sind, mittels derer die Öltemperatur auf  $40^\circ\text{C}$  gehalten wird. Das verwendete Öl ist ein Silikonöl, das bei dieser Temperatur eine kinematische Viskosität von

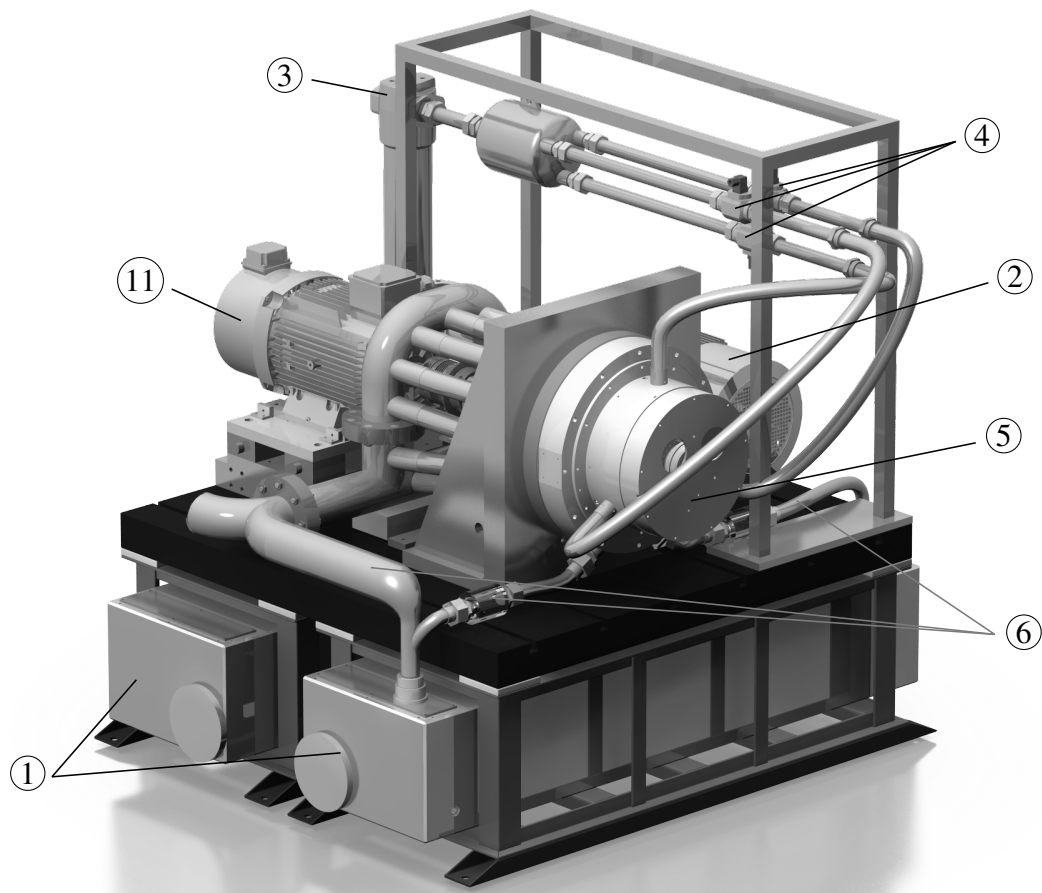


Abbildung 3.1 – CAD Ansicht des Prüfstandsbaus ohne Leckagekreislauf.

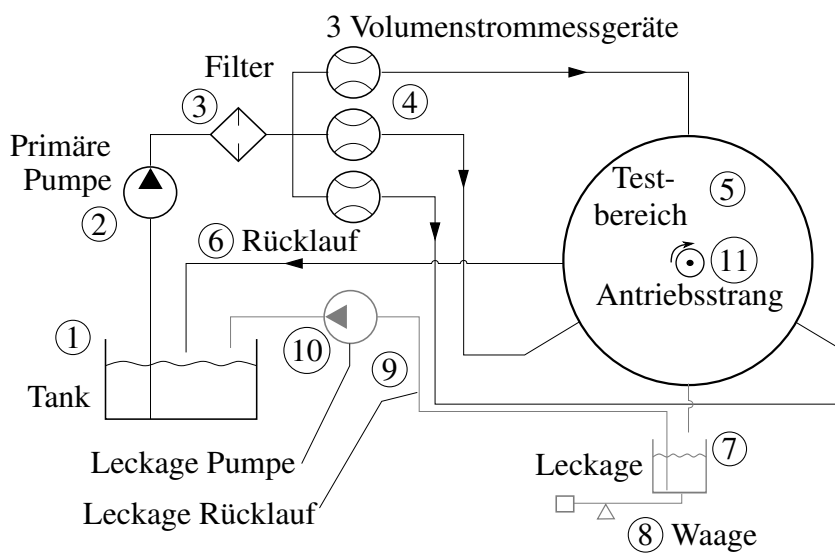


Abbildung 3.2 – Schematischer Aufbau des Prüfstands (nach Cordes et al. (2019)).

$v = 5,3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , eine Dichte von  $\rho = 920 \text{ kg m}^{-3}$  und einen Dampfdruck von  $p_D = 2 \text{ Pa}$  aufweist. Die temperaturabhängigen Stoffwerte sind im Anhang dargestellt.

Der Rotor im Testbereich wird von einem E-Motor über den Antriebsstrang (11) angetrieben. Der Motor kann bis zu  $60 \text{ N m}$  und  $66,67 \text{ Hz}$  ( $4000 \text{ min}^{-1}$ ) bereitstellen. Zwischen Motor und Rotor ist eine Drehmomentmesswelle montiert, mit der Drehmoment und Drehzahl bestimmt werden.

## 3.2 Aufbau des Testbereichs

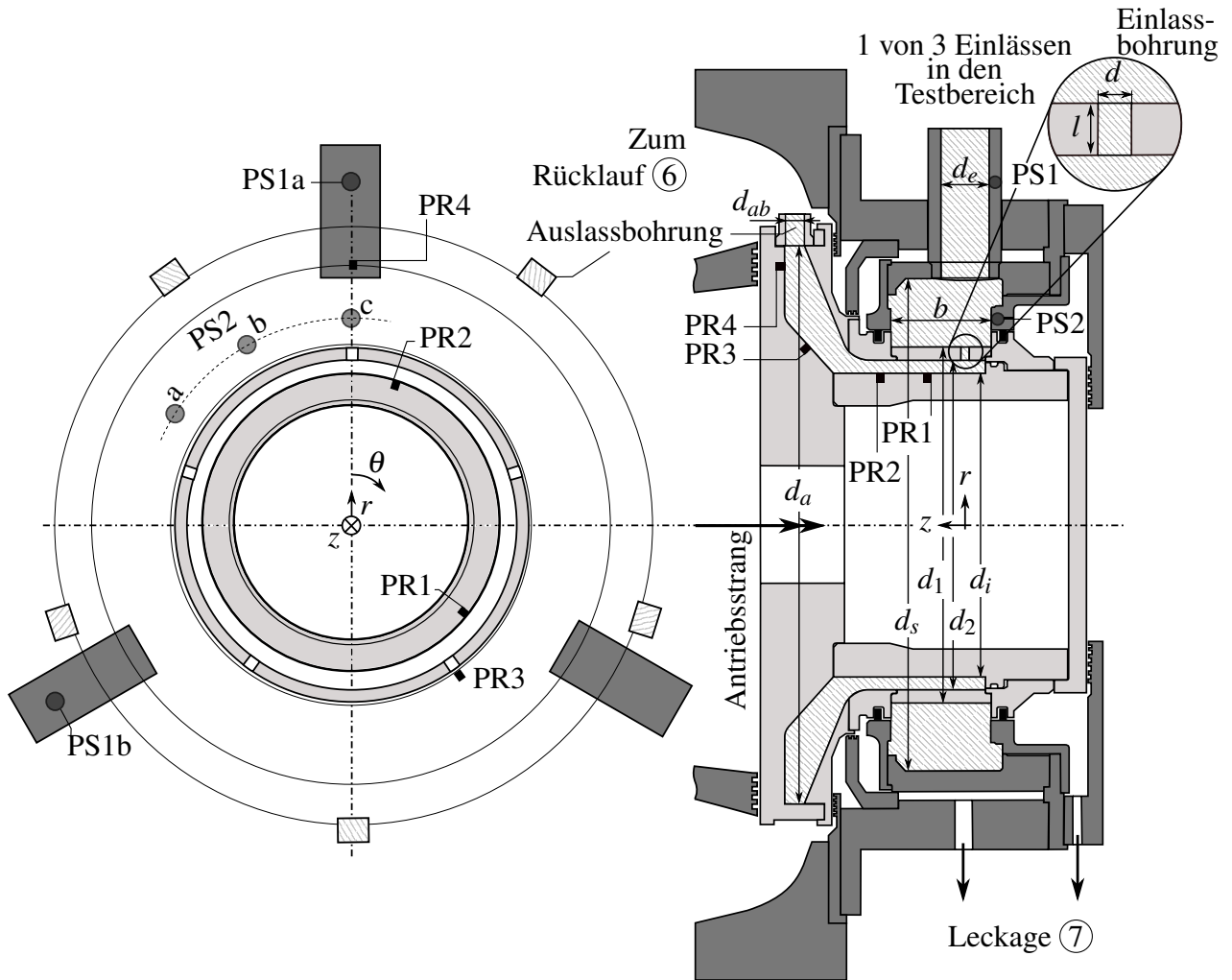
Der Testbereich besteht aus den statischen und rotierenden Teilen, die in Abbildung 3.3 in dunkelgrau bzw. hellgrau dargestellt sind. Das eingetragene zylindrische Koordinatensystem hat seinen Ursprung im Kreuzungspunkt von Rotationsachse und Achse der Einlassbohrung. Auf der rechten Seite von Abbildung 3.3 ist ein Schnitt durch die  $r$ - $z$ -Ebene dargestellt. In der Darstellung sind eine Einlassbohrung, eine Auslassbohrung, sowie die Drucksensoren im Rotor auf die gezeigte Ebene projiziert. Auf der linken Seite von Abbildung 3.3 sind die Positionen der Bohrungen und Sensoren in Umfangsrichtung auf eine  $r$ - $\theta$ -Ebene projiziert gezeigt. Der Rotor ist dabei so ausgerichtet, dass eine Einlassbohrung mit dem oberen Einlass in den Testbereich fluchtet. Mit Ausnahme der Geometrie der Einlassbohrung, welche im nächsten Abschnitt beschrieben wird, sind die in 3.3 angegebenen geometrischen Parameter in Tabelle 3.1 aufgeführt.

**Tabelle 3.1** – Geometrische Parameter des Testbereichs.

$d_e$	$b$	$d_i$	$d_2$	$d_1$	$d_s$	$d_a$	$d_{ab}$
30	61,4	187,1	203,55	$d_2 + 2l$	303,1	343,5	6,5 mm

Der Gesamtvolumenstrom  $\dot{V}_e$  gelangt über die drei gleichmäßig über den Umfang verteilten Einlässe im Stator mit dem Durchmesser  $d_e$  in den Testbereich. Aus den Einlässen strömt das Öl in einen Ringspalt zwischen der Innenwand des Stators mit dem Durchmesser  $d_s$  und der Außenwand des Rotors mit dem Durchmesser  $d_1$ , in der sich die Einlassbohrungen in den Rotor befinden. In  $z$ -Richtung ist der Ringspalt von zwei Wänden begrenzt. Der verbleibende Spalt wird mittels Kolbenringdichtungen abgedichtet. In der äußeren, statischen, Begrenzung des Ringspalts sind drei Thermoelemente verbaut, die in den Ringspalt hineinragen, um die Temperatur des Öls zu bestimmen.

Der Rotor selbst (in Abbildung 3.3 hellgrau) besteht aus mehreren Bauteilen. Der modulare Aufbau ermöglicht den Austausch und somit die Untersuchung verschiedener rotierender Geometrien, insbesondere anderer Einlassbohrungen. Der rotierende Ring mit dem Außendurchmesser  $d_1$  beinhaltet die Bohrungen, durch die das Öl in den Rotor gelangt und deren Untersuchung bezüglich ihres Durchflussverhaltens Ziel dieser Studie ist. Da noch weitere Bohrungen im Testbereich vorliegen, wird festgelegt, dass mit 'Bohrungen' oder 'rotierenden Bohrungen' nur diese Einlassbohrungen bezeichnet werden, nicht jedoch die Auslassbohrungen. Für die vorliegende Arbeit wurden fünf verschiedene Konfigurationen dieses Rings untersucht, wobei



**Abbildung 3.3** – Schnittdarstellung des Testbereichs. In die dargestellten Schnitte wurden die relevanten Bestandteile des Testbereichs projiziert. Rotierende Bauteile: hellgrau. Statische Bauteile: dunkelgrau. Flüssigkeit: schraffiert. (nach Cordes et al., 2019))

sich die Bohrungen in Durchmesser  $d$ , Länge  $l$  und Anzahl  $n_B$  unterscheiden. Die Auswahl der jeweiligen Parameter wird im Anschluss beschrieben.

Durch den Öldruck werden die Dichtringe im Betrieb an die äußere Schulter der Nut gepresst. Die so erreichte Abdichtung lässt einen Leckagestrom  $\dot{V}_L$  zu. Da die austretende Leckagerate  $\dot{V}_L$  gegenüber dem in den statischen Ringspalt eintretenden Volumenstrom  $\dot{V}_e$  nicht immer vernachlässigbar ist, muss sie bei der Bestimmung des Gesamtvolumenstroms  $\dot{V}_t$ , der durch die rotierenden Bohrungen in den Rotor eintritt, entsprechend berücksichtigt werden:

$$\dot{V}_t = \dot{V}_e - \dot{V}_L. \quad (3.1)$$

Hat die Strömung die Einlassbohrungen passiert, gelangt sie in den Rotorringspalt, der von den Rotorwänden mit den Durchmessern  $d_i$  und  $d_2$  begrenzt wird. Die aus der Bohrung austretende Strömung wird um  $90^\circ$  umgelenkt und strömt entlang des Ringspalts in axiale Richtung. Stromab kommt es zu einer weiteren Umlenkung in radiale Richtung, sowie zu einer Aufweitung des Strömungsquerschnitts. Das Öl strömt nach außen bis zum äußeren Durchmesser des Rotors  $d_a$

und verlässt diesen durch die fünf Auslassbohrungen mit dem Durchmesser  $d_{ab}$ .

An sechs auf die  $r - z$ -Ebene projizierte Positionen sind Drucksensoren eingebaut. Diese befinden sich sowohl im Stator, stromauf der rotierenden Bohrungen, als auch im Rotor, stromab davon. Alle sind senkrecht zur Strömungsrichtung verbaut, um den statischen Druck zu ermitteln. Die Sensoren im Rotor sind frontbündig mit einer Edelstahlmembran ausgeführt, sodass die Beeinflussung der Strömung durch den Sensor so gering wie möglich ist. Die Benennung der Sensorpositionen erfolgt nach folgendem Muster:

1. Ein P für die Messung des Drucks (engl.: pressure)
2. Ein S oder R für die Position in Stator bzw. Rotor
3. Entlang eines auf die  $z-r$ -Ebene projizierten Stromfadens werden die Sensoren dann durchnummeriert, also 1 und 2 im Stator, sowie 1 bis 4 im Rotor.
4. Werden an der gleichen Position entlang eines Stromfadens mehrere Sensoren verwendet, so erhalten sie einen in positive  $\theta$ -Richtung fortlaufenden lateinischen Buchstaben (a-c).

Die Randbedingungen für den Testbereich unterliegen Begrenzungen, um Betriebssicherheit und Funktion zu gewährleisten, die die Betriebsbedingungen beschränken. Der maximale Absolutdruck an der Stelle PS2 beträgt 15 bar. Im Rotor darf der Absolutdruck PR1- PR4 nicht unter 1 bar sinken, da die verwendeten Drucksensoren nicht für Unterdruck ausgelegt sind und dadurch die Membran beschädigt werden kann. Die Drehzahl ist durch die maximale Oberflächengeschwindigkeit an der Dichtfläche auf 33,33 Hz ( $2200 \text{ min}^{-1}$ ) begrenzt.

### 3.3 Auswahl der Konfiguration der rotierenden Bohrungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden fünf Konfigurationen an rotierenden Bohrungen untersucht. Die verschiedenen Konfigurationen werden zunächst beschrieben und ihre Auswahl darauf folgend begründet.

Die untersuchte rotierende Bohrung ist radial, scharfkantig und weist ein Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von  $l/d = 1,56$  auf. Dies wurde in zwei Varianten realisiert: Mit einem Durchmesser von  $d = 5 \text{ mm}$  und  $d = 10 \text{ mm}$  und einer Länge von  $l = 7,83 \text{ mm}$  bzw.  $l = 15,65 \text{ mm}$ . Es wurden somit zwei verschiedene, skalierte Bohrungen untersucht.

Mit der kleineren Bohrung wurden vier Konfigurationen untersucht, die sich in der Anzahl der in den Ring eingebrachten Bohrungen unterscheiden, sowie eine Konfiguration mit größeren Bohrungen. Der Radius, auf dem sich die Auslasskante der Bohrung befindet, bleibt gleich (vgl. Tabelle 3.1, sodass durch die größere Bohrungslänge, die Einlasskante der größeren Bohrung auf einem höheren Radius liegt als die der kleineren Bohrungen. In Abbildung 3.4 sind diese Konfigurationen dargestellt. Die summierte Querschnittsfläche der Bohrungen  $A$  ist bezogen auf die summierte Fläche von Konfiguration 1  $A_{K1}$ . Die Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung wird an der Einlasskante mit

$$v_B = \pi f d_1 \quad (3.2)$$

bestimmt.

Mit Anzahl und Durchmesser der Bohrungen ergibt sich der Volumenstrom durch eine Bohrung  $\dot{V}$  zu

$$\dot{V} = \frac{\dot{V}_t}{n_B}, \quad (3.3)$$

sowie die mittlere Geschwindigkeit  $v_2$  durch die Bohrung:

$$v_2 = \frac{\dot{V}_t}{n_B \pi (d/2)^2} = \frac{\dot{V}}{\pi (d/2)^2}. \quad (3.4)$$

In Kapitel 2.1.2 wurde festgestellt, dass die Durchströmung durch eine stehende Bohrung von der Reynoldszahl abhängt, welche für die Versuche über die Geschwindigkeit  $v_2$  variiert werden kann. Die maximale Bandbreite der Geschwindigkeit  $v_2$ , die mit Konfiguration 1 (K1) und dem von der Pumpe geförderten Volumenstrom erreicht werden kann, ist  $25,5 \text{ ms}^{-1} < v_2 < 67,9 \text{ ms}^{-1}$ . Eine Verringerung der Bohrungsanzahl auf  $n_B < 5$  wird nicht verfolgt, da dann mit zu hohen Drücken stromauf der Bohrungen bei zu kleinem Volumenstrom gerechnet wird. Mit einer Erhöhung der Bohrungsanzahl auf  $n_B = 12$  (Konfig. 4 in Abbildung 3.4) wird  $10,6 \text{ ms}^{-1} < v_2 < 28,3 \text{ ms}^{-1}$ , unter der Annahme, dass der minimale und maximale Volumenstrom innerhalb der oben beschriebenen Limitierungen bezüglich des Drucks erreicht werden kann. Mit diesen beiden Konfigurationen kann ein Bereich von  $1,2 \cdot 10^4 < Re < 3,4 \cdot 10^4$  untersucht werden.

Aus der in Abschnitt 2.2 geführten Diskussion lässt sich ableiten, dass beim Auftreten von Kavitation zusätzlich das Druckniveau zu berücksichtigen ist. Um dies einzuschätzen, ist in Abbildung 3.5 der Totaldruck, der sich ergibt, wenn der statische Druck  $p$  gleich dem Dampfdruck  $p_D$  ist, über der im Fall von Kavitation maximalen erreichbaren Durchströmgeschwindigkeit  $v_{2,kav}$  aufgetragen.

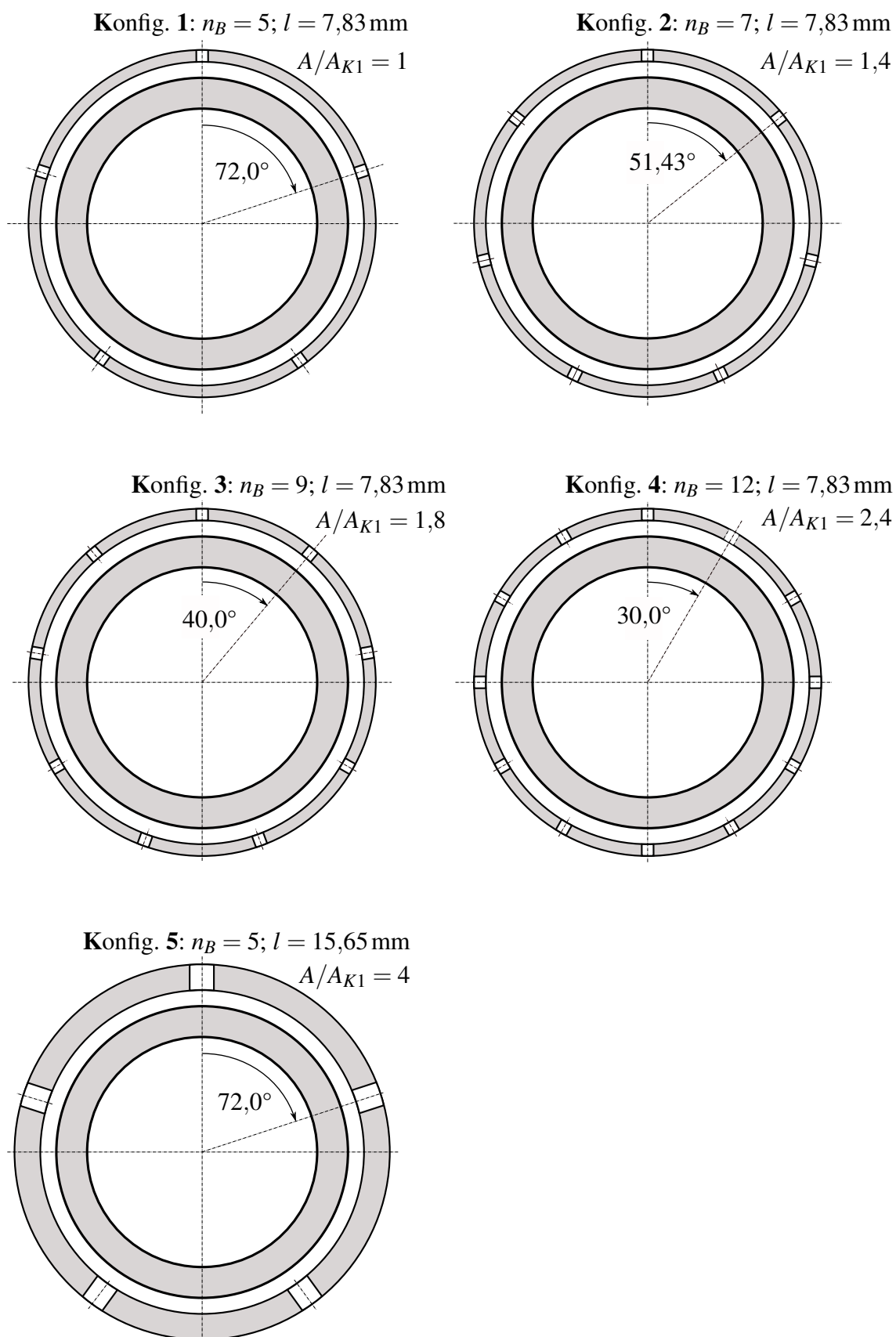
$$p_t = p + \frac{\rho}{2} v_2^2 = p_D + \underbrace{\frac{\rho}{2} v_{2,kav}^2}_{\text{Kavitation}} \quad (3.5)$$

Der so erhaltene Totaldruck  $p_t$  ist, unter der Annahme einer verlustfreien Beschleunigung, der minimal notwendige Vordruck stromauf der Bohrungen, um die jeweilige Geschwindigkeit  $v_{2,kav}$  zu erreichen. Eine Erhöhung des Druckniveaus um  $\Delta p$  bei gleichem Volumenstrom ( $v_2 = v_{2,kav} = \text{konst.}$ ) resultiert dann darin, dass der Dampfdruck nicht erreicht wird, da  $p = p_D + \Delta p$ .

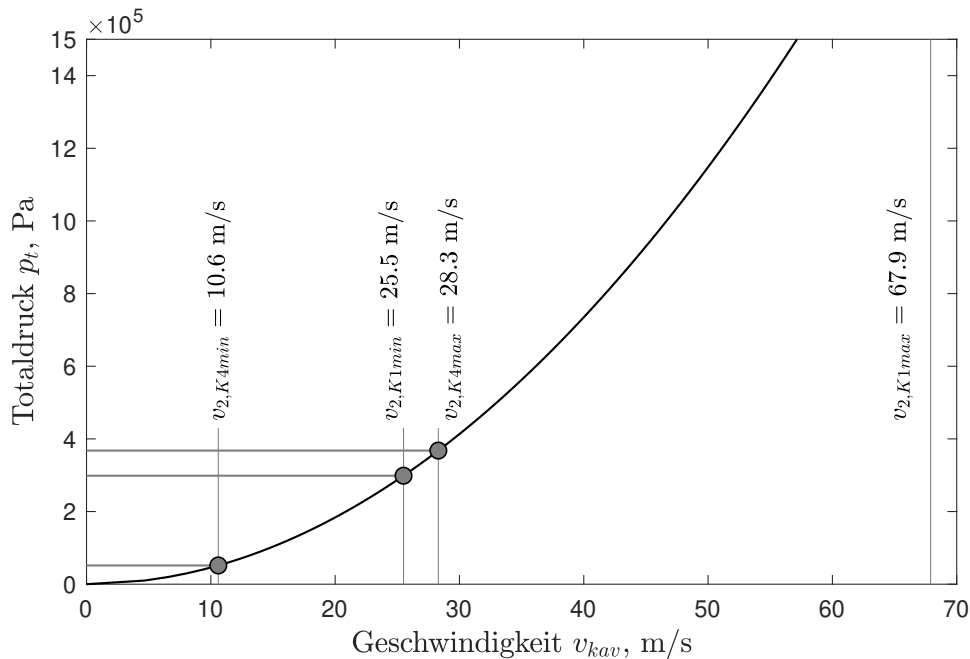
Das Druckniveau in der Bohrung wird von der Ausströmung aus dem Rotor bestimmt und hängt von dem Gesamtvolumenstrom  $\dot{V}_t$  ab. Die Auswahl an Konfigurationen mit fünf (K1) und zwölf Bohrungen (K4) wird deshalb so erweitert, dass gleiche Durchströmgeschwindigkeiten  $v_2$  bei verändertem Druckniveau, realisiert durch einen anderen Volumenstrom  $\dot{V}_t$ , erreicht werden. Dies geschieht durch eine Konfiguration mit sieben (K2) und neun Bohrungen (K3).

Anhand Abbildung 3.5 ist zu erkennen, dass der maximale Volumenstrom  $\dot{V}_t$  und die nach Gleichung 3.4 resultierende Geschwindigkeit  $v_2$  für Konfiguration 1 nicht erreicht werden kann, da zum Erreichen dieser Geschwindigkeit ein höherer Vordruck als die zulässigen 15 bar notwendig sind. Für Konfiguration 4 ist ein geringerer Vordruck  $p_t = 3,7 \text{ bar}$  notwendig, um den





**Abbildung 3.4** – Schnittdarstellung der untersuchten Konfigurationen an Einlassbohrungen in  $r$ - $\theta$ -Ebene mit  $l/d = 1,56$ .



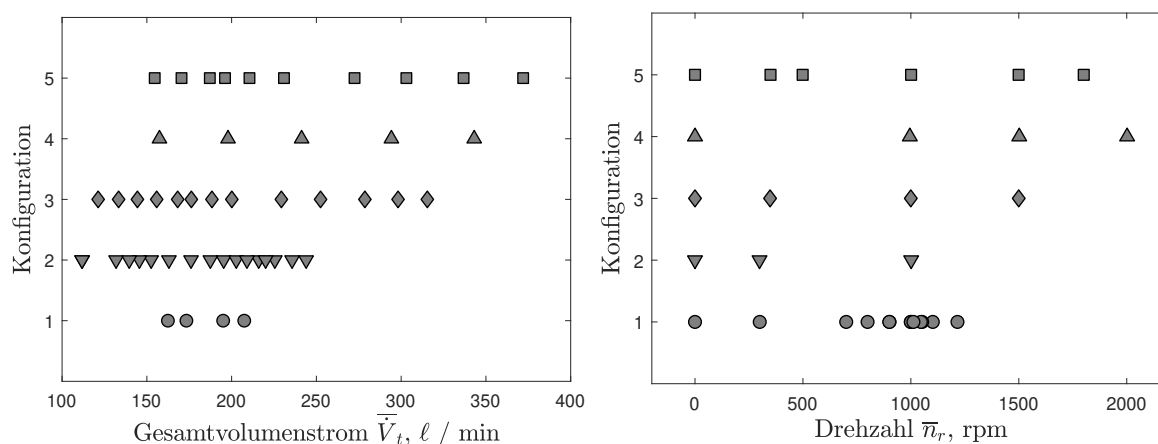
**Abbildung 3.5** – Totaldruck  $p_t$  (nach Gl. 3.5) bei Beschleunigung auf Geschwindigkeit  $v_2$  (nach Gl. 3.4) und Erreichen des Dampfdrucks  $p_2 = p_D$ .

maximalen Durchfluss zu erreichen. Ergänzend wird eine fünfte Konfiguration untersucht, die wiederum fünf Bohrungen mit  $l/d = 1,57$  hat, welche jedoch um den Faktor zwei skaliert sind, wodurch sich die Gesamtfläche der Bohrungen vervierfacht. Diese Konfiguration unterscheidet sich zudem in ihrem Verhältnis von Bohrungsdurchmesser zu Spalthöhe  $\frac{d}{d_2-d_i}$  um den Faktor 2, da die Abmessungen des Rotorringspalts im Rahmen dieser Arbeit nicht verändert wurden.

### 3.4 Experimentelles Vorgehen und Datenerfassung

Wie in den vorherigen Abschnitten dargelegt, sind die Randbedingungen bezüglich des Volumenstroms und der Rotordrehzahl für die Versuche sowohl durch die von der Prüfstandsperipherie bereitgestellten Möglichkeiten, als auch durch die Konstruktion und durch die eingesetzte Messtechnik, begrenzt. Durch die Auswahl an verschiedenen Konfigurationen soll ein möglichst breiter Bereich des Volumenstroms und der Rotordrehzahl untersucht werden. Die erreichbaren Volumenströme können a priori nicht genau vorhergesagt werden, da das Durchströmverhalten nicht genau bekannt ist. Hinzu kommt, dass der über die Kolbendichtringe austretende Leckagestrom vom anliegenden Druck im Ringspalt zwischen Rotor und Stator, von der jeweiligen Drehzahl und der jeweiligen Einbausituation abhängt. Der Durchfluss durch die Bohrungen kann deshalb nicht genau a priori bestimmt werden.

Für jede Konfiguration wurde ein Versuchsplan bezüglich des in die Testsektion eintretenden Volumenstroms  $\dot{V}_e$  und der Rotordrehzahl  $n_r$  durchlaufen. Jeweils einer der beiden Parameter ist konstant, während der zweite vom unteren Ende des Betriebsbereichs zunächst erhöht wird, bis die obere Begrenzung des Betriebsbereichs erreicht wird, woraufhin der Parameter wieder verringert wird. Dies wurde für beide Parameter durchgeführt, sodass entweder der eintretende



(a) Konstanter Volumenstrom bei Variation der Rotordrehzahl.

(b) Konstante Rotordrehzahl bei Variation des Volumenstroms.

**Abbildung 3.6** – Realisierte Messreihen mit einem konstanten Parameter für alle Konfigurationen.

Volumenstrom  $\bar{V}_e$  oder die Rotordrehzahl  $n_r$  variiert wurden. Die Messdaten werden mit einer Rate von 500 Hz erfasst, gemittelt und einmal pro Sekunde ausgegeben. Da auch der jeweils nicht variierte Parameter und davon direkt abgeleitete Variablen Schwankungen unterliegen, werden diese Größen über die Messreihe gemittelt, sodass für eine Größe  $a$  ein mittlerer Wert

$$\bar{a} = \frac{\sum_{j=1}^{n_s} a_j}{n_s} \quad (3.6)$$

bestimmt werden kann. In Abbildung 3.6 ist der so angefahrne Betriebsbereich des Gesamtvolumenstroms  $\bar{V}_t$  und der Rotordrehzahl  $\bar{n}_r$  dargestellt.

Die Messdaten, sowie die für die Prüfstandsüberwachung notwendigen Daten werden mit einem cDAQ System der Firma National Instruments aufgenommen und an den Rechner per USB Schnittstelle zur Aufzeichnung weitergegeben. Im Anhang C ist der Ablauf der Datenerfassung in einem Flussdiagramm dargestellt. Die Strom- und Spannungssignale werden digitalisiert und die Frequenz der digitalen Signale der Volumenstrommessgeräte und der Drehmomentmesswelle für die Rotordrehzahl werden direkt über einen Vergleich mit einem Zähler (engl. Counter) ausgewertet. Die Spannungssignale der im Rotor befindlichen Sensoren werden mittels eines Telemetriesystems der Firma datatel berührungslos übertragen und von einem zweiten NI-Gerät, welches mit dem cDAQ synchronisiert ist, erfasst.

### 3.5 Genauigkeit von Messgrößen und Korrelationsparametern

In Tabelle 3.2 sind die für die Untersuchung eingesetzten Sensoren, sowie ihre jeweilige Messunsicherheit aufgelistet. Es sind der Sensortyp, die jeweilige Position im Testbereich bzw. der Prüfstandsperipherie und die Genauigkeit aufgeführt. Alle Drucksensoren sind als Wheatstone'sche Vollbrücken ausgeführt und haben eine mit einem Dehnmessstreifen bestückte, drucksensitive Fläche mit einem Durchmesser  $d \leq 2 \text{ mm}$ . Die Sensoren im Stator sind etwas hinter der überströmten Oberfläche zurückgesetzt, während die Sensoren im Rotor eine frontbündige

Membran aufweisen, die bündig mit der Oberfläche verbaut wurde. Die Drucksensoren wurden vor Einbau in den Testbereich mittels eines Druckkalibrators (Typ DPI 515, GE) kalibriert. Dadurch ergibt sich eine verbleibende Abweichung von  $\pm 2 \cdot 10^{-3}$  bar.

Die Volumenstromsensoren funktionieren über ein Schaufelrad, das von der Strömung angetrieben wird. Es wird ein zur Drehzahl proportionales Rechtecksignal ausgegeben. Die Sensoren wurden im eingebauten Zustand durch den Vergleich mit einem sehr viel genaueren Coriolis-Massestrommessgerät (Typ Optimass 4600 C, Krohne) im Bereich bis  $50 \text{ l min}^{-1}$  bei  $40^\circ\text{C}$  kalibriert. Durch die unmittelbare Auswertung der Drehfrequenz des Schaufelrads kommt es zu zeitlichen Schwankungen. Durch den Vergleich mit dem Referenzmessgerät wurde eine Unsicherheit von 2 % bei einer Mittelung über 50 Messwerte abgeschätzt.

Die im äußeren Ringspalt verbauten Thermoelemente sind vom Typ T. Es sind drei Sensoren mit einer Genauigkeit von jeweils  $\pm 1$  K installiert, um mögliche Ausfälle kompensieren zu können.

Aus den in Tabelle 3.2 aufgeführten Daten lassen sich nach Kline und McClintock (1953) die Genauigkeiten für abgeleitete Kenngrößen bestimmen. Die so bestimmte maximale Abweichung für den in dieser Arbeit erreichten Betriebs- und Wertebereich sind für den  $c_d$ -Wert nach Gl. 2.7 2,3%, für das Verhältnis aus Anströmgeschwindigkeit und idealer Durchströmgeschwindigkeit im rotierenden System  $\frac{v_{1\theta,rel}}{v_{2,rel,id}}$  nach Gl. 2.18 und 2.22 2,2%, für den Kavitationsparameter  $K_{kav}$  nach Gl. 2.13 2,2% und für die Reynoldszahl  $Re_d$  nach Gleichung 2.9 3,8%, wie in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Der resultierende Fehler ist demnach klein.

Mit dem zuvor vorgestellten Prüfstand und der eingesetzten Messtechnik werden Versuche durchgeführt mit dem Ziel, die Strömung von Flüssigkeit durch eine rotierende Wellenbohrung zu untersuchen. Der Prüfstand erlaubt die Untersuchung verschiedener Konfigurationen und die Zielgrößen sind mit nur sehr geringen Fehlern behaftet.

**Tabelle 3.2** – Verwendete Messtechnik und Genauigkeit

Bezeichnung	Typ	Position	Messbereich	Genauigkeit
<b>Druck</b>				
PS1a; b	PAA-M5-HB (2 x)	Einlassstutzen	0 – 30 bar	$\pm 2 \cdot 10^{-3}$ bar
PS2a; b; c	PAA-M5-HB (3 x)	r= 127 mm z= -16,1 mm $\theta = 0^\circ; 30^\circ; 60^\circ$	0 – 30 bar	$\pm 2 \cdot 10^{-3}$ bar
PR1	EPB-C12	r= 93,55 mm z= 22,4 mm $\theta = 180^\circ$	0 – 35 bar	$\pm 2 \cdot 10^{-3}$ bar
PR2	EPB-C12	r= 93,55 mm z= 51,4 mm $\theta = -70^\circ$	0 – 35 bar	$\pm 2 \cdot 10^{-3}$ bar
PR3	EPB-C12	r= 93,55 mm z= 97,0 mm $\theta = 144^\circ$	0 – 35 bar	$\pm 2 \cdot 10^{-3}$ bar
PR4	EPB-C12	r= 93,55 mm z= 111,0 mm $\theta = 0^\circ$	0 – 35 bar	$\pm 2 \cdot 10^{-3}$ bar
<b>Volumenstrom in drei Einläs- sen</b>	FCH-SE-Ms (3 x)	Ölsystem ④ in Abb. 3.2	5 – 400 $\ell \text{ min}^{-1}$	$\pm 2\%$
<b>Drehzahl</b>	DR-2212	Antriebsstrang ⑪ in Abb. 3.2	0 – 12 000 $\text{min}^{-1}$	$\pm 0,1\%$ v.E.
<b>Drehmoment</b>	DR-2212	Antriebsstrang ⑪ in Abb. 3.2	0 – 100 N m	$\pm 0,1\%$ v.E.
<b>Leckagemasse</b>	H10A	⑧ in Abb. 3.2	0 – 30 kg	$\pm 1\%$
<b>Öltemperatur im Ringspalt</b>	Typ T Ther- moelement (3 x)	r= 151,5 mm z= 0 mm $\theta = 136^\circ; 180^\circ;$ 224°	-250 – 350 °C	$\pm 1 \text{ K}$

**Tabelle 3.3** – Genauigkeit der abgeleiteten Kenngrößen

Größe	$c_d$	$\frac{v_{1\theta,rel}}{v_{2,rel,id}}$	$K_{kav}$	$Re_d$
<b>Abweichung [%]</b>	2,3	2,2	2,2	3,8

## 4 Charakterisierung der Durchströmung einer rotierenden Bohrung

Um die in Kapitel 2.5 formulierte Fragestellung zu beantworten, werden experimentelle Untersuchungen der Durchströmung einer rotierenden Bohrung mit einem Verhältnis von Länge zu Durchmesser von  $l/d = 1,56$ , wie in Kapitel 3 dargelegt, durchgeführt. Zu Beginn wird auf Grundlage der in Kapitel 2 gewonnenen Erkenntnisse die Durchströmung durch die rotierende Bohrung bei einer Variation der anliegenden Drücke, sowie der Bohrungsgeschwindigkeit diskutiert. Darauf aufbauend werden mittels der gewonnenen Daten die auftretenden Strömungsphänomene erläutert. Dazu werden zusätzlich Ergebnisse von numerischen Untersuchungen herangezogen, die einen detaillierteren Einblick in die Druck- und Geschwindigkeitsfelder ermöglichen. Abschließend wird der Durchflusskoeffizient  $c_d$  mit dimensionslosen Größen korreliert, die den Einfluss von Rotation und Kavitation beschreiben.

### 4.1 Systembeschreibung der Rotordurchströmung

Wirkt eine Druckdifferenz zwischen zwei Punkten, wie auf den beiden Seiten einer Bohrung, auf eine bis dahin ruhende Flüssigkeit, so wird diese in Bewegung versetzt und eine Strömung entsteht. Bei der Durchströmung einer Bohrung kann das Fluid der Wandkontur durch die plötzliche Verengung nicht folgen und löst von der Wand ab. In den wandnahen Bereichen kommt es zu lokalen Rückströmungsgebieten. Bei ausreichender Länge der Bohrung wird sich die Strömung wieder an die Wand anlegen, wie von Ward-Smith (1971) und in Kapitel 2.1.1 erläutert.

Eine Steigerung der Druckdifferenz führt zu einer Beschleunigung der Strömung, bis der Impuls des Fluids und die Summe der Druckkräfte, sowie für eine reale Strömung die der Reibungskräfte, im Gleichgewicht sind. Wird nun bei einer durchströmten Bohrung der Druck stromauf erhöht, während der Druck stromab konstant bleibt, so steigt die Geschwindigkeit und folglich der Massenstrom an. Das Fluid wird in die Bohrung beschleunigt, was in lokalen Übergeschwindigkeiten und somit Minima des statischen Drucks resultiert (vgl. Gl. 2.2). Wird der Dampfdruck des Fluids lokal unterschritten, bilden sich dort Gasblasen, die im Vergleich zur umgebenden Flüssigkeit eine sehr viel geringere Dichte haben und somit Flüssigkeit verdrängen. Dieser Vorgang, Kavitation, beginnt lokal an den Orten, an denen der Druck am geringsten ist, also im Bereich der Vena Contracta und an der Einlasskante der Bohrung. Von ihrem Entstehungsort werden Gasblasen stromab transportiert und gelangen in Bereiche höheren Drucks, wo sie wieder in Flüssigkeit zusammenfallen. Steigt der Druck stromauf der Bohrung weiter, so wächst der Bereich, in dem der Dampfdruck unterschritten wird.

Wird, ausgehend von diesem Zustand der Kavitation, der Druck stromab der Bohrung erhöht, führt dies dazu, dass ein Teil des Dampfes wieder kondensiert, da das Druckniveau in der Bohrung steigt. Die Druckerhöhung erstreckt sich bis zum Kavitationsgebiet, wo zunächst Dampf zu Flüssigkeit wird. Erst wenn der Druck stromab der Bohrung so weit angestiegen ist, dass die

Kavitationsgebiete verschwinden, muss bei zunehmendem Gegendruck der Druck stromauf der Bohrung steigen, um den Volumenstrom durch die Bohrung konstant zu halten.

Im Fall von Kavitation in der Bohrung ist der durchgesetzte Volumenstrom vom Druck stromauf der Bohrung und vom Dampfdruck des Fluids bestimmt, während der Druck stromab der Bohrung keinen Einfluss auf den Volumenstrom hat (vgl. Gl. 2.14).

Eine Bewegung der Bohrung durch Rotation, führt zu einer Geschwindigkeitskomponente quer zur Bohrungsachse und somit zu einer Schräganströmung der Bohrung im mitbewegten System. Im Vergleich zur unbewegten Bohrung kommt es zu einer stärkeren Einschnürung und zu einem geringeren Druck an der Vena Contracta. Dies begünstigt das Entstehen von Kavitation.

Der Prüfstands Aufbau ermöglicht keine unabhängige Änderung des Drucks stromauf und stromab der Bohrung. Stattdessen hängt der Druck vom Gesamtvolumenstrom  $\dot{V}_t$ , der Rotordrehzahl  $n_r$  und der jeweiligen Konfiguration ab. Stromab der Auslassbohrung aus dem Rotor (vgl. Abbildung 3.3) herrscht Umgebungsdruck. Mit steigendem Volumenstrom  $\dot{V}_t$  steigt der Druck im Rotor an (Sensorpositionen PR1 - PR4). Stromab der Strömungsumlenkung in radiale Richtung zum Rotorauslass hin wirkt die Zentrifugalkraft in Strömungsrichtung. Dadurch sinkt der Druck in Richtung des Rotorzentrums, also stromab der Einlassbohrung, mit steigender Rotordrehzahl  $n_r$ . Der Druck stromauf der Einlassbohrung hängt nun sowohl vom Druck im Rotor - stromab der Einlassbohrung - als auch von den Phänomenen in der Bohrung ab, die wiederum auch vom Druck im Rotor sowie dem Volumenstrom und der Rotordrehzahl beeinflusst werden.

Diese komplexen Zusammenhänge sollen in den folgenden Abschnitten erläutert werden. Zunächst wird der Druck stromauf und stromab der Einlassbohrung in Abhängigkeit der Rotordrehzahl  $n_r$  und des durchgesetzten Volumenstroms  $\dot{V}_t$ , beziehungsweise der Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung  $v_B$  und der Durchflussgeschwindigkeit  $v_2$ , diskutiert. Durch den Einsatz der verschiedenen Konfigurationen kann hier eine große Variation erreicht werden. Mit dimensionslosen Parametern können die Konfigurationen miteinander verglichen und mögliche Unterschiede festgestellt werden.

## 4.2 Diskussion des Druckverlaufs stromauf und stromab der rotierenden Bohrung

Der statische Druck stromab der Bohrung hängt vom Gesamtvolumenstrom, der in den Rotor eintritt  $\dot{V}_t$ , und der Rotordrehzahl  $n_r$  ab. In Abbildung 4.1 ist der Druck stromauf und stromab der Bohrung für einen nach Gleichung 3.6 über die Messreihe gemittelten Gesamtvolumenstrom von  $\bar{V}_t = 162,4 \ell \text{ min}^{-1}$  ( $\star$ ) und  $\bar{V}_t = 207,4 \ell \text{ min}^{-1}$  ( $\circ$ ) für die Konfiguration 1 und von  $\bar{V}_t = 210,5 \ell \text{ min}^{-1}$  ( $\square$ ) und  $\bar{V}_t = 372,0 \ell \text{ min}^{-1}$  ( $\triangleleft$ ) für die Konfiguration 5 über der Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung  $v_B$  aufgetragen.

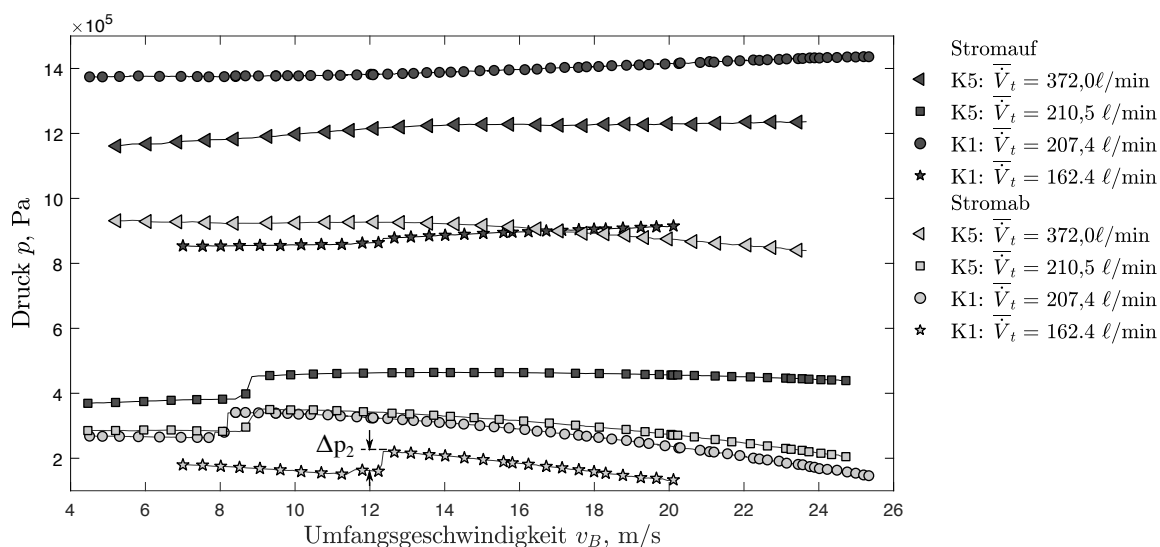
Der Druck stromab der Bohrung (hellgraue Symbole) steigt mit dem Gesamtvolumenstrom an. Für die drei Fälle mit den geringsten Volumenströmen kann ein plötzlicher Druckanstieg  $\Delta p_2$  in Abhängigkeit von  $v_B$  stromab beobachtet werden, welcher in Abbildung 4.1 für  $\bar{V}_t = 162,4 \ell \text{ min}^{-1}$  ( $\star$ ) exemplarisch eingetragen ist. Dieser Drucksprung wurde an allen Messstellen im Rotor PR1 bis PR4 gleichzeitig und in gleicher Höhe festgestellt. Der Druckverlauf ist für die beiden Fälle mit Konfiguration 1 und 5 mit annähernd gleichem Gesamtvolumenstrom von  $\bar{V}_t = 207\text{-}210 \ell \text{ min}^{-1}$  ( $\circ$  und  $\square$ ) nahezu identisch: Mit steigender Umfangsgeschwindigkeit sinkt der statische Druck, allerdings kommt es im Bereich zwischen  $v_B = 8 \text{ m s}^{-1}$  -  $9 \text{ m s}^{-1}$  zu einem diskreten Druckanstieg um  $\Delta p_2 = 1 \text{ bar}$ . Mit  $\bar{V}_t = 162,4 \ell \text{ min}^{-1}$  ( $\star$ ) tritt der Sprung bei einer Umfangsgeschwindigkeit von ungefähr  $12,5 \text{ m s}^{-1}$  auf, was die Vermutung zulässt, dass der Sprung mit sinkendem Volumenstrom bei höheren Umfangsgeschwindigkeiten auftritt. Für den höchsten gezeigten Gesamtvolumenstrom ist der Drucksprung nicht zu erkennen, möglicherweise tritt er bei einer Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung  $v_B < 5 \text{ m s}^{-1}$  auf. Da der Drucksprung an allen Sensorpositionen im Rotor beobachtet werden kann, ist anzunehmen, dass die Ursache stromab der Sensorposition PR4 liegt.

Der Druck stromauf der Bohrung ist in Abbildung 4.1 mit dunkelgrauen Symbolen eingetragen. Bei einem Gesamtvolumenstrom von  $\bar{V}_t = 207\text{-}210 \ell \text{ min}^{-1}$  für die Konfiguration 5 ist der Druck stromauf etwa 1 bis 2 bar höher als stromab ( $\square$ ), während für die Konfiguration 1 ( $\circ$ ) die Differenz etwa 11 bar beträgt. Der Grund liegt in der höheren Strömungsgeschwindigkeit  $v_2$  durch die Bohrungen der Konfiguration 1: Durch die unterschiedliche gesamte Querschnittsfläche (vgl. Abbildung 3.4) ist diese vier Mal größer, was in höheren Verlusten resultiert.

Zudem ist festzustellen, dass der stromab der Bohrung beobachtete Drucksprung  $\Delta p_2$  mit Konfiguration 5 bei  $\bar{V}_t = 210,5 \ell \text{ min}^{-1}$  ( $\square$ ) stromauf transportiert wird und eine Änderung des Drucks  $\Delta p_1 \approx \Delta p_2$  bewirkt. Für den in Abbildung 4.1 gezeigten Fall mit einem Gesamtvolumenstrom von  $\bar{V}_t = 162,4 \ell \text{ min}^{-1}$ , der durch Bohrungen der Konfiguration 1 strömt ( $\star$ ), ist bei  $v_B \approx 12,5 \text{ m s}^{-1}$  eine Änderung im Druck zu erkennen, die allerdings sehr viel kleiner ist, als der korrespondierende Sprung stromab der Bohrung. Für den höheren Volumenstrom von  $\bar{V}_t = 207,4 \ell \text{ min}^{-1}$  mit Konfiguration 1 ( $\circ$ ) tritt der Drucksprung stromauf nicht auf. Der Grund dafür ist nicht direkt erkennbar und wird in den folgenden Abschnitten erläutert.

Die Bedingungen, von denen das Auftreten des Drucksprungs stromab der Bohrung abhängt, werden im Folgenden erläutert. In Abbildung 4.2 ist die Durchströmungsgeschwindigkeit durch die





**Abbildung 4.1** – Druck  $p$  stromauf und stromab der rotierenden Bohrung für verschiedene Gesamtvolumenströme mit Konfigurationen 1 und 5 über der Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung  $v_B$ . Symbole repräsentieren den Gesamtvolumenstrom. Dunkelgraue Symbole: Druck stromauf der Bohrung (PS1). Hellgraue Symbole: Druck stromab der Bohrung (PR2).

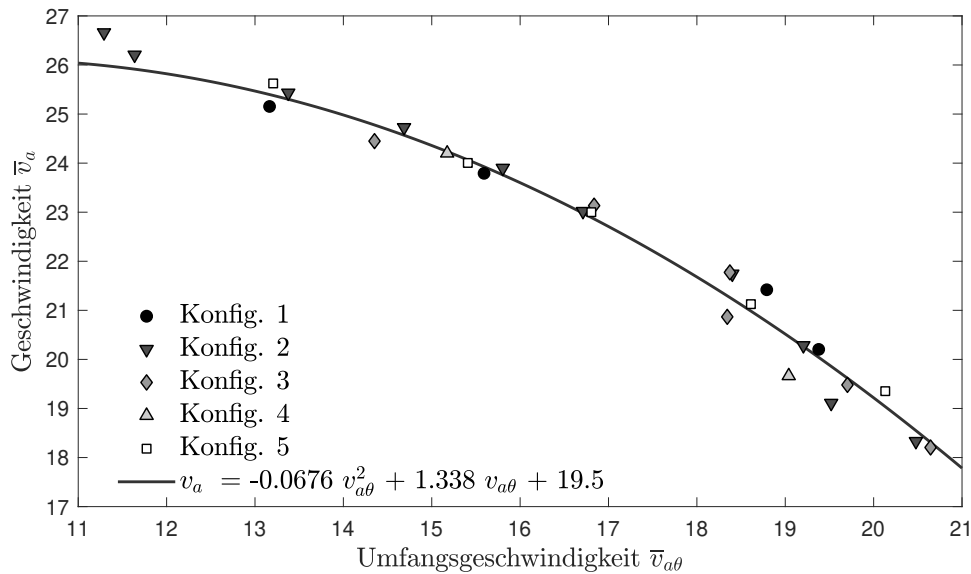
Auslassbohrungen aus dem Rotor mit dem Durchmesser  $d_a$

$$\bar{v}_a = \frac{\bar{V}_t}{5 \pi (d_a/2)^2}, \quad (4.1)$$

die proportional zum Gesamtvolumenstrom ist, über der Umfangsgeschwindigkeit der Auslassbohrung

$$v_{a\theta} = 2 \pi f \frac{d_a}{2} = v_B \frac{d_a}{d_1}, \quad (4.2)$$

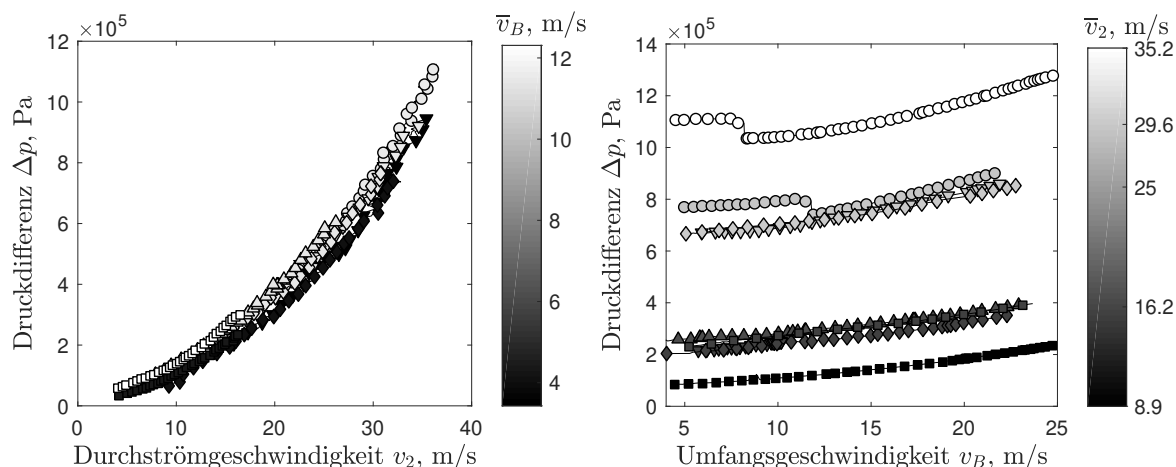
bei der der Drucksprung stromab der Bohrung  $\Delta p_2$  auftritt, für alle fünf Konfigurationen aufgetragen. Die Konfigurationen sind über verschiedene Symbole gekennzeichnet. Es wird deutlich, dass der Drucksprung von diesen beiden Geschwindigkeiten  $v_{a\theta}$  und  $\bar{v}_a$  abhängt und unabhängig von der jeweiligen Konfiguration der Einlassbohrung ist. Es lässt sich ein Zusammenhang zwischen der Umfangsgeschwindigkeit der Auslassbohrung  $v_{a\theta}$  und der Durchströmgeschwindigkeit durch die Auslassbohrung  $\bar{v}_a$  erkennen und mittels einer quadratischen Regression beschreiben. Eine Interaktion zwischen Ein- und Auslassbohrungen kann somit ausgeschlossen werden. Die Ursache für den Drucksprung liegt an den Auslassbohrungen. Eine mögliche Ursache ist ein Regimewechsel der Durchströmung der Auslassbohrung: Das Einsetzen von Kavitation mit Ablösung der Strömung. Kann sich die Strömung bis zur Auslasskante nicht wieder anlegen, wird Luft von außen in die Auslassbohrung transportiert, was zum hydraulischen Umschlag führt. Ein Anhaltspunkt dafür, dass ein hydraulischer Sprung vorliegt, ist die plötzliche Natur des Sprungs, wodurch die Druckdifferenz über die Auslassbohrung bei konstantem Volumenstrom schlagartig steigt und somit der  $c_d$ -Wert sinkt. Dies ist mit der in Abbildung 2.8 dargestellten Änderung des  $c_d$ -Werts vergleichbar, was von Nurick et al. (2007) als hydraulischer Sprung identifiziert wurde.



**Abbildung 4.2** – Durchströmgeschwindigkeiten in der Auslassbohrung  $\bar{v}_a$  über korrespondierender Umfangsgeschwindigkeit  $v_{a\theta}$ , bei denen der Drucksprung stromab der Bohrung  $\Delta p_2$  auftritt. Symbolfarbe und -form repräsentieren die Konfiguration.

Der durch den hydraulischen Sprung erreichte Zustand ist stabil, was sich darin äußert, dass eine Hysterese beobachtet werden kann: Der Druck sinkt bei einer Verringerung der Rotordrehzahl erst bei Erreichen einer deutlich geringeren Umfangsgeschwindigkeit ( $\Delta v_{1\theta} > 2 \text{ ms}^{-1}$ ) als der Umfangsgeschwindigkeit, bei der der Drucksprung auftritt. Mit dem bestehenden Prüfstands-aufbau ist wegen der eingeschränkten Zugänglichkeit zu den Auslassbohrungen keine genauere Untersuchung dieses Phänomens möglich, sodass diese Erklärung im Rahmen dieser Arbeit nicht abschließend abgesichert werden konnte. Für die Diskussionen der Strömung durch die Einlassbohrung ist eine Interpretation des statischen Drucks stromab der Bohrung als Randbedingung möglich und sinnvoll.

Wie im vorherigen Kapitel diskutiert, ist die anliegende Druckdifferenz über die Bohrung der bestimmende Parameter für die resultierende Durchströmung. In Abbildung 4.3 ist die Differenz der statischen Drücke an den Positionen PS1a und PR2 sowohl über der Durchströmgeschwindigkeit  $v_2$ , als auch über der Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung  $v_B$  aufgetragen. Der jeweils nicht variierte Parameter  $\bar{v}_B$  beziehungsweise  $\bar{v}_2$  ist über die Messreihe nach Gleichung 3.6 gemittelt, um einen konstanten Referenzwert zu erhalten. Die Druckdifferenz ist in Abbildung 4.3a für zwei Bereiche der Umfangsgeschwindigkeit aufgetragen, die sich aus Rotordrehzahlen zwischen  $300 \text{ min}^{-1}$  und  $350 \text{ min}^{-1}$ , sowie  $1000 \text{ min}^{-1}$  ergeben. Es wird deutlich, dass die Druckdifferenz bei höherer Umfangsgeschwindigkeit größer ist. Dies wird auch aus Abbildung 4.3b ersichtlich: Für alle Konfigurationen und Durchströmgeschwindigkeiten nimmt die Druckdifferenz mit der Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung  $v_B$  zu. Es ist beispielhaft die Druckdifferenz bei vier Durchströmgeschwindigkeiten  $\bar{v}_2 = 8,9, 16,2, 29,6$  und  $35,2 \text{ m s}^{-1}$  über der Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung  $v_B$  dargestellt, die für die Konfigurationen 1 bis 5 mit verschiedenen Gesamtvolumenströmen bei einer Erhöhung der Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung erreicht wurden. Die aus diesen Gruppen entstehende mittlere Durchflussgeschwindigkeit ist mittels der



(a) Druckdifferenz über die Einlassbohrung in Abhängigkeit der Durchströmgeschwindigkeit  $v_2$ . Graustufen repräsentieren die Umfangsgeschwindigkeit  $\bar{v}_b$ .

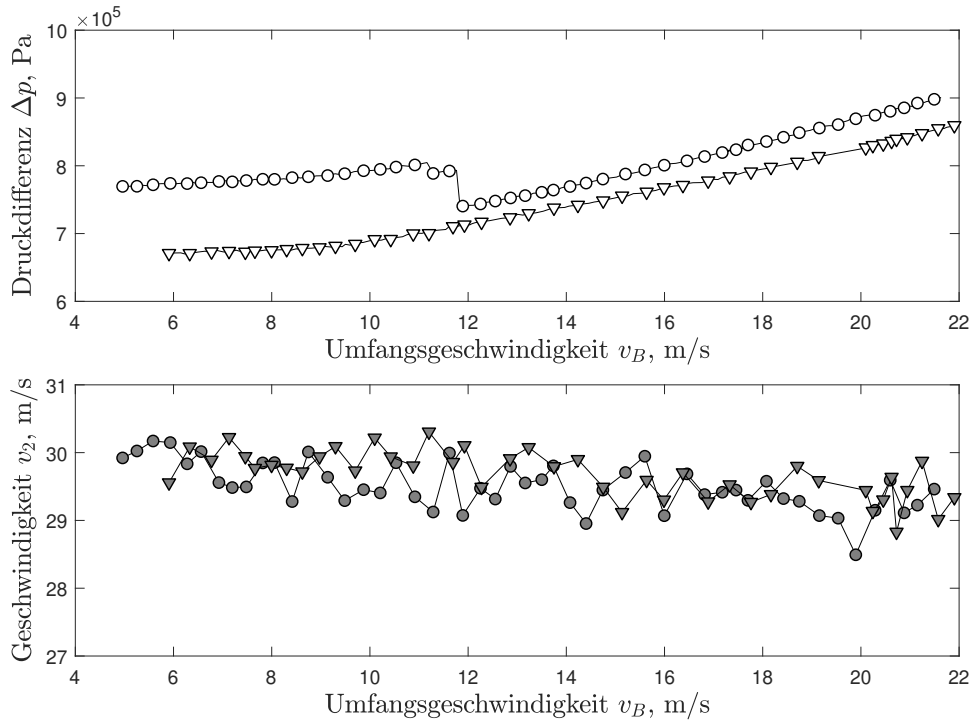
(b) Druckdifferenz über die Einlassbohrung in Abhängigkeit der Umfangsgeschwindigkeit  $v_B$ . Graustufen repräsentieren die Durchflussgeschwindigkeit  $\bar{v}_2$ , deren Werte in der Legende zu finden sind.

**Abbildung 4.3** – Druckdifferenz über die Einlassbohrung. Symbole repräsentieren die jeweilige Konfiguration: ○ K1; ▽ K2; ◇ K3; △ K4; □ K5

Grauskala wiedergegeben. Die unterste Kurve mit  $\bar{v}_2 = 8,9 \text{ m s}^{-1}$  resultiert aus den Drücken, wie sie in Abbildung 4.1 für Konfiguration 5 mit  $\bar{V}_t = 210,5 \text{ l min}^{-1}$  eingetragen sind. Dort wurde sowohl für den Druck stromab der Bohrung  $p_2$  als auch für den Druck stromauf der Bohrung  $p_1$  ein Drucksprung bei Änderung der Bohrungsgeschwindigkeit beobachtet. In Abbildung 4.3b ist aus der Differenz der Druckverläufe stromauf  $p_1$  und stromab  $p_2$  für diesen Fall keine plötzliche Änderung der Druckdifferenz über der Bohrung zu erkennen, wodurch sich feststellen lässt, dass der Drucksprung stromauf der Bohrung  $\Delta p_1$  gleich groß wie der Drucksprung stromab der Bohrung  $\Delta p_2$  ist.

Im Kontrast dazu ist bei der obersten Kurve mit  $\bar{v}_2 = 35,2 \text{ m s}^{-1}$ , welche die Druckdifferenz für den nahezu gleichen Gesamtvolumenstrom mit  $\bar{V}_t = 207,4 \text{ l min}^{-1}$ , jedoch mit Konfiguration 1 darstellt, eine deutliche Änderung der Druckdifferenz bei  $v_B = 7,9 \text{ m s}^{-1}$  erkennbar. Der Vergleich mit den Druckverläufen stromauf  $p_1$  und stromab  $p_2$  der Bohrung in Abbildung 4.1 (○) zeigt, dass in diesem Fall ein Sprung stromab der Bohrung  $\Delta p_2$  auftritt, stromauf jedoch nicht. Durch den näherungsweise gleichen Gesamtvolumenstrom von  $\bar{V}_t = 207,4 - 210,5 \text{ l min}^{-1}$  ist das Druckniveau stromab der Bohrung gleich, die Druckdifferenz und somit die Durchströmgeschwindigkeit deutlich unterschiedlich.

Interessant ist nun insbesondere die Gruppe mit einer Geschwindigkeit  $\bar{v}_2 = 29,6 \text{ m s}^{-1}$ . Mit Konfiguration 1 ○ wird der Drucksprung stromab der Bohrung  $\Delta p_2$  nicht, oder nur in sehr geringem Maße stromauf transportiert, wodurch es effektiv zu einem Absinken der anliegenden Druckdifferenz kommt. Für Konfigurationen 2 ▽ und 3 ◇ steigt die Druckdifferenz dagegen mit  $v_B$  kontinuierlich an. Durch die Konfigurationen 2 und 3 strömt durch die höhere Bohrungsanzahl ein höherer Gesamtvolumenstrom  $\bar{V}_t$ , wodurch der Druck stromab der Bohrung  $p_2$  höher ist. Das Auftreten einer plötzlichen Änderung der Druckdifferenz wurde somit eher bei hohen Druckdifferenzen über die Bohrung und niedrigeren Drücken stromab der Bohrung beobachtet.



**Abbildung 4.4** – Druckdifferenz über die Einlassbohrung (oben) und zugehörige Durchflussgeschwindigkeit  $v_2$  (unten) über der Umfangsgeschwindigkeit  $v_B$  für die Konfigurationen 1 ( $\circ$ ) und 2 ( $\nabla$ ).

Bisher wurde als Durchströmgeschwindigkeit immer der über die Messreihe gemittelte Wert nach Gleichung 3.6 verwendet. Um die Frage zu beantworten, ob es durch die Verringerung der Druckdifferenz zu einer Verringerung der Durchströmgeschwindigkeit  $v_2$  kommt, ist in Abbildung 4.4 zusätzlich zum Verlauf der Druckdifferenz noch die korrespondierende Durchströmgeschwindigkeit  $v_2$  aufgetragen. Es werden zwei Fälle gleicher mittlerer Durchströmgeschwindigkeit  $\bar{v}_2 = 29,6 \text{ m s}^{-1}$  jedoch unterschiedlicher Konfigurationen betrachtet. Für Konfiguration 1 ( $\circ$ ) sinkt die Druckdifferenz mit steigender Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung  $v_B$  durch den Drucksprung stromab der Bohrung  $\Delta p_2$  und steigt dann an, bei Konfiguration 2 ( $\nabla$ ) ist ein kontinuierlicher Anstieg der Druckdifferenz zu beobachten. Die Messwerte für die Durchflussgeschwindigkeit korrespondieren zeitlich mit den jeweiligen Druckwerten. Es wird deutlich, dass die Durchflussgeschwindigkeit Schwankungen unterliegt, diese treten in beiden Fällen in gleicher Größe auf und sind auf die eingesetzte Messtechnik zurückzuführen. Es kann hier keine Änderung der Durchflussgeschwindigkeit aufgrund der Änderung der Druckdifferenz im Bereich zwischen  $v_B = 12$  und  $13 \text{ m s}^{-1}$  festgestellt werden. Auch für andere Betriebspunkte kommt es zu keiner Änderung der Durchflussgeschwindigkeit. Der Drucksprung stromab der Bohrung  $\Delta p_2$  führt in diesen Fällen zu einer Erhöhung des Durchflusskoeffizienten.

Dieses Verhalten lässt sich mit dem Auftreten von Kavitation erklären, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben: Der Druckanstieg stromab der Bohrung hat keinen Einfluss auf den durchgesetzten Volumenstrom. Durch den beobachteten Drucksprung  $\Delta p_2$  kommt es zu einem Schrumpfen der Kavitationsgebiete, da die Bereiche in denen der lokale Druck den Dampfdruck  $p_D$  erreicht wird

kleiner werden. Die Dampfblasen in diesen Bereichen fallen zu Flüssigkeit zusammen, was die Durchströmung durch die Bohrung verbessert und somit die Verluste bei gleicher mittlerer Durchströmgeschwindigkeit  $\bar{v}_2$  verringert. Dies lässt sich schlussendlich durch eine Erhöhung des Durchflusskoeffizienten nach Gleichung 2.7 ausdrücken.

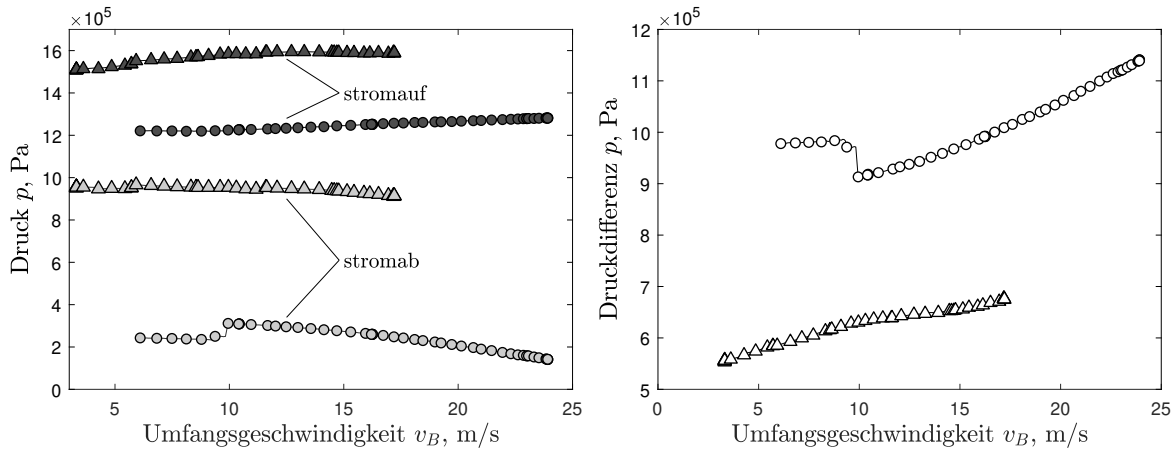
Diese These soll im folgenden Abschnitt durch den Vergleich der Ergebnisse der numerischen und experimentellen Untersuchung von zwei verschiedenen Fällen untermauert werden. Die beiden Fälle wurden so ausgewählt, dass bei dem ersten Fall Kavitation auftritt und bei dem zweiten nicht.

1. Konfiguration 1 mit  $\dot{V}_t = 200 \text{ l min}^{-1}$  bei einer Rotordrehzahl von  $n_r = 2000 \text{ min}^{-1}$ . Dies entspricht einer Durchströmgeschwindigkeit von  $v_2 = 34 \text{ m s}^{-1}$  bei einer Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung von  $v_B = 24,0 \text{ m s}^{-1}$ . Der korrespondierende experimentelle Fall weist eine etwas geringere mittlere Durchströmgeschwindigkeit von  $\bar{v}_2 = 33,1 \text{ m s}^{-1}$  auf. Der Druck stromauf und stromab der Bohrung ist in Abbildung 4.5a über der Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung aufgetragen und in Abbildung 4.5b die Druckdifferenz ( $\circ$ ). Stromab der Bohrung wird der Drucksprung  $\Delta p_2$  bei  $v_B = 10 \text{ m s}^{-1}$  beobachtet. Dieser Sprung wird nicht stromauf transportiert. Dies resultiert in einem plötzlichen Absinken der Druckdifferenz über die Bohrung, wie in Abbildung 4.5b zu erkennen ist.
2. Konfiguration 4 mit  $\dot{V}_t = 400 \text{ l min}^{-1}$  bei einer Rotordrehzahl von  $n_r = 2000 \text{ min}^{-1}$ . Dies entspricht einer Durchströmgeschwindigkeit von  $v_2 = 28,3 \text{ m s}^{-1}$ . Im Experiment wurde eine mittlere Durchströmgeschwindigkeit von  $\bar{v}_2 = 27,3 \text{ m s}^{-1}$  erreicht. In Abbildung 4.5a ist sowohl stromab, als auch stromauf der Bohrung ein sehr kleiner Drucksprung bei  $v_B = 5,7 \text{ m s}^{-1}$  zu erkennen ( $\triangle$ ). Die Druckdifferenz steigt mit  $v_B$  kontinuierlich an. Das Druckniveau ist in diesem Fall über den gesamten Bereich von  $v_B$  deutlich höher: Stromab der Bohrung beträgt die Differenz zum ersten Fall etwa 8 bar. Die Druckdifferenz über die Bohrung ist jedoch 3 bis 4 bar geringer.

Die Modellierung basiert auf einer vereinfachten Geometrie und ist im Anhang D erläutert. Die Rechnungen wurden einphasig mit der kommerziellen Software Ansys Fluent R19.2 durchgeführt. Das bedeutet, dass keine Gasblasen oder deren Bildung berücksichtigt werden. Da für eine reine Flüssigkeitsströmung das absolute Druckniveau keine Rolle spielt, wird der Druck am Auslass des numerischen Modells auf 0 Pa gesetzt. Um eine Aussage über das Auftreten von Kavitation treffen zu können, müssen Informationen über das Druckniveau aus den experimentellen Daten, die in Abbildung 4.5 dargestellt sind, entnommen werden.

Der experimentell bestimmte Druck stromauf der Bohrung  $p_{S2,exp}$  wird mit dem numerisch bestimmten Druck  $p_{S2,num}$  verglichen und ein Korrekturterm  $\Delta p_{korr}$  bestimmt, sodass  $p_{S2,num} + \Delta p_{korr} = p_{S2,exp}$ . Der Druck wird jeweils an der Sensorposition PS2 über den Umfang gemittelt ausgewertet. Diese Korrektur um  $\Delta p_{korr}$  wird dann im gesamten Rechengebiet auf den numerisch ermittelten Druck  $p_{num}$  angewandt, sodass ein korrigierter Druck

$$p_{korr} = p_{num} + \Delta p_{korr} = p_{num} + p_{S2,exp} - p_{S2,num}, \quad (4.3)$$



(a) Druck stromauf und stromab der Bohrung über der Umfangsgeschwindigkeit  $v_B$ .

(b) Druckdifferenz über die Bohrung in Abhängigkeit der Umfangsgeschwindigkeit  $v_B$ .

**Abbildung 4.5** – Messwerte des Drucks für Vergleich mit CFD-Analyse:  $\bar{v}_2 = 33,1 \text{ m s}^{-1}$  für K1 ( $\circ$ ) und  $\bar{v}_2 = 27,3 \text{ m s}^{-1}$  für K4 ( $\triangle$ ).

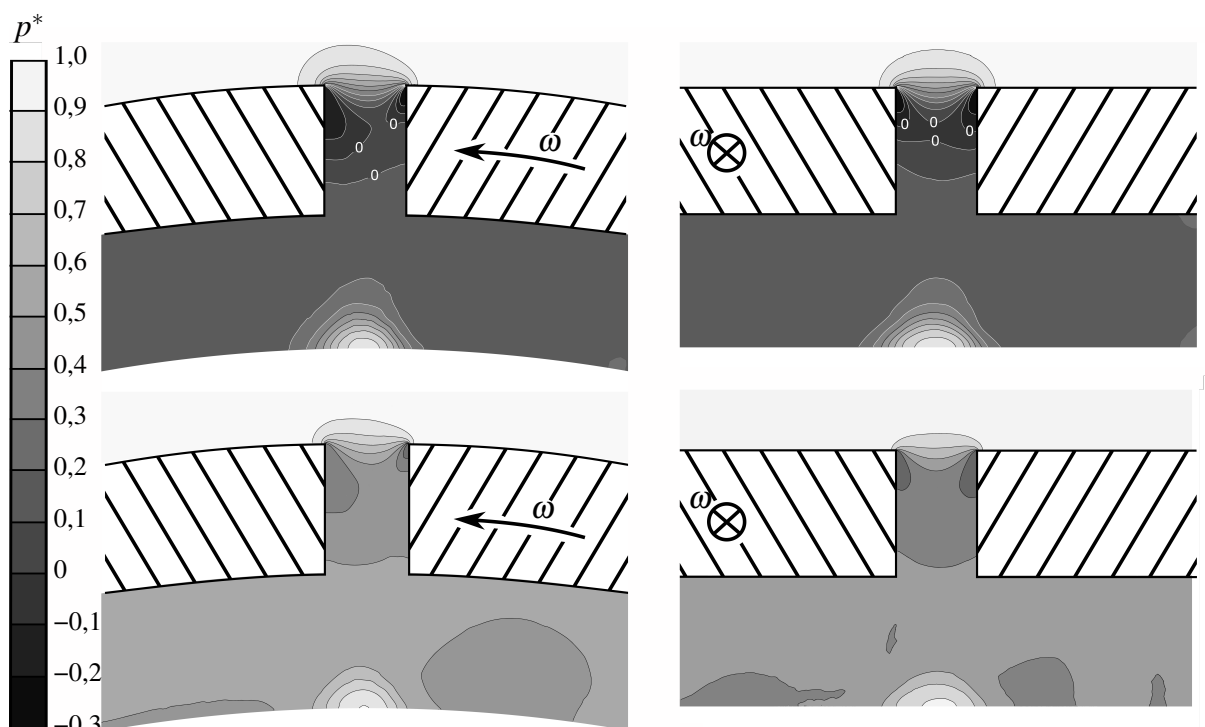
bestimmt wird, der den tatsächlich auftretenden Druck in der Bohrung wiedergibt. Die Druckkontur für die numerisch untersuchten Fälle ist in Abbildung 4.6 links für einen  $r - \Theta$ -Schnitt durch die Bohrungssachse und rechts für einen  $r - z$  Schnitt durch die Bohrungssachse dargestellt. Die oberen Konturdiagramme entsprechen der Durchströmung von Konfiguration 1, wofür Kavitation erwartet wird, die unteren Konturdiagramme der Durchströmung von Konfiguration 4. Zur besseren Veranschaulichung wurde der Druck zwischen dem Dampfdruck und dem jeweils auftretenden maximalen Druck nach

$$p^* = \frac{p_{\text{korr}} - p_D}{p_{\text{num,max}} - p_D}, \quad (4.4)$$

normiert. Somit bedeutet  $p^* \leq 0$ , dass dort der Dampfdruck erreicht ist und es zu Kavitation kommt.

Die dargestellten numerischen Ergebnisse bestätigen die Vermutung, dass es bei der Durchströmung von Konfiguration 1 mit  $\dot{V}_t = 200 \text{ l min}^{-1}$  zu Kavitation kommt. Der normalisierte Druck  $p^*$  ist in einem weiten Bereich der Bohrung, der fast den gesamten Querschnitt umfasst, negativ. Das zeigt an, dass es dort zum Verdampfen der Flüssigkeit kommt. Die geringsten Drücke befinden sich an den Einlasskanten der Bohrung, an diesen Orten beginnt das Entstehen von Gasblasen und somit Kavitation. Das Auftreten von Kavitation in der Bohrung im Fall 1 ist der Grund dafür, dass der stromab der Bohrung auftretende Drucksprung nicht stromauf transportiert wird. Stattdessen führt der Druckanstieg stromab der Bohrung dazu, dass die Bereiche mit  $p^* < 0$  kleiner werden. In den Gebieten in denen  $p^*$  durch den Druckanstieg positiv wird, wird der Dampfdruck überschritten und Dampfblasen fallen zu Flüssigkeit zusammen. Für den zweiten Fall mit dem höheren Gesamtvolumenstrom von  $\dot{V}_t = 400 \text{ l min}^{-1}$  ist der normalisierte Druck  $p^*$  überall positiv, sodass es zu keiner Gasbildung kommt und die Durchströmung einphasig ist.

Das vorherrschende Druckniveau beeinflusst das Auftreten von Kavitation maßgeblich, was sich



**Abbildung 4.6** – Konturdiagramm des normalisierten Drucks aus numerischen Untersuchungen bei einer Rotordrehzahl von  $2000 \text{ min}^{-1}$  ( $v_B = 19,6 \text{ m s}^{-1}$ ). Oben:  $\dot{V}_t = 200 \text{ l min}^{-1}$ , K1  $\rightarrow v_2 = 34,0 \text{ m s}^{-1}$ . Unten:  $\dot{V}_t = 400 \text{ l min}^{-1}$ , K4  $\rightarrow v_2 = 28,3 \text{ m s}^{-1}$  (Cordes et al., 2019).

mittels der durchgeführten Korrektur des statischen Drucks nach Gleichung 4.3 erläutern lässt, wodurch der Korrekturterm  $\Delta p_{korr}$  als Druckniveau für die Bohrungsdurchströmung interpretiert wird. Anstatt den Korrekturterm  $\Delta p_{korr}$  mittels eines Vergleichs zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen zu ermitteln, muss  $\Delta p_{korr}$  so gewählt werden, dass  $p^* > 0$  in der Bohrung wird. Der notwendige Korrekturterm ist dann entsprechend größer, wie auch der statische Druck im gesamten Rechengebiet. Im Experiment wird dies durch eine Erhöhung des Drucks stromab der Bohrung erreicht. Dieser hängt, wie zuvor diskutiert, vom Gesamtvolumenstrom  $\dot{V}_t$  ab, oder wird durch den stromab der Bohrung auftretenden Drucksprung  $\Delta p_2$  verursacht.

### Zusammenfassung

Der Druck stromab der Einlassbohrungen steigt für alle Konfigurationen mit dem Gesamtvolumenstrom  $\dot{V}_t$  und sinkt mit der Rotordrehzahl. Durch den Gesamtvolumenstrom und die Rotordrehzahl wird das Druckniveau im System stromab der Bohrung festgelegt. Der Druck stromauf wird sowohl vom Druckniveau, als auch von der Durchströmgeschwindigkeit durch die Bohrung, die von Gesamtvolumenstrom und gesamter Bohrungsfläche abhängt, sowie von der Rotordrehzahl beeinflusst.

Stromab der Bohrungen wird bei konstantem Volumenstrom bei der Erhöhung der Rotordrehzahl ein Drucksprung an allen Messpositionen im Rotor festgestellt. Als Ursache wird, aufgrund der plötzlichen Änderung des Drucks und folglich des  $c_d$ -Werts (vgl. Abschnitt 2.2 und Abbildung 2.8), ein hydraulischer Umschlag vermutet, was im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht

abschließend bestätigt werden kann. Der Drucksprung tritt jedoch nicht für alle Betriebsbedingungen auch stromauf der Bohrung auf, sondern nur im Fall hoher Gesamtvolumenströme und geringer Durchströmgeschwindigkeiten. Im Fall von hohen Durchströmgeschwindigkeiten  $v_2$  bei vergleichsweise geringem Druckniveau aufgrund eines kleinen Gesamtvolumenstroms kommt es zu Kavitation in der Bohrung. Der Druckanstieg stromab der Bohrung führt zu einer Minderung der Kavitation, durch Verringerung des entstandenen Gasvolumens. In diesem Fall kommt es zu einer plötzlichen Reduktion der Druckdifferenz bei konstanter Durchströmgeschwindigkeit. Mit einer einphasigen numerischen Strömungssimulation konnte gezeigt werden, dass für einen solchen Fall in der Bohrung so geringe Drücke auftreten, dass es lokal zum Phasenübergang und somit Kavitation kommt. Die beobachtete plötzliche Verringerung der Druckdifferenz über die Einlassbohrung durch einen Anstieg des Drucks stromab der Bohrung findet bei konstantem durch die Bohrung strömenden Volumenstrom statt. Dies bedeutet, dass es durch den Druckanstieg stromab der Bohrung zu einer Verbesserung der Bohrungsdurchströmung kommt und somit die Druckverluste über die Bohrung sinken. Dieses Verhalten lässt sich eindeutig Kavitation zuordnen, da in diesem Fall der durchgesetzte Volumenstrom nicht vom Druck stromab der Bohrung abhängt. Tritt kein Drucksprung stromab der radialen Bohrung auf, kann dennoch Kavitation in der Bohrung vorliegen. Unter welchen Randbedingungen dies der Fall ist, wird in den folgenden Abschnitten genauer analysiert.



### 4.3 Beschreibung der Strömungszustände

Die Durchströmung der rotierenden Bohrung soll bezüglich ihrer Verluste in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen und geometrischen Parametern beschrieben werden. Dafür sind der Durchflusskoeffizient  $c_d$  (Gl. 2.7) und der Druckverlust  $\Delta p_v$  (Gl. 2.3) geeignet. Hierzu wird zwischen einem Punkt stromauf und stromab der rotierenden Bohrung bilanziert, wofür die Strömungszustände an diesen Punkten bekannt sein müssen. Da manche Berechnungen und Überlegungen im rotierenden System einfacher durchzuführen sind, wird zunächst der Zusammenhang zwischen absolutem und rotorfestem, also relativem System dargestellt. Da für den Großteil der folgenden Diskussion Größen im relativen System verwendet werden, wird auf den Index  $rel$  verzichtet und nur die Größen im absoluten System werden mit  $abs$  gekennzeichnet. Darauf folgt die Diskussion, welche Sensorposition für den statischen Druck stromauf und stromab der Bohrung verwendet wird, und wie der Totaldruck bestimmt wird. Es wird ein adiabater Vorgang angenommen.

#### 4.3.1 Beschreibung im absoluten und relativen Koordinatensystem

Für die Beschreibung eines Stromfadens von den unbewegten Einlassrohren in den bewegten Rotor hinein bietet sich neben dem absoluten Bezugssystem das rotorfeste, relative System an, welches sich mit einer Winkelgeschwindigkeit von

$$\vec{\omega} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \omega \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 2\pi f \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

um die  $z$ -Achse bewegt, wobei  $f$  die Rotorfrequenz in Hz ist. Die Transformation vom relativen ins absolute Bezugssystem ist für den Fall, dass nur eine Rotation um die  $z$ -Achse anliegt, durch

$$\begin{pmatrix} r_{abs} \\ \Theta_{abs} \\ z_{abs} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \\ \Theta + \omega t \\ z \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

gegeben. Daraus lassen sich die Geschwindigkeiten über die zeitliche Ableitung der Ortskoordinaten zu

$$\begin{pmatrix} v_{r,abs} \\ v_{\Theta,abs} \\ v_{z,abs} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_r \\ v_{\Theta} + \omega r \\ v_z \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

bestimmen. Wird dies unter der Annahme, dass die Strömung im Absolutsystem rein radial ist, für den Bohrungseinlass ausgewertet, so wird die Tangentialkomponente der Anströmung im relativen Bezugssystem mit

$$v_{1\theta} = |-\omega r_1| = | -v_B | \quad (4.8)$$

bestimmt. Die Geschwindigkeit  $v_B$  ist die Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung, welche nur im absoluten Bezugssystem relevant ist. Für eine korrekte Betrachtung der Richtung ist das

negative Vorzeichen zu beachten, was für die folgende Diskussion bezüglich der Anströmgeschwindigkeit jedoch nicht notwendig ist. Die zeitliche Ableitung der Geschwindigkeit ergibt die Beschleunigung, die bei der Betrachtung im rotierenden System Zentrifugal- und Coriolisanteile beinhaltet.

Die statischen Drücke und die auftretenden Strömungsverluste sind vom Bezugssystem unabhängig. Eine geschickte Wahl kann ihre Bestimmung vereinfachen. Die bei der Durchströmung der verschiedenen Konfigurationen auftretenden Verluste können als Totaldruckverlust  $p_v$  oder mittels des Vergleichs zwischen realer und idealer Durchströmung beschrieben werden. Die Energiebilanz eines Fluidelements entlang eines Stromfadens zwischen zwei beliebigen Punkten  $1^\dagger$  und  $2^\dagger$  wird durch

$$p_{1^\dagger} + \frac{\rho}{2}(v_{1^\dagger\theta}^2 + v_{1^\dagger r}^2) + \Delta p_z = p_{2^\dagger} + \frac{\rho}{2}(v_{2^\dagger r}^2 + v_{2^\dagger\theta}^2) + p_{t,v} + w_t. \quad (4.9)$$

beschrieben. Im absoluten Bezugssystem wird vom Rotor am Fluid die Arbeit  $w_t$  verrichtet, wodurch das Fluid in Umfangsrichtung beschleunigt wird, was bei der Betrachtung im bewegten System wegfällt. Stattdessen sind die Geschwindigkeiten  $v_1$  und  $v_2$  entsprechend im Relativsystem zu bestimmen. Die bei der Betrachtung im rotierenden System auftretende Zentrifugalkraft führt zu einem Druckanstieg in radialer Richtung  $\Delta p_z$ . Im Absolutsystem wirkt die Zentripetalkraft, die sich aus  $\Delta p_z$  ergibt, der Zentrifugalkraft entgegen. In Abbildung 4.7 ist ein Fluidelement im Absolutsystem mit dem Volumen  $dV$ , auf das Impuls-, Druck- und Volumenkräfte wirken, skizziert. In radialer Richtung ist die Kräftebilanz

$$\underbrace{\rho \iiint_V \frac{(v_{\theta,abs}(r))^2}{r} dV}_{F_z} - \underbrace{\iint_A p \vec{n} dA}_{-F_p} - \underbrace{\iint_A \rho \cdot \vec{v} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n}) dA}_{-F_t} = 0. \quad (4.10)$$

Für den Fall, dass  $F_t$  Null ist, kann die Druckkraft  $F_p$ , die der Zentrifugalkraft entgegenwirkt, bestimmt werden. Daraus lässt sich der Druckterm  $\Delta p_z$  berechnen.

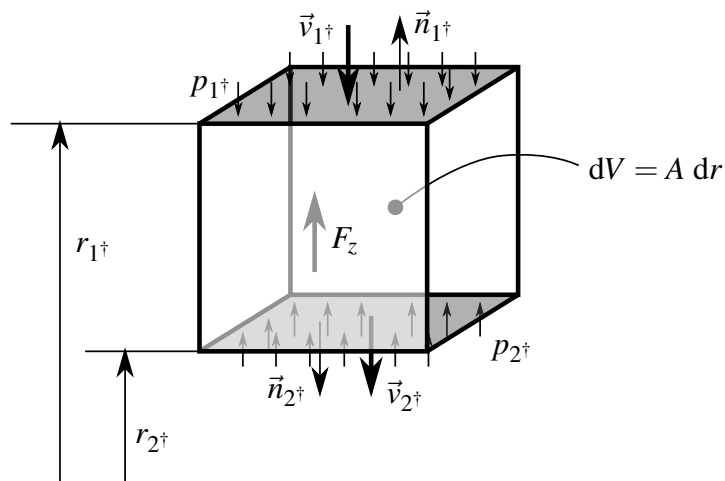
### 4.3.2 Strömungszustand stromauf der rotierenden Bohrung

Zur Bestimmung der Strömungsverluste durch die rotierende Bohrung ist die Wahl der Punkte 1 und 2 in Gleichung 4.9 relevant. Zudem ist es notwendig, dass die jeweiligen Geschwindigkeiten bekannt sind.

Für den Punkt 1 stromauf der Bohrung können Daten der Sensoren an Position PS1 oder PS2 verwendet werden. Während die Position PS2 näher an der Bohrung liegt, ist für die Position PS1 im Einlassrohr die Strömungsgeschwindigkeit bekannt. Diese kann mit dem Durchmesser der drei Einlassrohre  $d_e$  zu

$$v_{1r} = \frac{\dot{V}_e}{3 \pi \left(\frac{d_e}{2}\right)^2} \quad (4.11)$$

bestimmt werden. Im Absolutsystem ist die Umfangskomponente der Geschwindigkeit Null.



**Abbildung 4.7** – Impulsbilanz über ein Volumenelement zwischen zwei beliebigen Punkten  $r_{1†}$  und  $r_{2†}$ .

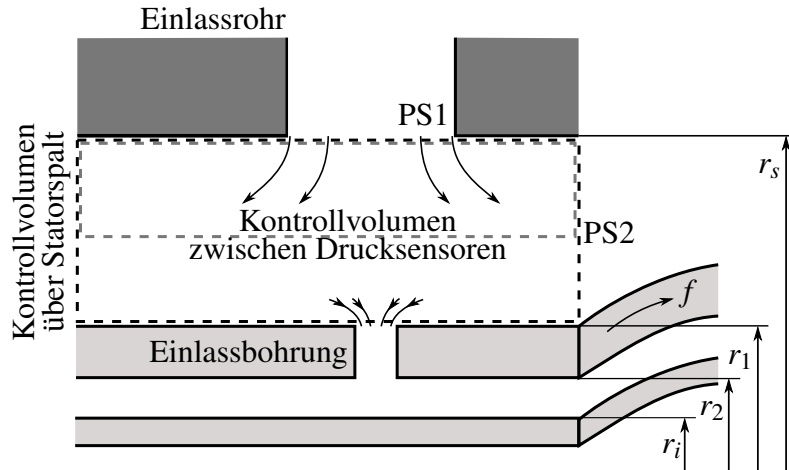
Mit Gleichung 4.7 wird die Umfangskomponente im Relativsystem bestimmt. Eine Untersuchung der Änderung des statischen Drucks zwischen den Positionen PS1 und PS2 und der dort auftretenden Strömungsphänomene gibt Aufschluss darüber, an welcher Position der Totaldruck zuverlässiger bestimmt werden kann, und ob eine Korrektur nötig und möglich ist.

Dies umfasst zum einen die durch die tangentielle Geschwindigkeitskomponente auftretende Zentrifugalkraft, die in radiale Richtung nach Außen wirkt, und welche zu einem Druckanstieg in positive radiale Richtung führt. Mittels des Drucks an den Positionen PS1 und PS2 wird eine Abschätzung auf Grundlage der Impulsbilanz überprüft und auf den gesamten Statorspalt angewandt. Die jeweiligen Kontrollvolumina sind in Abbildung 4.8 skizziert. Durch die Erweiterung des Strömungsquerschnitts kommt es zum Einen zu einer Verzögerung und folglich zu einem Anstieg des statischen Drucks in negative radiale Richtung und zum Anderen zu einem Druckverlust durch Carnot-Stoßverluste. Die beiden Effekte werden von unterschiedlichen Parametern beeinflusst. Zunächst wird der Einfluss der Rotordrehzahl, dann der Einfluss des Volumenstroms auf den statischen Druck diskutiert.

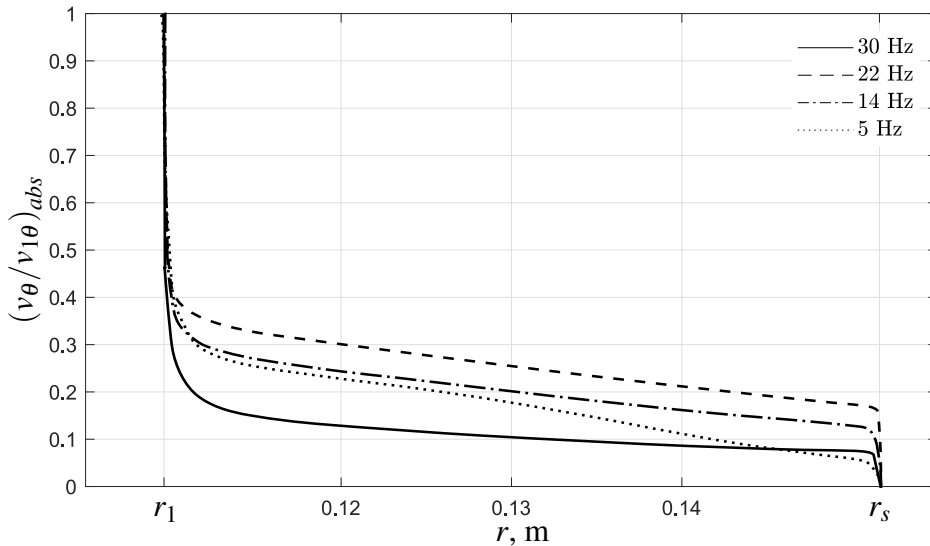
Durch die Bewegung des Rotors wird das Fluid im Spalt zwischen Rotorwand mit dem Radius  $r_1$  und Statorwand mit dem Radius  $r_s$  auf Oberflächengeschwindigkeit  $\omega r_1$  in Umfangsrichtung beschleunigt, beziehungsweise im Relativsystem auf Null verzögert. Aus den Ergebnissen der numerischen Untersuchungen für einen Gesamtvolumenstrom von  $\dot{V}_t = 344 \text{ l min}^{-1}$  und Konfiguration 4 wurde die Umfangsgeschwindigkeit im Absolutsystem, normiert auf die Oberflächengeschwindigkeit des Rotors  $v_{1\theta,abs}$  bestimmt und über dem Radius in Abbildung 4.9 aufgetragen. Es wird eine Linie außerhalb der Bohrungsachse betrachtet. Im Statorspalt entsteht eine turbulente Couette-Strömung, mit einer näherungsweise konstanten Geschwindigkeit über den Großteil des betrachteten Radius von

$$v_{\theta,abs} = \chi v_{1\theta,abs} \quad (4.12)$$

mit  $0,1 < \chi < 0,3$ , sodass  $\chi$  näherungsweise als Konstante verwendet wird. Die experimentelle Untersuchung von Gorse et al. (2006) der Untersuchung der Luftströmung in einer Lagerkam-



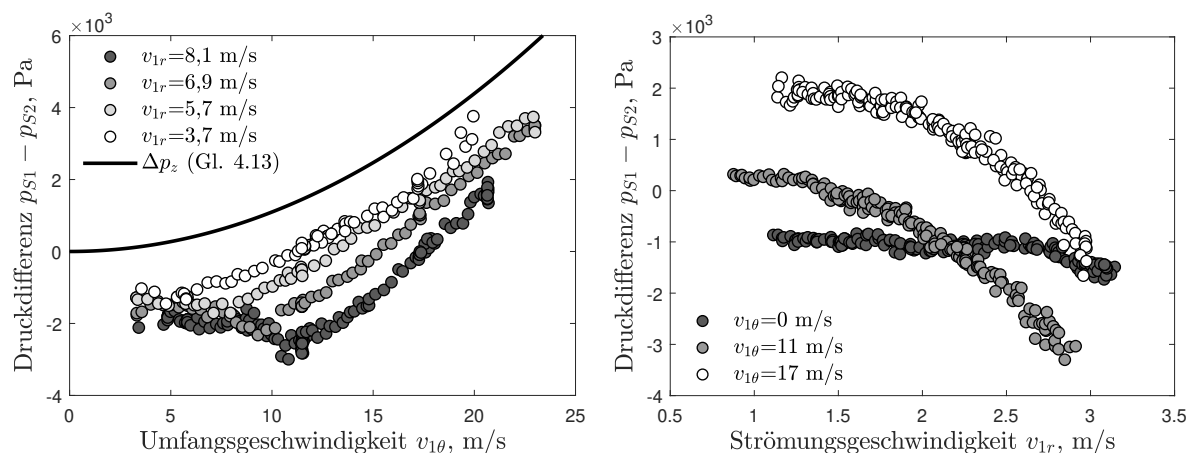
**Abbildung 4.8** – Statorspalt mit Kontrollvolumen für Impulsbilanz. Vereinfachte Darstellung der Strömung aus den Einlassrohren in den Statorspalt hinein und aus dem Statorspalt in die mit der Frequenz  $f$  rotierenden Bohrungen.



**Abbildung 4.9** – Numerisch bestimmte normierte Umfangsgeschwindigkeit  $\left(\frac{v_\theta}{v_{1\theta}}\right)_{abs}$  im Statorspalt über dem Radius  $r$  ( $z = 13,9$  mm,  $\theta = 0^\circ$ ) für  $\dot{V}_t = 344$  l min $^{-1}$  und vier Rotorgeschwindigkeiten (vgl. Anhang D).

mer ergab  $0,16 < \chi < 0,3$ . Zudem stellte Gorse (2007) fest, dass  $\chi$  mit steigender Rotordrehfrequenz ansteigt, was für die in Abbildung 4.9 gezeigten numerischen Ergebnisse nur bis 22 Hz gilt. Der Grund für die geringere Geschwindigkeit  $v_{\theta,abs}$  für die höchste untersuchte Rotordrehzahl von 30 Hz konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. Mit der Impulsbilanz in radialer Richtung (Gl. 4.10) kann nun unter Vernachlässigung der radialen Geschwindigkeit der Druckanstieg  $\Delta p_z$ , der, unter der Annahme einer über den Radius näherungsweise konstanten tangentialen Geschwindigkeit  $v_{\theta,abs}$ , aufgrund der Zentrifugalbeschleunigung zwischen einem Radius  $r^\dagger$  im Ringspalt und dem Außenradius des Ringspalt  $r_s$  entsteht, bestimmt werden:

$$\Delta p_z = \rho \int_{r^\dagger}^{r_s} \frac{(\chi v_{1\theta,abs})^2}{r} = \rho (2\pi f r_1 \chi)^2 \ln \frac{r_s}{r^\dagger}. \quad (4.13)$$



(a) Konstante Einströmgeschwindigkeit  $v_{1r}$  über der Umfangsgeschwindigkeit  $v_{1\theta}$ .

(b) Konstante Umfangsgeschwindigkeit  $v_{1\theta}$  über der Einströmgeschwindigkeit  $v_{1r}$ .

**Abbildung 4.10** – Druckdifferenz zwischen Einlassrohr (PS1) und Statorspalt (PS2) für Konfiguration 4.

Durch einen Vergleich zwischen der Steigung der Druckdifferenz, die zwischen den Positionen PS1 und PS2 experimentell für Konfiguration 4 ermittelt wurde und in Abbildung 4.10a für vier verschiedene Volumenströme dargestellt ist, sowie der durch Gleichung 4.13 ermittelten Änderung der Druckdifferenz aufgrund der Zentrifugalkraft, lässt sich  $\chi$  mit der Methode der kleinsten Quadrate zu  $\chi = 0,26$  bestimmen. In Abbildung 4.10a ist die analytisch bestimmte Druckdifferenz  $\Delta p_z$  über der Umfangsgeschwindigkeit des Rotors  $v_{1\theta}$  gemeinsam mit den experimentell ermittelten Druckdifferenzen aufgetragen. Die analytisch bestimmte Druckdifferenz stimmt für die kleinsten Volumenströme mit dem Verlauf der experimentell bestimmten Daten qualitativ bis auf eine Verschiebung um  $1 \cdot 10^3$  Pa überein. Die verbleibende Differenz hat ihren Ursprung in der Verzögerung der Strömung aus dem Einlassrohr in den Ringspalt hinein, wodurch es zu einem Anstieg des Drucks kommt. Diese Differenz liegt in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^3$  Pa und ist somit mindestens eine Größenordnung kleiner als die über die Bohrung anliegende Druckdifferenz (vgl. Abb. 4.3).

Nachdem der Einfluss der Rotation auf den Druck im Statorspalt beschrieben werden kann, wird im Folgenden der Einfluss des Volumenstroms auf den Druck diskutiert. Durch die plötzliche Flächenerweiterung (bei  $r_s$ ) kommt es, wie bei einem Stoßdiffusor, zu einer Verlangsamung der Strömung und zu Verlusten, den Carnot'schen Stoßverlusten. Da der Platz stromab der Flächenänderung in radialer Richtung näherungsweise nur dem einfachen Durchmesser des Einlassrohres entspricht, ist eine Anwendung der bekannten analytischen Ansätze zur Berechnung der Stoßverluste nicht möglich.

Im Fall ohne Rotation mit  $v_{1\theta} = 0$  m/s, ist der Druck an der Position PS2 für alle untersuchten Volumenströme größer als an der Position PS1 (vgl. Abb. 4.10b), sodass unter der Berücksichtigung von Verlusten auf eine Verzögerung der Strömung geschlossen werden kann. Die Druckdifferenz  $p_{S1} - p_{S2}$  ist zudem näherungsweise konstant, was darauf hinweist, dass das Sinken des dynamischen Drucks durch die Verzögerung der Strömung mit in ähnlichem Maß steigenden Verlusten einhergeht.

Für die Fälle mit einer Umfangsgeschwindigkeit  $v_{1\theta} = 11 \text{ m/s}$  und  $17 \text{ m/s}$  sind für geringe Strömungsgeschwindigkeiten  $v_{1r}$  und somit kleine Volumenströme, eine maximale und positive Druckdifferenz  $p_{S1} - p_{S2}$  zu beobachten. Dies kann aus einer Beschleunigung der Strömung, ausgelöst durch die Rotation, oder aus den Strömungsverlusten resultieren. Mit steigendem Volumenstrom sinkt die Druckdifferenz  $p_{S1} - p_{S2}$ , was auf den Diffusoreffekt deutet. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte dies nicht im Detail untersucht werden.

Nun wird die Frage beantwortet, welche Sensorposition für die Auswertung des Totaldrucks geeigneter ist. Position PS2 ist näher an der Bohrung, allerdings ist aufgrund der diskutierten Strömungsphänomene eine Beschreibung der vorherrschenden Geschwindigkeit und somit eine genaue Bestimmung des Totaldrucks nicht möglich. Der Totaldruck kann jedoch an der Position PS1 bestimmt werden, da die Geschwindigkeit dort mit Gleichung 4.11 berechnet werden kann. Ebenso ist eine Bestimmung der Totaldruckverluste zwischen PS1 und PS2 nicht möglich. Allerdings kann nun mit Gleichung 4.13 und  $\chi = 0,26$  der Anteil der Druckänderung durch die Zentrifugalkraft zwischen der Position PS1 und dem Bohrungseinlass abgeschätzt werden und entsprechend korrigiert werden, sodass der Druck stromauf der Bohrung nun durch

$$p_1 = p_{S1} - \Delta p_z = p_{S1} - \rho(2\pi f r_1 \chi)^2 \ln \frac{r_s}{r_1} \quad (4.14)$$

beschrieben wird.

Der dynamische Druckanteil setzt sich aus den Geschwindigkeitskomponenten  $v_r$ ,  $v_\theta$  und  $v_z$ , wie sie im Einlassrohr auftreten, zusammen.  $v_{1\theta}$  und  $v_{1z}$  sind im Absolutsystem Null, sodass nur die radiale Geschwindigkeit im Einlassrohr  $v_{1r}$  (vgl. Gl. 4.11) verbleibt und der Totaldruck mit

$$p_{t,1} = p_1 + \frac{\rho}{2} v_{1r}^2 \quad (4.15)$$

bestimmt wird. Im relativen System ist nach Gleichung 4.7 nur die Umfangsgeschwindigkeit um die Bohrungsgeschwindigkeit zu verändern, sodass

$$p_{t,1} = p_1 + \frac{\rho}{2} (v_{1r}^2 + v_{1\theta,abs}^2) = p_1 + \frac{\rho}{2} (v_{1r}^2 + (\omega r_1)^2) \quad (4.16)$$

ist.

### 4.3.3 Strömungszustand stromab der rotierenden Bohrung

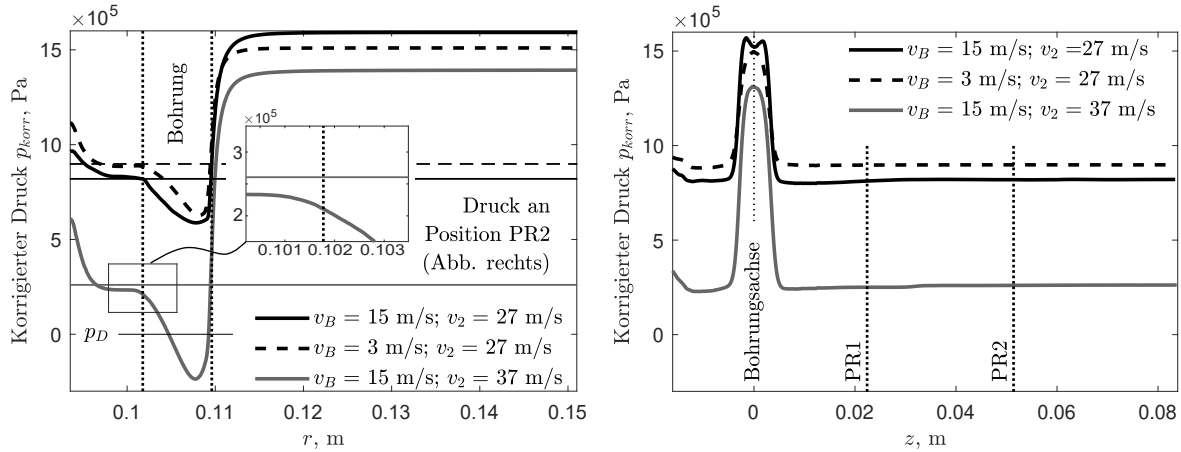
Mit bekanntem Totaldruck stromauf der Bohrung soll nun mit Gleichung 2.3 der Druckverlust über die Bohrung  $p_{t,v}$  bestimmt werden, oder mit Gleichung 2.2 die ideale Geschwindigkeit  $v_{2,id}$ , die bei gegebenen Druckverhältnissen erreicht werden kann. Direkt im Bohrungsausstritt ist es jedoch nicht möglich den statischen Druck mit experimentellen Mitteln zu bestimmen, sodass in der Literatur der Druck weiter stromab der Bohrung verwendet wird. Dies ist möglich, da aufgrund der Freistrahlingbedingung der statische Druck im Austrittsquerschnitt und in der Umgebung gleich ist. In dem hier untersuchten Fall wird die Strömung jedoch nach Verlassen der Bohrung um  $90^\circ$  in den Ringspalt umgelenkt. Auf Basis von numerischen Untersuchungen von Triquet (2019) kann nun gezeigt werden, dass die Annahme der Übereinstimmung von

Umgebungsdruck und statischem Druck am Bohrungsaustritt weiterhin anwendbar ist. In Abbildung 4.11 sind aus den Ergebnissen der numerischen Berechnungen für drei Fälle der Verlauf des korrigierten Drucks (Gl. 4.3) entlang der Bohrungsachse in radialer Richtung und der inneren Wand des Rotorringspalts in  $z$ -Richtung gezeigt. Es wurde die Durchströmung mit einer Geschwindigkeit  $v_2 = 37 \text{ m s}^{-1}$  für Konfiguration 1 bei einer hohen Umfangsgeschwindigkeit von  $v_B = 15 \text{ m s}^{-1}$  untersucht, sowie von Konfiguration 4 mit einer Durchströmungsgeschwindigkeit von  $v_2 = 27 \text{ m s}^{-1}$  und einer hohen Umfangsgeschwindigkeit von  $v_B = 15 \text{ m s}^{-1}$  und einer geringen Umfangsgeschwindigkeit von  $v_B = 3 \text{ m s}^{-1}$ . Die Druckverläufe ermöglichen zunächst einen interessanten Einblick in die Durchströmung: Entlang der Bohrungsachse fällt der Druck nach dem Eintritt in die Bohrung stark ab, wie in Abbildung 4.11a dargestellt. Für den Fall mit  $v_2 = 37 \text{ m s}^{-1}$  (graue Linie) wird ein Druck  $p_{\text{korrr}} < p_D$  erreicht, was, wie im vorherigen Abschnitt diskutiert, auf Kavitation schließen lässt. In der Bohrung steigt der Druck dann wieder an und erreicht stromab des Auslassquerschnitts einen näherungsweise konstanten Wert. Darauf folgt der Aufprall des Fluidstrahls auf die innere Rotorwand. Dort bildet sich ein Staupunkt. Auch im Druckverlauf entlang der  $z$ -Achse in Abbildung 4.11b ist der Staupunkt sichtbar. Im Bereich der Bohrungsachse bei  $z \approx 0$  ist deutlich erkennbar, dass der Druck im Staupunkt nahezu das Niveau des Drucks stromauf der Bohrung ( $r > 0,12 \text{ m}$ ) erreicht. Die verbleibende Differenz resultiert aus den Strömungsverlusten.

Durch den Vergleich zwischen Druck im Bohrungsauslass und weiter stromab im Rotorspalt wird geprüft, ob der im Rotorspalt experimentell bestimmbare Druck gleich dem Druck im Bohrungsauslass ist und somit die Annahme eines Freistahls gerechtfertigt ist. Der in Abbildung 4.11a erkennbare, konstante Druck hinter dem Bohrungsauslass bei  $r = r_1 = 101,78 \text{ mm}$  entspricht dem Druck, der im Fall eines ungestörten Austretens der Flüssigkeit aus der Bohrung erreicht wird. Der Druck stromab des Bohrungsauslasses ( $r \approx 0,1 \text{ m}$ ) kann nun mit dem Druck an den Positionen PR1 und PR2, wie in Abbildung 4.11b über der  $z$ -Koordinate aufgetragen, verglichen werden. Als Referenz ist der Druck an der Position PR2 in Abbildung 4.11a zusätzlich eingetragen.

Stromab des Staupunktes für  $z > 7 \text{ mm}$  in Abbildung 4.11a befindet sich der Druck auf dem Niveau, das im Bohrungsauslass bei  $r_1$  in Abbildung 4.11a festgestellt wurde. Insbesondere für die geringeren Durchströmungsgeschwindigkeit  $v_2 = 27 \text{ m s}^{-1}$  ist die Übereinstimmung zwischen dem Druck im Bohrungsauslass und an der Position PR2 sehr gut. Aus Abbildung 4.11a wird deutlich, dass für die höhere Durchströmungsgeschwindigkeit  $v_2 = 37 \text{ m s}^{-1}$  die Differenz zwischen dem Druck im Bohrungsauslass und dem Druck an der Sensorposition PR2 größer ist als für die kleineren Durchströmungsgeschwindigkeiten. Der Druck steigt hinter dem Bohrungsauslass in radialer Richtung weiter an, sodass bei  $r \approx 0,1 \text{ m}$  die Differenz zum Druck an Position PR2 gering ist. Die Abweichung zwischen dem Bohrungsauslass und der Position PR2 wurde für weitere Betriebspunkte für die Konfigurationen 1 und 4 untersucht (Triquet, 2019). Die prozentualen Abweichungen sind kleiner als 15 % für die Konfiguration 4. Für die Konfiguration 1 wurden Differenzen von bis zu 40 % festgestellt. In der Arbeit werden numerische Ungenauigkeiten als möglicher Grund genannt, diese konnten jedoch nicht genauer identifiziert werden.

Da für die weiteren Betrachtungen der Verluste der Strömung durch die Bohrung die Differenz zwischen den Drücken stromauf und stromab relevant ist, welche gerade für die Konfiguration



(a) Entwicklung des statischen Drucks entlang der Bohrungssache. Vergrößert ist der Bereich am Bohrungsauslass für  $v_B = 15 \text{ m s}^{-1}$  und  $v_2 = 37 \text{ m s}^{-1}$ .

(b) Entwicklung des statischen Drucks entlang der inneren Wand des Rotoringspalts  $r = r_i$ .

**Abbildung 4.11** – Entwicklung des statischen Drucks. Daten aus numerischen Berechnungen (Triquet, 2019).

1 sehr hoch ist, hat diese Abweichung nur eine geringe Auswirkung auf die Beschreibung des Durchflusses. In dem in Abbildung 4.11a gezeigten Fall (vgl. graue Linie) beträgt die Abweichung zwischen dem Druck am Bohrungsauslass bei  $r \approx 0,1$  m und an Position PR2, wie in dem in Abb. 4.11a vergrößerten Ausschnitt dargestellt, etwa 11,5 %, woraus sich ein Fehler von 2,3% bezüglich der Druckdifferenz ergibt. Eine Analyse der Fehlerfortpflanzung, wie in Abschnitt 3.5 durchgeführt und beschrieben, zeigt eine maximale Abweichung des  $c_d$ -Werts von 2,25% für Konfiguration 1. Da die Unterschiede zwischen dem Druck im Bohrungsauslass und dem Druck, der an der Position PR2 anliegt, sehr gering sind, wird der Druck an Position PR2 als Druck  $p_2$  stromab der durchströmten Bohrung verwendet:

$$p_2 = p_{PR2}. \quad (4.17)$$

Mit der Strömungsgeschwindigkeit in der Bohrung  $v_2$ , die nach Gleichung 3.4 vom Gesamtvolumenstrom  $\dot{V}_t$  und der durchströmten Fläche der jeweiligen Konfiguration  $A_K$  abhängt, ist der Totaldruck stromab der Bohrung mit

$$p_{t,2} = p_2 + \frac{\rho}{2} v_2^2 \quad (4.18)$$

zu bestimmen. Die Geschwindigkeitskomponenten von  $v_2$  in axialer und tangentialer Richtung sind gegenüber der radialen Komponente vernachlässigbar. Mit dem Totaldruck stromauf der Bohrung (Gl. 4.16) und dem Druck  $p_2$  wird die ideale Durchströmgeschwindigkeit durch die Bohrung im mitrotierenden System aus Gleichung 2.22 durch

$$v_{2,id} = \sqrt{\frac{2}{\rho} \underbrace{\left( p_1 + \frac{\rho}{2} (v_{1r}^2 + (\omega r_1)^2) \right)}_{p_{1t}} - p_2}. \quad (4.19)$$



bestimmt.

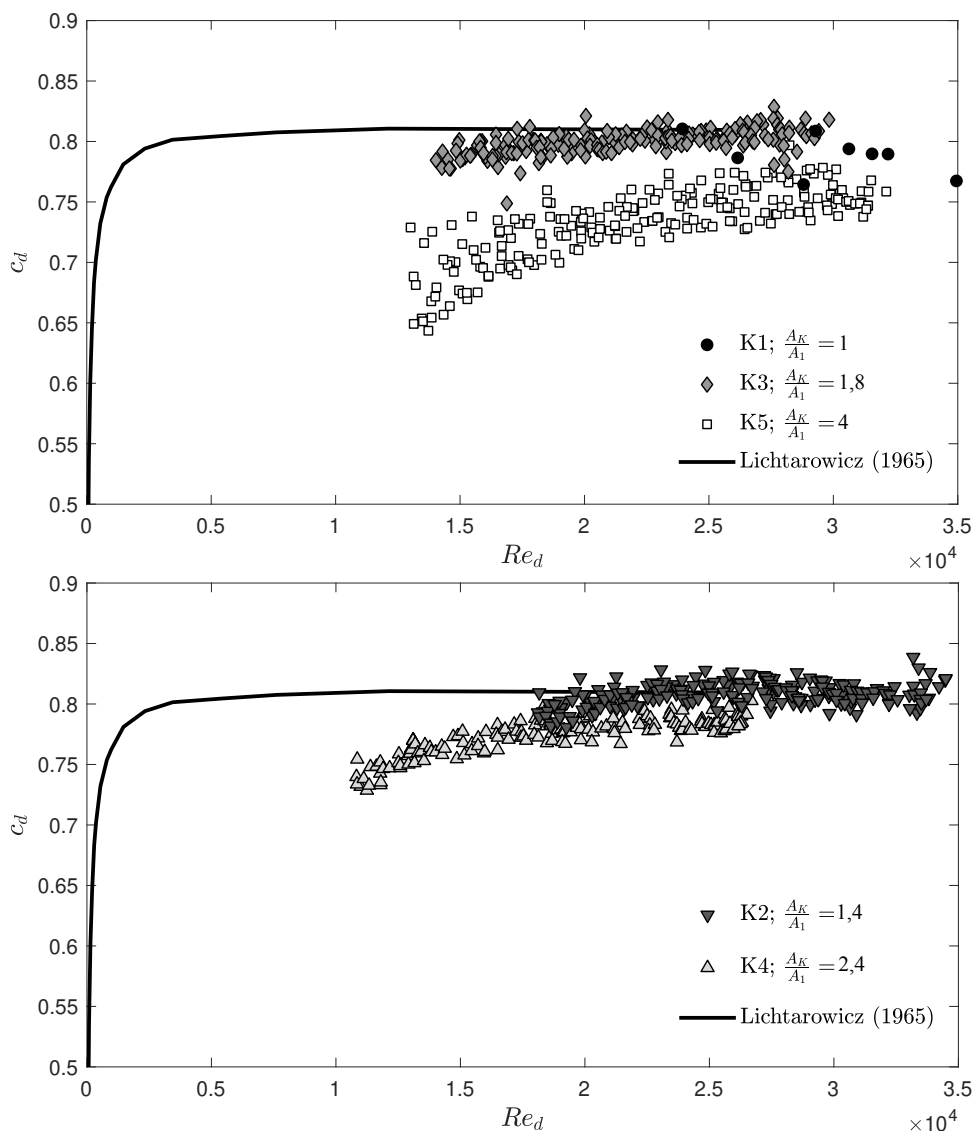
## 4.4 Durchflusscharakteristik der Einlassbohrungen

Die verschiedenen Einflüsse auf das Durchflussverhalten werden im folgenden Kapitel diskutiert. Aus der Literatur sind als Haupteinflussfaktoren die Trägheits- und Viskositätskräfte bekannt, sowie Kavitation und die Geschwindigkeit der Rotation. Wie in Kapitel 2 beschrieben werden diese Einflüsse mit der Reynoldszahl  $Re$ , dem Kavitationsparameter  $K_{kav}$  und dem idealen Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  beschrieben. In der folgenden Diskussion wird sich zudem ein Einfluss der Bohrungsanzahl herausstellen, der abschließend untersucht wird.

### 4.4.1 Änderung der Strömungsgeschwindigkeit ohne Rotation

Aus der Literatur ist bekannt, dass der Durchflusskoeffizient  $c_d$  mit der Reynoldszahl  $Re$  zunimmt, bis ein konstanter  $c_d$ -Wert erreicht wird. Die Reynoldszahl wird mit der Durchflussgeschwindigkeit  $v_2$  nach Gleichung 2.22 und dem Bohrungsdurchmesser  $d$  durch Gleichung 2.9 bestimmt. Lichtarowicz et al. (1965) haben den Schwellwert der Reynoldszahl, ab dem keine Änderung des  $c_d$ -Werts mehr beobachtet wurde, zu  $Re_d = 1 \cdot 10^4$  bestimmt. In Abbildung 4.12 ist der Verlauf des  $c_d$ -Wertes in Abhängigkeit der Reynoldszahl  $Re_d$  wie Lichtarowicz ihn für  $l/d = 2$  bei der Durchströmung einer stehenden Bohrung ohne Kavitation veröffentlicht hat, sowie die Ergebnisse der vorliegenden Studie für die Konfigurationen 1 bis 5 ohne Rotation abgebildet. Die Resultate der verschiedenen Konfigurationen sind durch unterschiedliche Symbole und Graustufen verdeutlicht. Die höchsten Werte des Durchflusskoeffizienten werden für Konfiguration 2 erreicht. In diesem Fall weisen die Ergebnisse die geringste Differenz zu den Ergebnissen von Lichtarowicz et al. (1965) auf. Der  $c_d$ -Wert steigt im Bereich  $1,7 \cdot 10^4 < Re_d < 3,5 \cdot 10^4$  von 0,79 auf 0,80 an. Für Konfiguration 3 ergeben sich etwas geringere Durchflusskoeffizienten als für Konfiguration 2. Bei den kleinsten untersuchten Reynoldszahlen  $Re_d = 1,5 \cdot 10^4$  beträgt der  $c_d$ -Wert 0,78. Mit Konfiguration 1 werden ähnliche Durchflusskoeffizienten wie für Konfiguration 3 erreicht. Für die Konfigurationen 4 und 5 sinkt der  $c_d$ -Wert bis 0,65 und auch der Abfall in Richtung kleinerer Reynoldszahlen wird ausgeprägter. Es lässt sich folgende Beobachtung ableiten: Von Konfiguration 2 ausgehend sinkt der Durchflusskoeffizient  $c_d$  mit steigender durchströmter Fläche der jeweiligen Konfiguration  $A_K$  und der Einfluss der Reynoldszahl auf den  $c_d$  Wert nimmt zu. Daraus lässt sich auf einen Einfluss der durchströmten Fläche schließen, der im Folgenden diskutiert wird.

Vorgreifend auf den nächsten Abschnitt soll festgehalten werden, dass zwischen den einzelnen Konfigurationen der Kavitationsparameter einen Bereich von  $1,1 < K_{kav} < 7$  umfasst, sodass eine Änderung des Durchflusses aufgrund von Kavitationseffekten zu beachten ist. Wird jedoch nur eine Konfiguration betrachtet, ist die Änderung des Kavitationsparameters in Abhängigkeit der Reynoldszahl nur gering. Im Fall der Konfiguration 4 und 5 ist der Kavitationsparameter zudem so groß ( $K_{kav} > 1,6$ ), dass keine Kavitation auftritt. Der Grund für die Abhängigkeit des Durchflusskoeffizienten von der Reynoldszahl, was nicht den Erwartungen nach Lichtarowicz et al. (1965) entspricht, sowie für die geringeren  $c_d$ -Werte für Konfiguration 5, werden deshalb stromab des Bohrungsauslasses vermutet. Nach dem Austreten aus der Bohrung trifft das Fluid auf die innere Rotorwand und wird um  $90^\circ$  in  $z$ -Richtung umgelenkt, sodass das Fluid in den



**Abbildung 4.12** – Durchflusskoeffizient  $c_d$  über der Reynoldszahl  $Re_d$  ohne Rotation für eine zylindrische Bohrung mit  $l/d = 1,56$ . Symbolfarbe und -form repräsentieren die Konfiguration. Zur besseren Lesbarkeit wurde wie folgt aufgeteilt: oben K1, K3 und K5; unten K2 und K4.

axialen Ringspalt strömt.

Die Umlenkung des Fluidstrahls in den Ringspalt im Rotor ist einem von einer Querströmung beeinflussten Fluidstrahl ähnlich. Wie in Kapitel 2 beschrieben, führt eine starke Umlenkung durch eine hohe Querströmungsgeschwindigkeit zu geringen Durchflusskoeffizienten. Analog zu Abbildung 2.6 ist der Durchflusskoeffizient für die untersuchten Konfigurationen über der Druckdifferenz  $\Delta p = p_1 - p_2$  in Abbildung 4.13 aufgetragen. Im vorliegenden Fall gibt es keine Querströmung, die den Fluidstrahl umlenkt, stattdessen wird die Änderung der Strömungsrichtung von der Geometrie erzwungen. Als relevanter Parameter für die Beschreibung der Umlenkung kommt das Verhältnis von Bohrungsdurchmesser  $d$  und Spalthöhe  $d_2 - d_1$  in Frage. Der aus einer Bohrung austretende und dann umzulenkende Impuls für Konfiguration 5 ist bei gleicher Durchströmungsgeschwindigkeit  $v_2$  beziehungsweise Reynoldszahl  $Re_d$  viermal

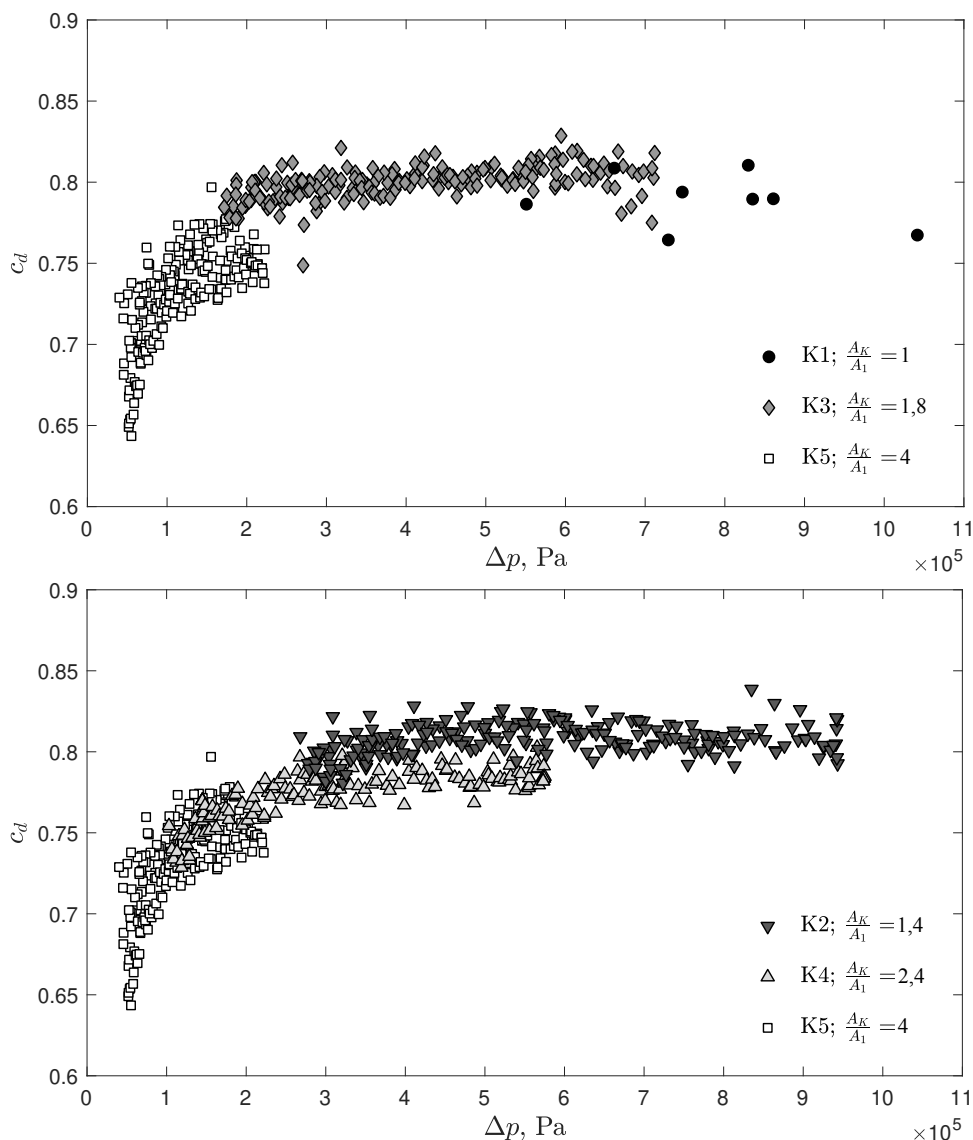
größer als für die übrigen Konfigurationen, sodass dieser Fall mit hohen Querströmungsgeschwindigkeiten vergleichbar ist, für die der  $c_d$ -Wert mit dem Druckverhältnis steigt (vgl. Abb. 2.6 für  $Ma_2 = 1,2$ ). Die Umlenkung in den Ringspalt ist folglich der Grund für die geringeren  $c_d$ -Werte und die Abhängigkeit von der Reynoldszahl für Konfiguration 5. Weitere Untersuchungen bezüglich des Einflusses der Umlenkung durch die Realisierung weiterer Spalthöhen, bzw. Verhältnisse aus Bohrungsdurchmesser und Spalthöhe, waren im Verlauf dieser Arbeit nicht möglich. Eine abschließende Bewertung kann deshalb nicht durchgeführt werden.

Der Durchflusskoeffizient  $c_d$  ist für Konfiguration 4 bei gleichem  $\Delta p$  größer als für Konfiguration 5. Auch für Konfiguration 4 steigt der  $c_d$ -Wert mit der Druckdifferenz zunächst an. Für die Konfigurationen 2 und 3 ist der Durchflusskoeffizient konstant und in beiden Fällen größer als für Konfiguration 4. Mit Konfiguration 1 sinkt der  $c_d$ -Wert wieder auf das Niveau von Konfiguration 4 ab. Für die Änderung des  $c_d$ -Werts bei gleicher Bohrungsgeometrie, Reynoldszahl  $Re_d$  und Druckdifferenz ist die Umlenkung des Fluidstrahls keine ausreichende Erklärung. Im nächsten Abschnitt wird diskutiert, ob das Druckniveau und somit Kavitation der Grund für dieses Verhalten ist.

#### 4.4.2 Einfluss der Kavitation

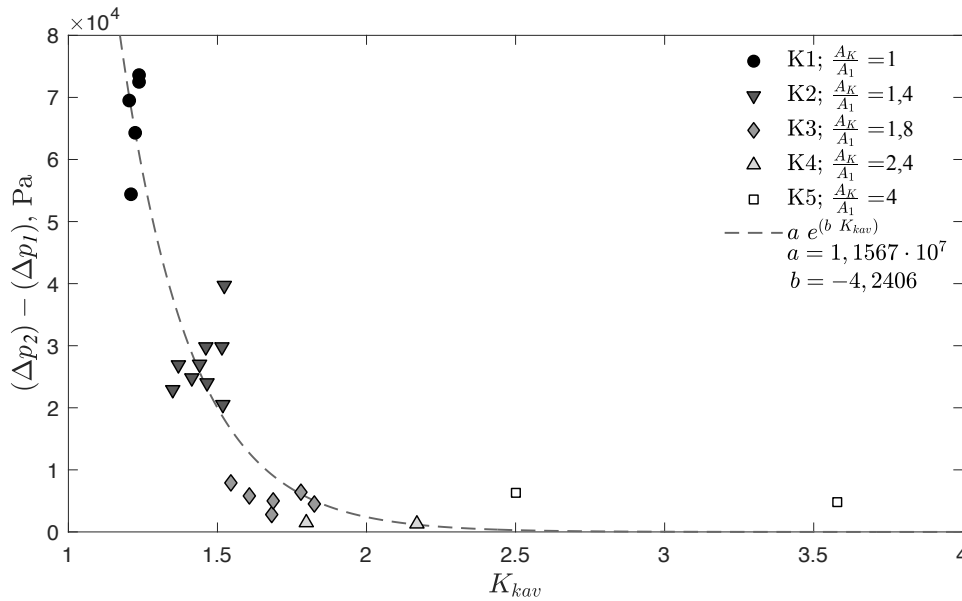
In der Diskussion in Abschnitt 4.2 wurde die Beobachtung, dass ein stromab der Bohrung auftretender Drucksprung  $\Delta p_2$  nicht für alle Betriebspunkte auch stromauf der Bohrung zu sehen ist, als Unterscheidungsmerkmal für Fälle mit und ohne Kavitation abgeleitet. Es lässt sich auf Kavitation schließen, wenn es zu einer plötzlichen Änderung der über die Bohrung anliegenden Druckdifferenz kommt, die sich aus der Differenz zwischen der Größe des Drucksprungs stromab  $\Delta p_2$  und stromauf  $\Delta p_1$  ergibt. Die Änderung des Drucks stromab der Bohrung hat im Fall von Kavitation keinen Einfluss auf den durchgesetzten Volumenstrom, da zunächst die Gebiete in denen Kavitation vorliegt schrumpfen und somit Dampf in Flüssigkeit übergeht. Zunächst wird basierend auf der Erkenntnis, dass der Drucksprung bei Kavitation in der Bohrung nicht stromauf transportiert wird, ein geeigneter Korrelationsparameter gesucht. Daraufhin wird zunächst der Einfluss der Kavitation auf den Durchflusskoeffizienten der statischen Bohrung diskutiert. Abschließend wird der Einfluss der Rotation, beziehungsweise der tangentialen Anströmgeschwindigkeit im rotierenden System, auf die kavitierende Bohrungsdurchströmung erläutert.

Aus der Literatur ist zur Beschreibung von Strömungen mit Kavitation der Kavitationsparameter  $K_{kav}$  bekannt (Gl. 2.13). In Abbildung 4.14 ist die Änderung der Druckdifferenz  $\Delta p_2 - \Delta p_1$  über dem Kavitationsparameter für die fünf untersuchten Konfigurationen aufgetragen. Die Änderung der Druckdifferenz sinkt mit steigendem Kavitationsparameter. Der Zusammenhang kann näherungsweise durch eine Exponentialfunktion ausgedrückt werden. Die Änderung der Druckdifferenz ist für Konfiguration 1 mit  $5 \cdot 10^4$  bis  $8 \cdot 10^4$  Pa am größten. Für Konfiguration 2 ist die Änderung der Druckdifferenz nur noch halb so groß und erreicht für die Konfigurationen 3 bis 5 Werte nahe Null. Zusammenfassend für alle Konfigurationen gilt, dass für Kavitationsparameter  $K_{kav} < 1,6$  bei einem Drucksprung stromab der Bohrung  $\Delta p_2$  eine deutliche Änderung der Druckdifferenz über die Bohrung entsteht. Dies lässt wiederum auf Kavitation schließen.



**Abbildung 4.13** – Durchflusskoeffizient  $c_d$  über der Druckdifferenz  $\Delta p$ . Symbolfarbe und -form repräsentieren die Konfiguration. Zur besseren Lesbarkeit wurden oben K1 und K3, sowie unten K2 und K4 jeweils mit K5 verglichen.

Der Kavitationsparameter ist folglich für diese Anwendung eine sinnvolle Größe, um den Einfluss von Kavitation zu beschreiben. In der Literatur wird zudem die Wurzel  $K_{kav}^{0,5}$  verwendet, da im Kavitationsregime der Durchflusskoeffizient  $c_d$  linear mit  $K_{kav}^{0,5}$  ansteigt (vgl. Gl. 2.15 und Anhang A). In Abbildung 4.15 ist der Durchflusskoeffizient  $c_d$  für die Konfigurationen 1 bis 5 ohne Rotation über der Wurzel des Kavitationsparameters aufgetragen. Die kleinsten Werte für den Kavitationsparameter ergeben sich für Konfiguration 1. Mit steigender durchströmter Fläche steigt  $K_{kav}^{0,5}$  an, da die Durchströmgeschwindigkeit und die anliegende Druckdifferenz sinken. Der Durchflusskoeffizient steigt zunächst von Konfiguration 1 auf 2 an, um bei einer weiteren Erhöhung des Kavitationsparameters (K2 bis K5) zu sinken. Der maximale  $c_d$ -Wert liegt bei  $K_{kav}^{0,5} \approx 1,3$ . In der Literatur wird der Übergang zwischen einphasiger und kavitierender Strömung etwa bei  $K_{kav} \approx 1,8$  ( $K_{kav}^{0,5} \approx 1,34$ ) für eine zylindrische, scharfkantige Bohrung

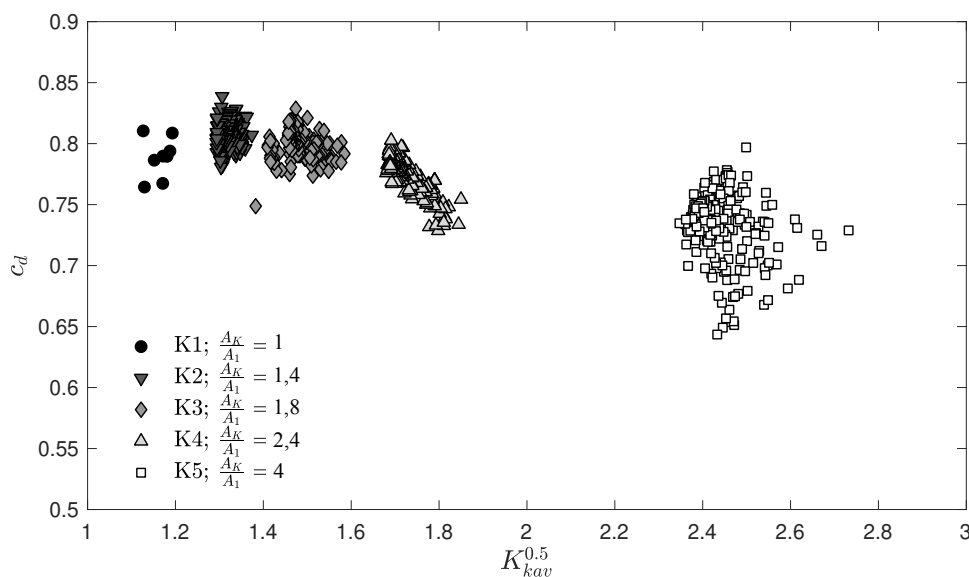


**Abbildung 4.14** – Änderung der Druckdifferenz beim Auftreten eines Drucksprungs stromab der Einlassbohrung aufgetragen über dem Kavitationsparameter.

beschrieben (Nurick et al., 2008). Es lässt sich somit folgern, dass die Betriebspunkte für Konfiguration 1 in den Abbildungen 4.12, 4.13 und 4.15 im Kavitationsgebiet liegen und das Auftreten von Kavitation die Ursache für die geringeren Durchflusskoeffizienten im Vergleich zu den anderen Konfigurationen ist.

Ausgehend von dem Maximum des  $c_d$ -Werts bei  $K_{kav}^{0,5} \approx 1,3$  sinkt der  $c_d$ -Wert bei einer weiteren Steigerung des Kavitationsparameters durch die größere durchströmte Fläche (K2 - K5). Aus der Literatur ist ein Maximum des Durchflusskoeffizienten im Bereich des Übergangs zwischen Kavitation und einphasiger Strömung bekannt. Dort wurde jedoch außerhalb des Kavitationsgebiets nach Überschreiten des Maximums ein konstanter Durchflusskoeffizient erreicht. Der höhere Durchflusskoeffizient im Übergangsbereich wird durch eine Reduktion der Reibungsverluste durch die Gasblasen zwischen Flüssigkeit und Bohrungswand erklärt. Dass die  $c_d$ -Werte für die Konfigurationen 4 und 5 weiter abnehmen, lässt sich durch die geringeren Druckdifferenzen über die Bohrung erklären (vgl. Abb. 4.13.)

Der für kavitierende Strömungen aus der Literatur bekannte lineare Zusammenhang zwischen  $c_d$  und  $K_{kav}^{0,5}$  (Gl. 2.15) wird nun für rotierende Bohrungen überprüft, indem der Durchflusskoeffizient für Konfiguration 1 über der Wurzel des Kavitationsparameters aufgetragen wird. Wie in Abbildung 2.8 wird für unterschiedliche Anströmbedingungen eine andere Steigung von  $c_d$  mit  $K_{kav}^{0,5}$  erwartet. Die Anströmbedingungen werden hier durch das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  ausgedrückt, sodass der  $c_d$ -Wert bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis einer Ursprungsgerade im  $c_d - K_{kav}^{0,5}$ -Diagramm folgt. In Abbildung 4.16 ist das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  mittels der gleichen Graustufenverteilung in beiden Graphen gekennzeichnet. In Abbildung 4.16a sind die Werte für alle untersuchten Betriebspunkte mit Konfiguration 1 dargestellt. Zusätzlich sind sechs Ursprungsgeraden eingetragen, die Gleichung 2.15 mit einem Kontraktionskoeffizienten  $0,525 < C_c < 0,65$  entsprechen. Bereiche unterschiedlicher Einfär-



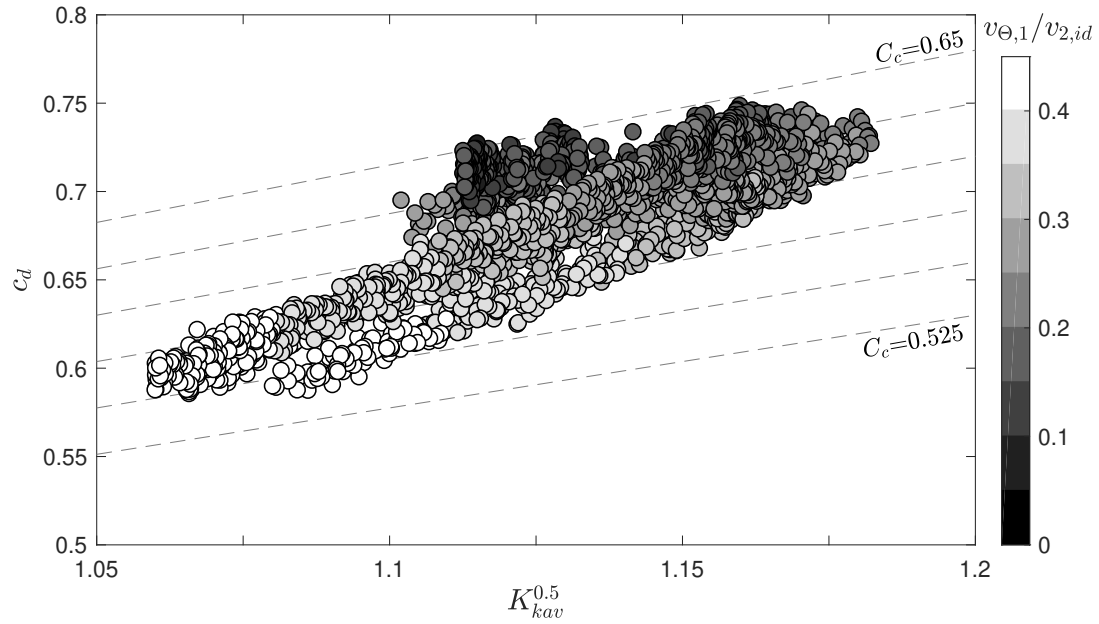
**Abbildung 4.15** – Durchflusskoeffizient  $c_d$  ohne Rotationseinfluss über der Wurzel des Kavitationsparameters  $K_{kav}^{0,5}$ . Symbolfarbe und -form repräsentieren die Konfiguration.

bung werden näherungsweise entlang dieser Ursprungsgeraden voneinander abgegrenzt. Diese Grenzen beschreiben konstante Anströmverhältnisse und erfüllen näherungsweise Gleichung 2.15, welche nur im Fall von Kavitation gilt.

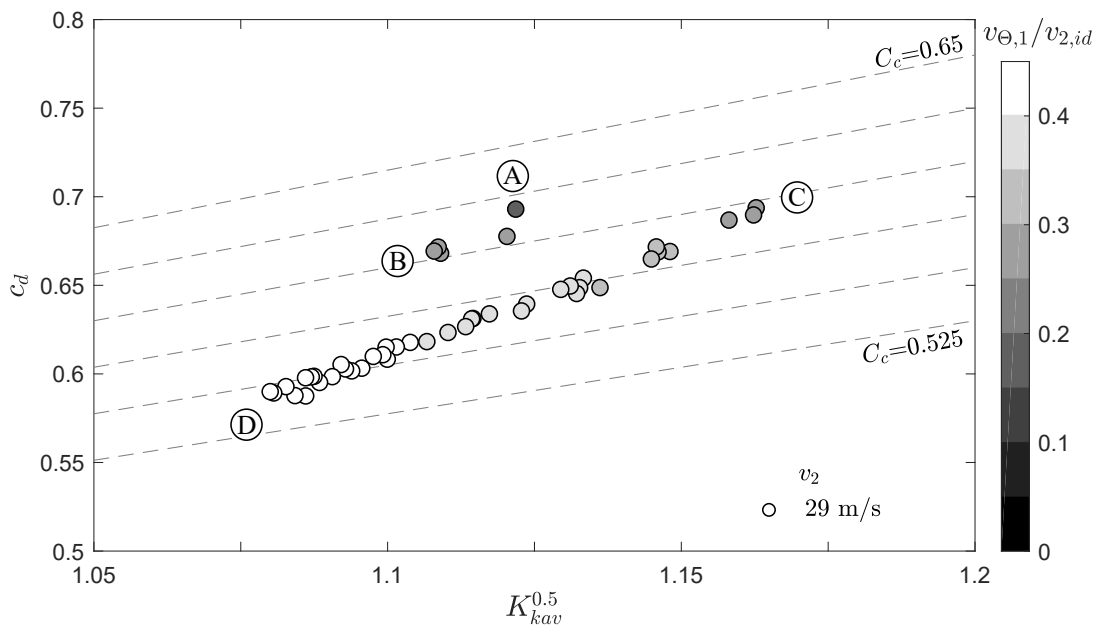
Eine genauere Betrachtung des Einflusses des Geschwindigkeitsverhältnisses  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  auf den Durchflusskoeffizient  $c_d$  unter Kavitationsbedingungen wird in Abbildung 4.16b ermöglicht: Für eine konstante Durchströmgeschwindigkeit von  $v_2 = 29,6 \text{ m s}^{-1}$  ist der  $c_d$ -Wert über  $K_{kav}^{0,5}$  für eine Erhöhung der Rotorgeschwindigkeit  $v_B$  von 5 auf  $25 \text{ m s}^{-1}$  aufgetragen (vgl. Abb. 4.3b). Dies resultiert in einem Geschwindigkeitsverhältnis von  $0,19 < \frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} < 0,44$ .

Die Steigerung der Rotordrehzahl im  $c_d$ - $K_{kav}^{0,5}$ -Diagramm beginnt am Punkt (A) in Abbildung 4.16b bei  $K_{kav}^{0,5} = 1,122$  und  $c_d = 0,69$ . Zunächst sinken mit  $v_B$  der Durchflusskoeffizient  $c_d$  und der Kavitationsparameter  $K_{kav}^{0,5}$  bis (B). Dabei ist die Änderungsrate größer als die der eingetragenen Ursprungsgeraden. Grund hierfür ist die Änderung der Anströmbedingungen: Das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  steigt von 0,19 auf 0,25. Bei einer weiteren Steigerung von  $v_B$  kommt es zum Drucksprung, erkennbar in Abbildung 4.3b bei  $v_B \approx 12 \text{ m s}^{-1}$ . Bei näherungsweise konstantem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} = 0,25$  steigen  $c_d$  und  $K_{kav}^{0,5}$  auf 0,72 beziehungsweise 0,176 an (C). Die Werte liegen während dieses Vorgangs nahe der Ursprungsgeraden mit  $C_c = 0,6$ . Bei einer weiteren Erhöhung von  $v_B$  sinkt der  $c_d$ -Wert mit  $K_{kav}^{0,5}$  auf Punkt (D), mit einer größeren Steigung als die Ursprungsgeraden. Dies resultiert wiederum aus der veränderten Anströmung durch die Erhöhung des Geschwindigkeitsverhältnisses. Dass sich der Sprung in der Druckdifferenz, wie im vorherigen Absatz erläutert, als Ursprungsgerade zwischen den Punkten (B) und (C) im  $c_d$ - $K_{kav}^{0,5}$ -Diagramm darstellen lässt, bestätigt das Auftreten von Kavitation in der Strömung.

Mittels der Darstellung aller für Konfiguration 1 ermittelten  $c_d$ -Werte über  $K_{kav}^{0,5}$  in Abbildung 4.16a wird der Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses, repräsentiert durch Graustufen, er-



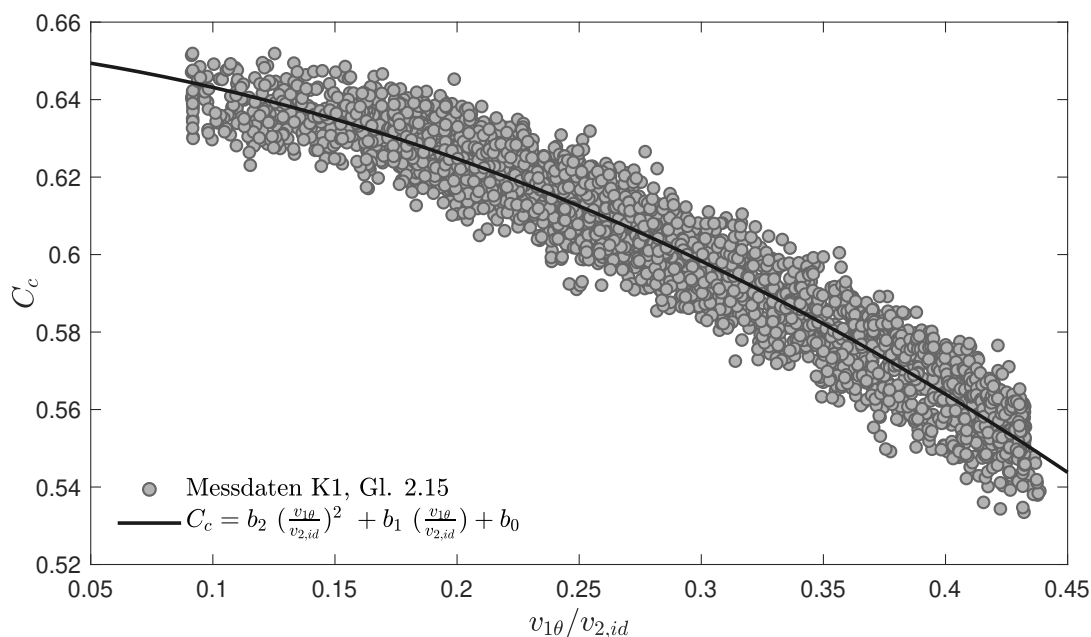
(a) Alle untersuchten Betriebspunkte.

(b) Betriebspunkte konstanter Durchströmgeschwindigkeit  $v_2$  bei Erhöhung der Rotorgeschwindigkeit  $v_{1r}$ .

**Abbildung 4.16** – Durchflusskoeffizient  $c_d$  über dem Kavitationsparameter  $K_{kav}^{0,5}$  für Konfiguration 1 ( $n_B = 5$ ). Symbolfarben repräsentieren das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$ .

sichtlich. Das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  ist demnach nicht nur, wenn ein Sprung in der Druckdifferenz auftritt, zu berücksichtigen. Bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  ist ein linearer Zusammenhang zwischen  $c_d$  und  $K_{kav}^{0,5}$  erkennbar. Mit Gleichung 2.16 lässt sich nun der Flächenquotient  $C_c$  für jeden Datenpunkt ermitteln. In Abbildung 4.17 ist  $C_c$  für Konfiguration 1 über dem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  aufgetragen. Der Flächenquotient sinkt mit dem Geschwindigkeitsverhältnis. Dieser Verlauf lässt eine eindeutige Zuordnung von  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  auf





**Abbildung 4.17** – Flächenverhältnis  $C_c$  nach Gleichung 2.16 über dem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  für Konfiguration 1, sowie einer quadratischen Regression.

**Tabelle 4.1** – Koeffizienten für quadratische Regression nach Gleichung 4.20.  $R^2 = 0,9281$

$b_2$	$b_1$	$b_0$
-0,3983	-0,06487	0,6536

$C_c$  zu und kann mit einer quadratischen Regression der Form

$$C_c = b_2 \left( \frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} \right)^2 + b_1 \left( \frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} \right) + b_0 \quad (4.20)$$

ausgedrückt werden. Mit den in Tabelle 4.1 aufgeführten Koeffizienten ergibt sich die in Abbildung 4.17 eingetragene Regressionskurve.

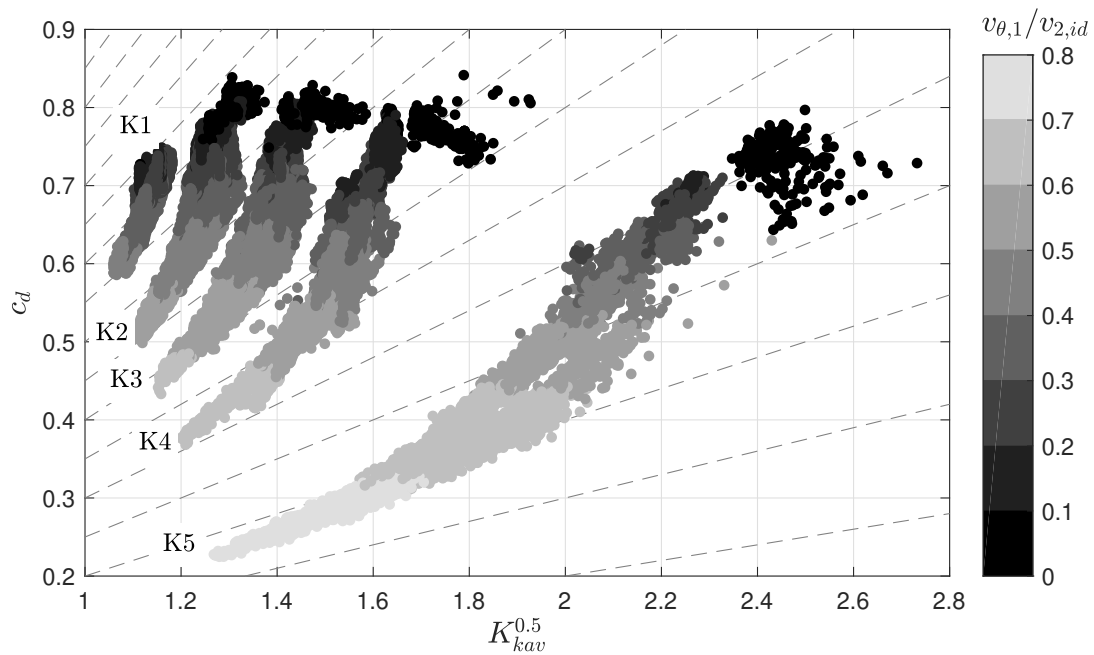
Da die Anströmgeschwindigkeit  $v_{1\theta}$  nicht vernachlässigbar ist, wurde zunächst Gleichung 2.16 zur Berechnung von  $C_c$  verwendet. Dieser Zusammenhang ist nicht linear. Die in Abbildung 4.17 dargestellten Werte für  $C_c$  werden mit den Ergebnissen für  $C_c$  verglichen, die sich durch die Auswertung nach Gleichung 2.15 mit  $C_c$  als Proportionalitätsfaktor zwischen  $c_d$  und  $K_{kav}^{0,5}$  ergeben. Es ergibt sich eine maximale Abweichung von 0,85%. Diese geringe Abweichung ist konsistent mit den in Abbildung 4.16a dargestellten Daten, welche einen linearen Zusammenhang für ein konstantes Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  zeigen. Auch aus der Literatur ist für nicht vernachlässigbare Anströmgeschwindigkeiten ein solcher linearer Zusammenhang beobachtet worden (vgl. Abschnitt 2.2). Der Grund wird durch die Auswertung der einzelnen Terme in Gleichung 2.16 deutlich: Nicht der Quotient  $v_1/v_2$  ist bei den erreichten Rotordrehzahlen der maßgebliche Einflussparameter, sondern der Term  $(1 - K_{kav})$ , der im betrachteten Bereich sehr klein ist.

Mit der Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen  $c_d$  und  $K_{kav}^{0,5}$  lässt sich nun der Durchflusskoeffizient  $c_d$  im Kavitationsgebiet aus dem Druck stromauf und stromab der Bohrung,  $p_1$  und  $p_2$ , sowie der tangentialen Anströmgeschwindigkeit  $v_{1\theta}$  ermitteln. Mit Gleichung 4.20 und den Koeffizienten aus Tabelle 4.1 wird  $C_c$  bestimmt. Das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  wird mit dem Druck stromauf und stromab der Bohrung,  $p_1$  und  $p_2$ , sowie der tangentialen Anströmgeschwindigkeit  $v_{1\theta}$  (vgl. Gleichungen 3.2 und 2.22) berechnet. Zur Bestimmung des Kavitationsparameters muss ebenfalls der Druck stromauf und stromab der Bohrung bekannt sein.

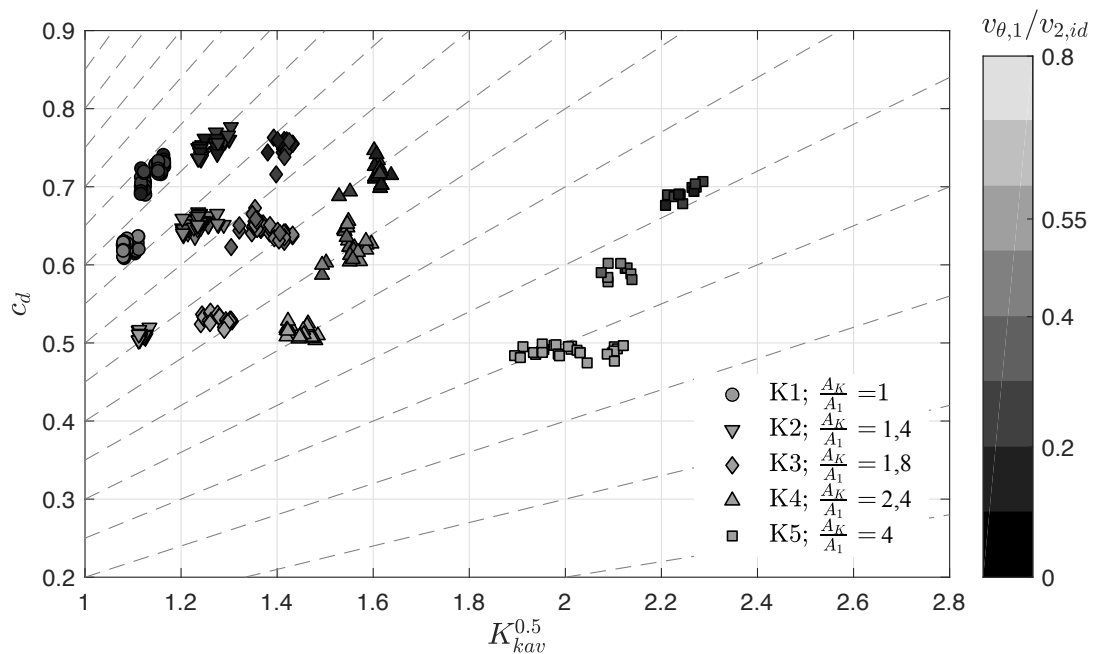
Der Drucksprung ist, wie in Abschnitt 4.2 diskutiert, ein von außen auf die Durchströmung aufgeprägter Effekt. Der stromab der Einlassbohrungen auftretende Sprung wird aufgrund von Kavitation nicht stromauf transportiert. Dieses Ereignis lässt sich mit einem linearen Zusammenhang zwischen  $c_d$  und  $K_{kav}^{0,5}$  darstellen. Tritt kein Drucksprung stromab der Einlassbohrung auf, kann anhand des linearen Anstiegs von  $c_d$  mit  $K_{kav}^{0,5}$  für konstante Anströmbedingungen direkt auf das Auftreten von Kavitation geschlossen werden.

Die experimentell bestimmten Werte des Durchflusskoeffizienten für alle fünf untersuchten Konfigurationen sind in Abbildung 4.18 über  $K_{kav}^{0,5}$  aufgetragen. Das Geschwindigkeitsverhältnis ist mittels der Symbolfarbe repräsentiert. Aus Gründen der übersichtlicheren Darstellung wurde für alle Konfigurationen ein Kreissymbol gewählt. Die Daten der einzelnen Konfigurationen bilden voneinander abgegrenzte Bereiche. Zunächst wird der Zusammenhang zwischen  $c_d$  und  $K_{kav}^{0,5}$  für die einzelnen Konfigurationen betrachtet. Für die Konfigurationen 3 bis 5 ist jeweils der  $c_d$ -Wert für ein konstantes Geschwindigkeitsverhältnis konstant, was an dem horizontalen Verlauf der Grenzen zwischen den Farbbereichen erkennbar ist. Es tritt dort keine Kavitation auf. Für alle Konfigurationen sinkt das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  mit steigendem Kavitationsparameter. Für Konfiguration 5 wird die größte Spanne des Kavitationsparameters mit  $1,27 < K_{kav}^{0,5} < 2,73$  abgedeckt. Die kleinsten Werte liegen nahe dem theoretisch ermittelten kritischen Kavitationsparameter von  $K_{kav,krit}^{0,5} = 1,34$ . All dies deutet auf das Einsetzen von Kavitation bei höheren Geschwindigkeitsverhältnissen hin: Durch Rotation wird die Strömung durch die Bohrung stärker eingeschnürt und somit beschleunigt. Im Rotor treten die geringsten Drücke auf, da es zu einer Beschleunigung zu den Auslassbohrungen hin kommt. Allerdings sind für diesen Bereich nicht ausreichend Daten verfügbar, um dies weiter zu untermauern.

In Abbildung 4.19 sind Daten für drei konstante Geschwindigkeitsverhältnisse von  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} = 0,2$ ;  $0,4$  und  $0,55 (\pm 2 \cdot 10^{-3})$  aus Abbildung 4.18 dargestellt. Farbgebung und Achsenskalierung sind in beiden Abbildungen gleich gewählt. In Abbildung 4.19 sind die verschiedenen Konfigurationen durch die Symbolform zu unterscheiden. Es ist ein Maximum des  $c_d$ -Werts im Bereich  $1,2 < K_{kav}^{0,5} < 1,4$  zu erkennen. Eine weitere Steigerung des Kavitationsparameters durch die Steigerung der durchströmten Fläche  $A_K$  mit  $K_{kav}^{0,5} > 1,4$  führt zu sinkenden  $c_d$ -Werten. Ein Einfluss von Kavitation kann nicht der Grund für dieses Verhalten sein, da es sich bis  $K_{kav}^{0,5} = 2,2$  fortsetzt. Im Vergleich zu dem in Abbildung 4.15 dargestellten Fall ohne Rotation ist die Änderung des  $c_d$ -Werts im gesamten untersuchten Bereich von  $K_{kav}$  geringer und scheint mit steigendem Geschwindigkeitsverhältnis weiter abzunehmen.



**Abbildung 4.18** – Durchflusskoeffizient  $c_d$  über dem Kavitationsparameter  $K_{kav}^{0,5}$ . Symbolfarben repräsentieren das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$ . Gestrichelte Linien repräsentieren Ursprungsgeraden nach Gl. 2.15. Gesamter untersuchter Bereich.



**Abbildung 4.19** – Durchflusskoeffizient  $c_d$  über dem Kavitationsparameter  $K_{kav}^{0,5}$ . Symbolfarben repräsentieren das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$ , Symbolform die Bohrungsanzahl. Gestrichelte Linien repräsentieren Ursprungsgeraden nach Gl. 2.15. Gesamter untersuchter Bereich.

## Zusammenfassung

Ausgehend von der Beobachtung aus Abschnitt 4.2, dass der am Rotorauslass auftretende Drucksprung bei Kavitation in der Bohrung nicht stromauf transportiert wird, wird die resultierende plötzliche Änderung der Druckdifferenz über die Bohrung als Kriterium für Kavitation verwendet. Es wird gezeigt, dass die Änderung der Druckdifferenz mit dem Kavitationsparameter korreliert. Kavitation tritt demnach für  $K_{kav} < 1,6$  auf, da dann eine deutliche Änderung in der Druckdifferenz beobachtet werden kann. Für größere Werte von  $K_{kav}$  ist dies nicht der Fall.

Es wurde festgestellt, dass das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  ein relevanter Einflussfaktor auf den Durchflusskoeffizienten ist. Unter Kavitationsbedingungen korreliert der Durchflusskoeffizient  $c_d$  linear mit der Wurzel des Kavitationsparameters  $K_{kav}^{0,5}$  bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$ . Der Proportionalitätsfaktor  $C_c$  zwischen diesen beiden Größen hängt von dem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  ab. Es wurde ein quadratischer Zusammenhang zwischen dem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  und  $C_c$  festgestellt und abgeleitet. Der Durchflusskoeffizient für eine kavitierende Bohrungsdurchströmung kann somit in Abhängigkeit des Drucks stromauf und stromab der Bohrung, sowie der tangentialen Anströmgeschwindigkeit  $v_{1\theta}$  bestimmt werden.

Tritt keine Kavitation auf, so wird erwartet, dass der Durchflusskoeffizient bei gleicher Konfiguration unabhängig vom Kavitationsparameter ist und mit steigendem Geschwindigkeitsverhältnis sinkt. Es wurde jedoch beobachtet, dass der Durchflusskoeffizient unter Einbeziehung aller Konfigurationen mit steigendem Kavitationsparameter sinkt. Der Einfluss des Bohrungsdurchmessers wurde in Abschnitt 4.4.1 auf die mit steigendem Bohrungsdurchmesser stärkere Umlenkung in den Rotorringpalt hinein zurückgeführt. Erklärungen aus der Literatur, dass Gasblasen die Reibungsverluste verringern, können nur ein lokales Maximum des  $c_d$ -Werts erklären (vgl. Abschnitt 2.2). Das Absinken von  $c_d$  mit steigenden  $K_{kav}$  beziehungsweise sinkender Druckdifferenz bei gleicher Bohrungsgeometrie kann somit nicht mit Kavitationseffekten erklärt werden und wird in einem der folgenden Abschnitte genauer erläutert.

Sowohl im Kavitationsgebiet, als auch außerhalb, ist das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  ein relevanter Einflussfaktor auf den Durchflusskoeffizienten.

### 4.4.3 Einfluss der Rotationsgeschwindigkeit

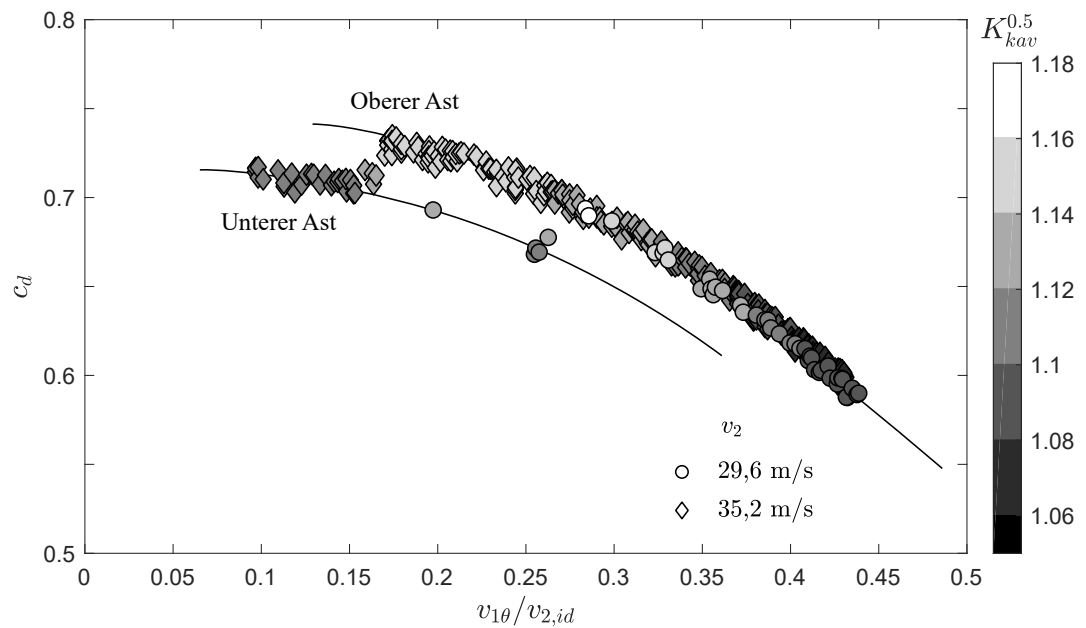
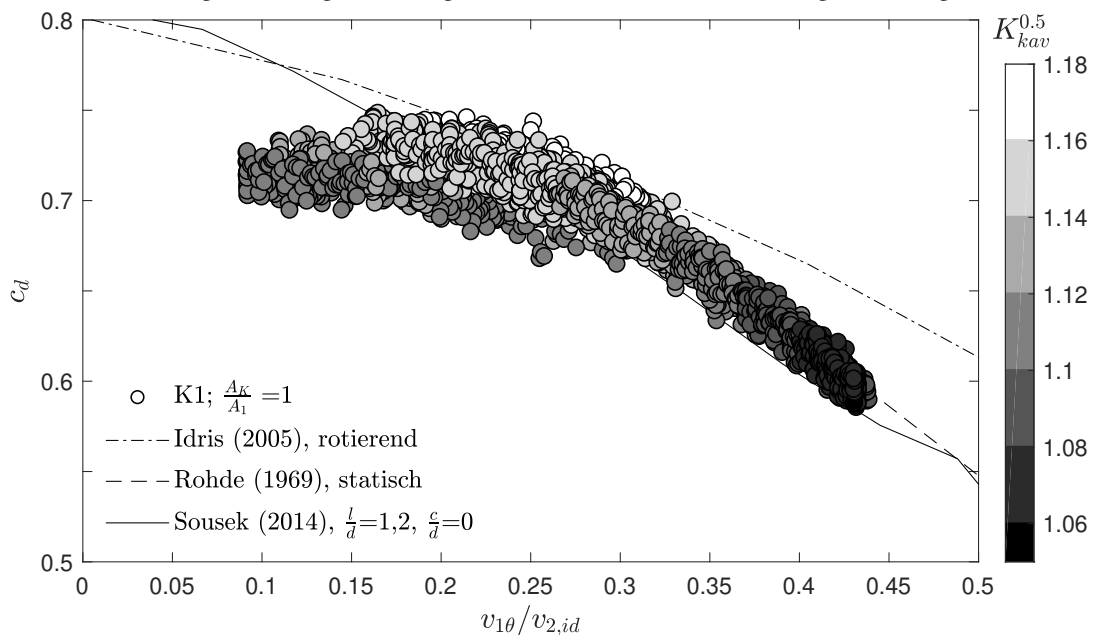
Im vorangegangenen Abschnitt wurde festgestellt, dass das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  ein relevanter Einflussfaktor auf den Durchflusskoeffizienten ist. Dessen Einfluss wird nun mittels experimenteller und numerischer Untersuchungen diskutiert. In Abbildung 4.20a ist der Durchflusskoeffizient  $c_d$  über dem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  für zwei konstante Durchströmgeschwindigkeiten  $v_2 = 29,6$  und  $35,2 \text{ m s}^{-1}$  bei einer Erhöhung der Rotordrehzahl aufgetragen. Die dargestellten Daten entsprechen denen aus Abbildung 4.16b und Abbildung 4.3b für Konfiguration 1. Die Farbgebung der Symbole repräsentiert den Kavitationsparameter. In beiden Fällen resultiert die Erhöhung des Geschwindigkeitsverhältnisses durch die Rotation zu einer Reduktion des Durchflusskoeffizienten. Der Verlauf ist jedoch nicht kontinuierlich, son-

dem wird durch eine plötzliche Erhöhung des  $c_d$ -Werts unterbrochen. Im Fall der geringeren Durchströmgeschwindigkeit von  $v_2 = 29,6 \text{ m s}^{-1}$  (○) sinkt der Durchflusskoeffizient mit dem Geschwindigkeitsverhältnis, bis bei  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} = 0,25$  die durch den Drucksprung verursachte Erhöhung des Durchflusskoeffizienten auftritt. Mit der höheren Durchflussgeschwindigkeit von  $v_2 = 35,2 \text{ m s}^{-1}$  (◇) tritt die Erhöhung des Durchflusskoeffizienten schon bei  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} = 0,19$  auf. Es ergeben sich somit für den Verlauf von  $c_d$  über  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  = zwei Äste, wie in Abbildung 4.20a eingetragen: Ein unterer, der den Bereich für Geschwindigkeitsverhältnisse, die kleiner sind als der Wert, bei dem der Sprung auftritt, abdeckt. Der obere Ast umfasst alle Geschwindigkeitsverhältnisse größer als das, bei dem der Sprung stattfindet. Es lässt sich zusammenfassen, dass einem Geschwindigkeitsverhältnis kein Durchflusskoeffizient eindeutig zugeordnet werden kann.

In Abbildung 4.20b ist der für Konfiguration 1 ermittelte Durchflusskoeffizient  $c_d$  für alle untersuchten Randbedingungen über dem Geschwindigkeitsverhältnis aufgetragen. Die Symboleinfärbung repräsentiert wie in Abbildung 4.20a den Kavitationsparameter. Zusätzlich sind experimentelle Ergebnisse von Idris und Pullen (2005), Rohde et al. (1969) und Sousek et al. (2014) als Linien eingetragen, die die Daten der jeweiligen Autoren direkt verbinden. Diese wurden für Luftströmungen durch rotierende Bohrungen, beziehungsweise schräg angeströmte stehende Bohrungen ermittelt. Insbesondere im Bereich hoher Geschwindigkeitsverhältnisse stimmen diese gut mit den hier ermittelten  $c_d$ -Werten übereinstimmen. Der Durchflusskoeffizient weist im Bereich  $0,15 < \frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} < 0,35$  eine starke Streuung von  $\Delta c_d > 0,05$  auf. Wie durch die Analyse des Durchflusskoeffizienten bei konstanter Durchflussgeschwindigkeit und einer Erhöhung der Rotordrehzahl festgestellt (Abb. 4.20a), resultiert dies aus Kavitationseffekten und der beobachteten Änderung von  $c_d$  aufgrund der sprunghaften Änderung der Druckdifferenz.

Der Verlauf des im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Durchflusskoeffizienten weicht insbesondere im Bereich kleiner Geschwindigkeitsverhältnisse  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} < 0,25$  von den aus der Literatur entnommenen Kurven zu kleineren Werten des Durchflusskoeffizienten hin ab. Bei Berücksichtigung des Kavitationsparameters durch die Symbolfarbe fällt auf, dass Bereiche gleicher Färbung, und somit gleichem Wert des Kavitationsparameters einen steileren Verlauf des  $c_d$ -Werts in Abhängigkeit des Geschwindigkeitsverhältnisses  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  aufweisen. In dem in Abbildung 4.20b dargestellten Fall steigt der Durchflusskoeffizient  $c_d$  mit dem Wert des Kavitationsparameters  $K_{kav}$  bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$ .

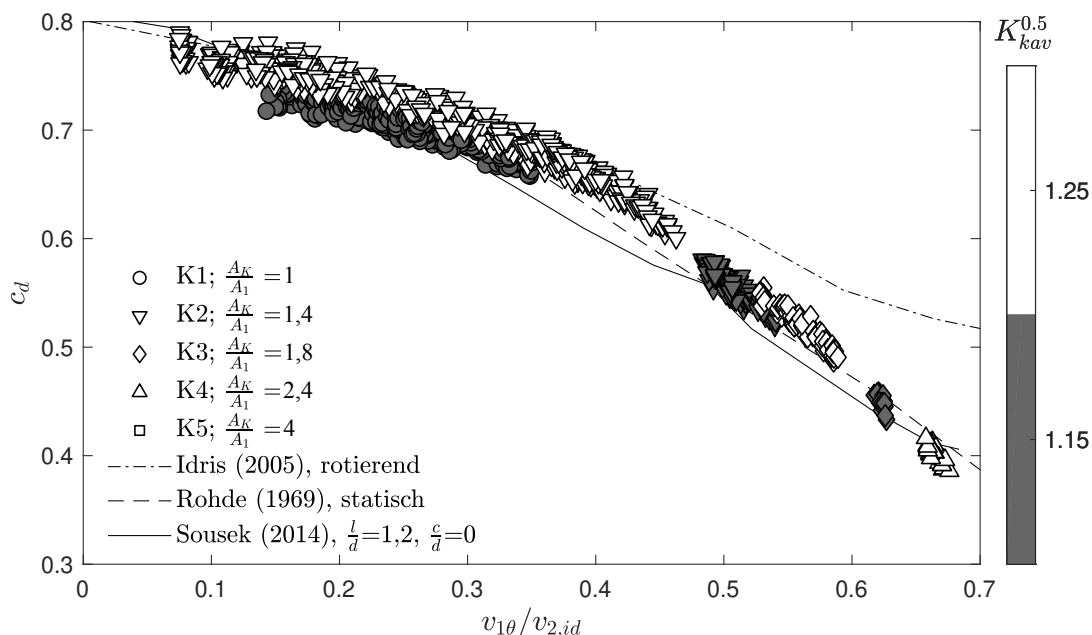
Es ist deshalb sinnvoll, den Verlauf des Durchflusskoeffizienten bei konstantem Kavitationsparameter zu betrachten. In Abbildung 4.21 ist der Durchflusskoeffizient für zwei konstante Werte des Kavitationsparameters  $K_{kav}^{0,5} = 1,15$  und  $1,25$  über dem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  aufgetragen. Beide Werte liegen im Kavitationsgebiet, wobei der größere Wert nah am Übergang zur einphasigen Strömung liegt. Für diesen höheren Wert des Kavitationsparameters ergeben sich erwartungsgemäß höhere Durchflusskoeffizienten. Durch die Betrachtung konstanter Werte des Kavitationsparameters konnte zudem die Streuung des  $c_d$ -Werts im Bereich  $0,15 < \frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} < 0,35$  reduziert werden. Eine Steigerung des Geschwindigkeitsverhältnisses führt für beide Werte des Kavitationsparameters zu einer Verringerung des Durchflusskoeffizienten  $c_d$ . Der Verlauf stimmt für konstanten Kavitationsparameter  $K_{kav}$  mit den von Rohde et al. (1969) und Sousek et al. (2014) ermittelten Werten weitestgehend überein. Gleichzeitig nähern sich die Werte für beide Kurven einander an. Der Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses auf den

(a) Erhöhung der Rotorgeschwindigkeit  $v_B$  bei konstanter Durchströmgeschwindigkeit  $v_2$ .

(b) Vergleich mit Daten aus der Literatur.

**Abbildung 4.20** – Durchflusskoeffizient  $c_d$  über dem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  für Konfiguration 1. Symbolfarbe repräsentiert den Kavitationsparameter  $K_{kav}^{0.5}$ .

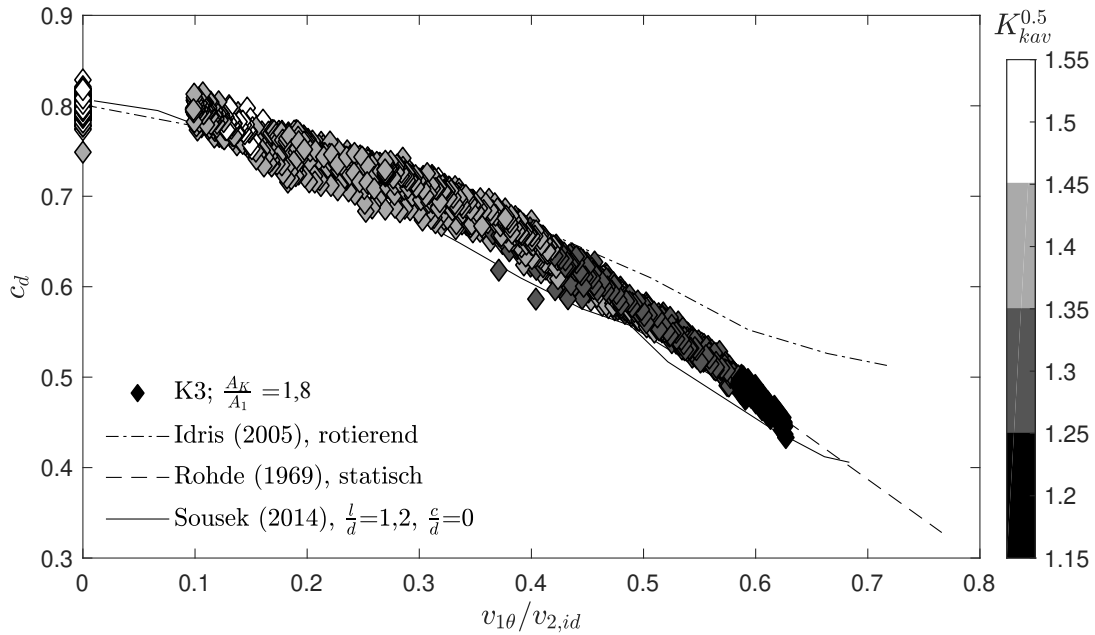
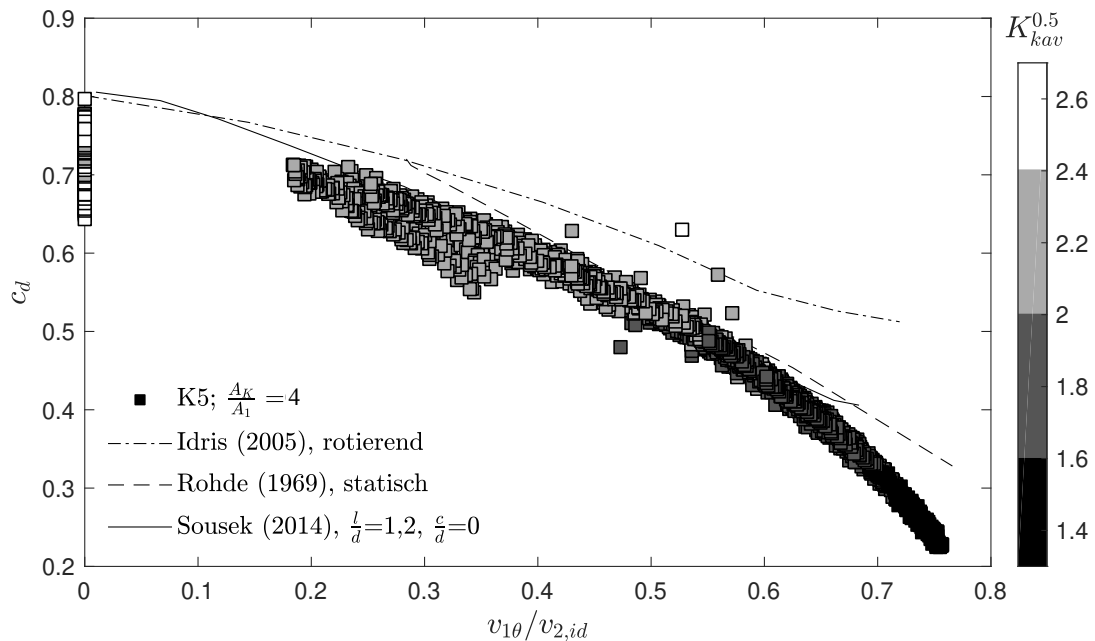
Durchflusskoeffizienten und somit der Rotation ist im untersuchten Bereich deutlich stärker, als der der Kavitation. Zudem hat Kavitation nur im Bereich kleiner Geschwindigkeitsverhältnisse  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} < 0,35$  einen merklichen Einfluss auf den Durchflusskoeffizienten  $c_d$ . Es ist allerdings anzumerken, dass hohe Geschwindigkeitsverhältnisse bei konstanter Durchflussgeschwindigkeit zu kleinen Werten des Kavitationsparameters führen, was schlussendlich zum Einsetzen von Kavitation führen wird.



**Abbildung 4.21** – Einfluss der Rotation bei konstantem Kavitationsparameter  $K_{kav}^{0,5} = 1,15 \pm 0,01$  und  $1,25 \pm 0,01$ .

Tritt in der Strömung keine Kavitation ( $K_{kav}^{0,5} > 1,3$ ) auf, so nimmt der  $c_d$ -Wert mit dem Geschwindigkeitsverhältnis ab. Der Vergleich des Verlaufs des Durchflusskoeffizienten in Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsverhältnis in Abbildung 4.22 zwischen den Daten für die Konfigurationen 3 und 5 mit den Ergebnissen von Idris und Pullen (2005), Rohde et al. (1969) und Sousek et al. (2014) zeigt eine gute Übereinstimmung. Im Bereich hoher Geschwindigkeitsverhältnisse  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} > 0,7$  wurden für Konfiguration 5 geringere Werte des Durchflusskoeffizienten ermittelt als in den Vergleichsstudien. Für ein Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} < 0,4$  ist eine Streuung des  $c_d$ -Werts zu beobachten, der von der in Abschnitt 4.4.1 diskutierten Umlenkung stromab der Bohrung verursacht wird, da der Durchflusskoeffizient mit steigender Druckdifferenz  $\Delta p$  bis  $\Delta p = 4 \cdot 10^5$  Pa steigt. Dies wird bei der Betrachtung des  $c_d$ -Werts mit Konfiguration 5 in Abbildung 4.22b für  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}} = 0$  und dem Vergleich mit Abbildung 4.13 deutlich. Die Änderung des Durchflusskoeffizienten mit steigendem Geschwindigkeitsverhältnis ist jedoch deutlich größer als der Einfluss der Umlenkung in axiale Richtung. Der Kavitationsparameter sinkt mit steigendem Geschwindigkeitsverhältnis (vgl. Abbildung 4.22a) und erreicht Werte, für die ein Auftreten von Kavitation nicht ausgeschlossen werden kann. Der Einfluss der Rotation auf den  $c_d$ -Wert überwiegt jedoch, wie schon in der vorausgehenden Diskussion der Durchströmung mit Kavitationseinfluss festgestellt wurde.

Ein genauerer Einblick in die Strömung ist mittels numerischer Simulationen möglich. Um den Einfluss der Rotation auf die Bohrungsdurchströmung zu untersuchen, wurden Berechnungen mit konstanter Durchströmgeschwindigkeit  $v_2 = 27,3 \text{ m s}^{-1}$  in Kombination mit vier verschiedenen Rotordrehzahlen zwischen 0 und  $1300 \text{ min}^{-1}$  für Konfiguration 4 durchgeführt (Triquet, 2019). Dies entspricht einer Umfangsgeschwindigkeit von bis zu  $v_B = 12,7 \text{ m s}^{-1}$ . Die Modellierung ist in Anhang A beschrieben.

(a) Konfiguration 3 mit neun Bohrungen,  $d = 5$  mm(b) Konfiguration 5 mit fünf Bohrungen,  $d = 10$  mm.**Abbildung 4.22** – Druckverlust  $p_{t,v}$  über dynamischem Druck ohne Rotationseinfluss.

In Abbildung 4.23 ist für jede untersuchte Rotorgeschwindigkeit der Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  im mitrotierenden System in zwei Schnitten, entlang der Bohrungsschneise, dargestellt. Auf der linken Seite ist der  $r$ - $\theta$ -Schnitt und auf der rechten der  $r$ - $z$ -Schnitt dargestellt. Die Rotorgeschwindigkeit  $v_B$  steigt von oben nach unten an. Im  $r$ - $\theta$ -Schnitt ist gut zu erkennen, dass mit steigender Rotorgeschwindigkeit die tangentielle Anströmgeschwindigkeit  $v_{1\theta}$  steigt. Dies bewirkt, dass die Bohrungsdurchströmung zur strömungsabgewandten Seite hin, also entgegen der Drehrichtung, verschoben wird. Im statischen Fall ist die Strömung symmetrisch und mit steigender Rotorgeschwindigkeit  $v_B$  verschiebt sich der Fluidstrahl nach rechts. Aufgrund der



Rotation entsteht somit eine Druck- und eine Saugseite in der Bohrung, die in Abbildung 4.23 rechts beziehungsweise links zu sehen sind. Das Ablösegebiet auf der Saugseite wächst mit steigender Umfangsgeschwindigkeit  $v_{1\theta}$ , während die Ablösung auf der Druckseite schrumpft und für  $v_B > 12,7 \text{ m s}^{-1}$  nicht mehr erkennbar ist. Insgesamt resultiert dies in einer Verringerung der Fläche der Vena Contracta und folglich höheren Strömungsgeschwindigkeiten in der Bohrung. Dieses durch die Geschwindigkeit  $v_{1\theta}$  hervorgerufene Verhalten der Strömung führt schließlich zu einer Verringerung des Durchflusskoeffizienten, wie aus Abbildung 4.20b ersichtlich ist.

Aus dem  $r$ - $z$ -Schnitt auf der rechten Seite in Abbildung 4.23 wird deutlich, dass durch die Rotation der Fluidstrahls von der Bohrungssachse weg gelenkt wird und in der Bohrungsmittle eine geringere Geschwindigkeit zu sehen ist. Stromab der Bohrung trifft das Fluid auf die Rotorinnenwand und verteilt sich in alle Richtungen. In axialer Richtung strömt das Fluid zum Rotorauslass in positive  $z$ -Richtung ab. Durch die Rotation wird die Strömung nach außen umgelenkt, wodurch Wirbel entstehen.

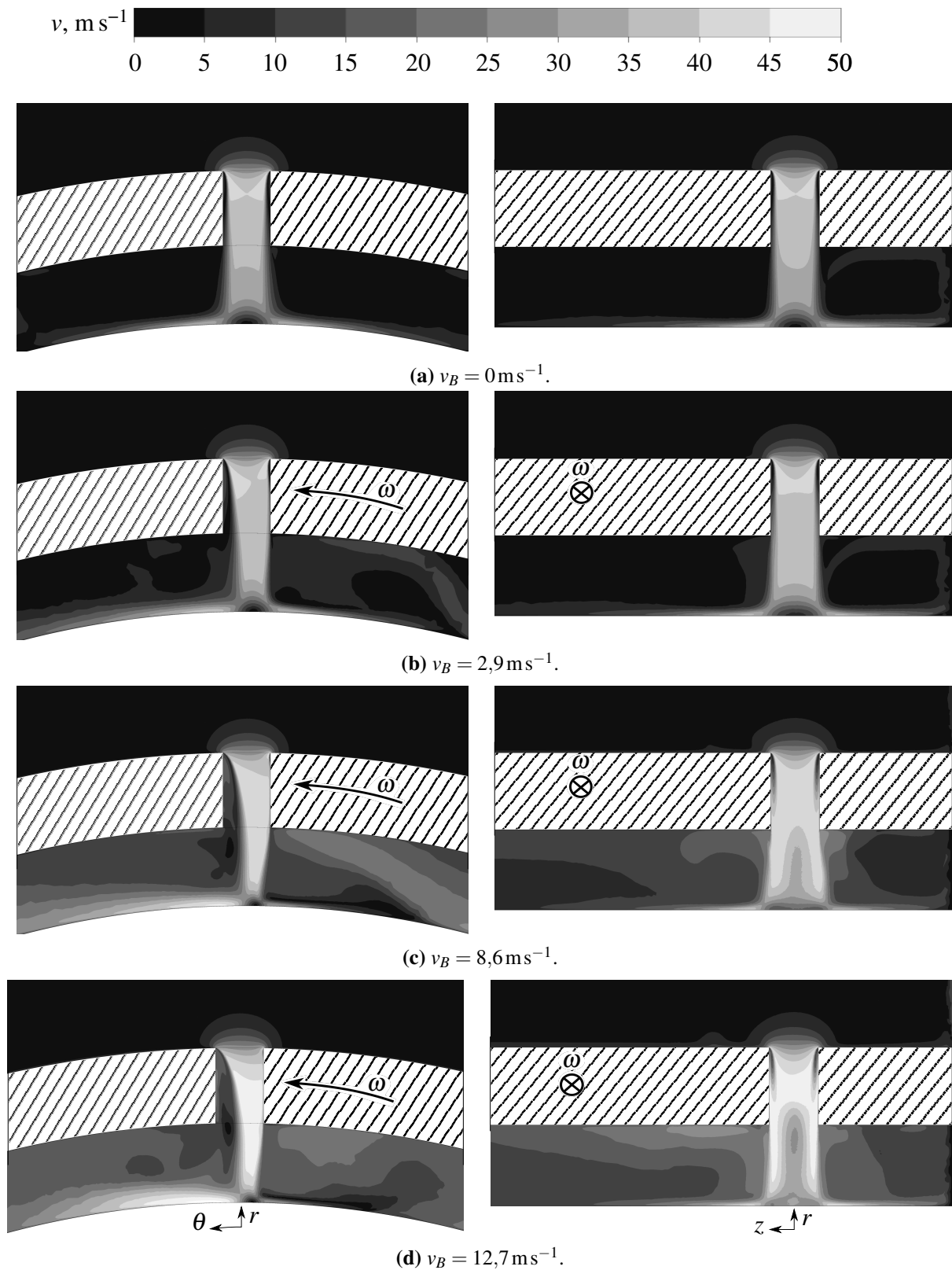
Rechts der Bohrung, in negativer  $z$ -Richtung, ist der Ringspalt verschlossen, sodass sich dort ein Wirbel ausbildet, der von den Scherkräften des austretenden Fluids erzeugt wird. Mit steigender Rotorgeschwindigkeit steigt die Geschwindigkeit in diesem Gebiet und der Wirbel wird stärker.

Der Staupunkt ist gegenüber der Bohrungssachse in negative  $\theta$ -Richtung verschoben, wodurch die Ausbreitung der Strömung in Umfangsrichtung nicht symmetrisch ist. Der Fluidstrahl teilt sich so auf, dass in positiver  $\theta$ -Richtung höhere Geschwindigkeiten auftreten. In Abbildung 4.23c ist zu sehen, wie sich ein Fluidstrahl in positive Umfangsrichtung zunächst entlang der inneren Rotorwand ausbreitet und schließlich die benachbarte Bohrung erreicht. Dort trifft der Fluidstrahl auf das nach rechts, in negative  $\theta$ -Richtung abströmende Fluid und wird nach außen umgelenkt.

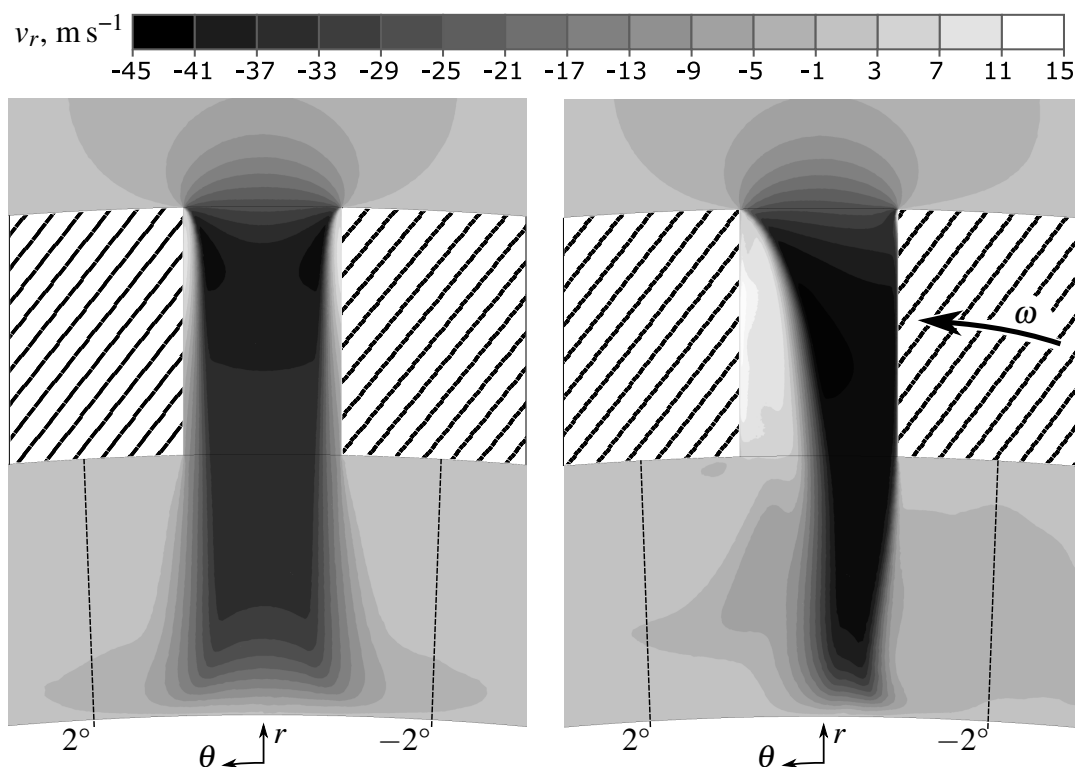
Die Beobachtung, dass der Staupunkt in negativer  $\theta$ -Richtung verschoben ist und, dass das Fluid darauf hin bevorzugt in positive  $\theta$ -Richtung abströmt, widerspricht zunächst der Intuition, da das Fluid von der Anströmung einen Impuls entgegen der Drehrichtung hat, und wird deshalb genauer untersucht. Der aus der Bohrung austretende Fluidstrahl weicht im Ringspalt von einer gradlinigen, zur Bohrungswand tangentialen Ausbreitung ab, wie in Abbildung 4.23 erkennbar ist. Mit steigender Rotorgeschwindigkeit wird der Fluidstrahl stärker in positive  $\theta$ -Richtung abgelenkt. Dadurch trifft der Strahl nicht radial auf der Rotorinnenwand auf. Die für diese Umlenkung verantwortliche Kraft ist die Corioliskraft, die nach

$$\vec{F}_c = -2m \vec{\omega} \times \vec{v} = -2m \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \omega \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} v_r \\ v_\theta \\ v_z \end{pmatrix} = 2m \begin{pmatrix} \omega v_\theta \\ -\omega v_r \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

eine Komponente in  $z$ - und eine Komponente in  $\theta$ -Richtung aufweist. Da die tangentielle Geschwindigkeit  $v_\theta$  in der Bohrung und dem austretenden Fluidstrahl sehr klein ist und die radiale Geschwindigkeit  $v_r$  sehr viel größer ist, allerdings in negativer  $r$ -Richtung, kommt es zu der deutlichen Ablenkung in positive  $\theta$ -Richtung. Allgemein führt die Corioliskraft also zu einer zur Radialgeschwindigkeit und Rotationsgeschwindigkeit proportionalen Ablenkung. In Abbildung 4.24 ist der Verlauf der radialen Geschwindigkeit im  $r$ - $\theta$ -Schnitt entlang der Bohrungssach-



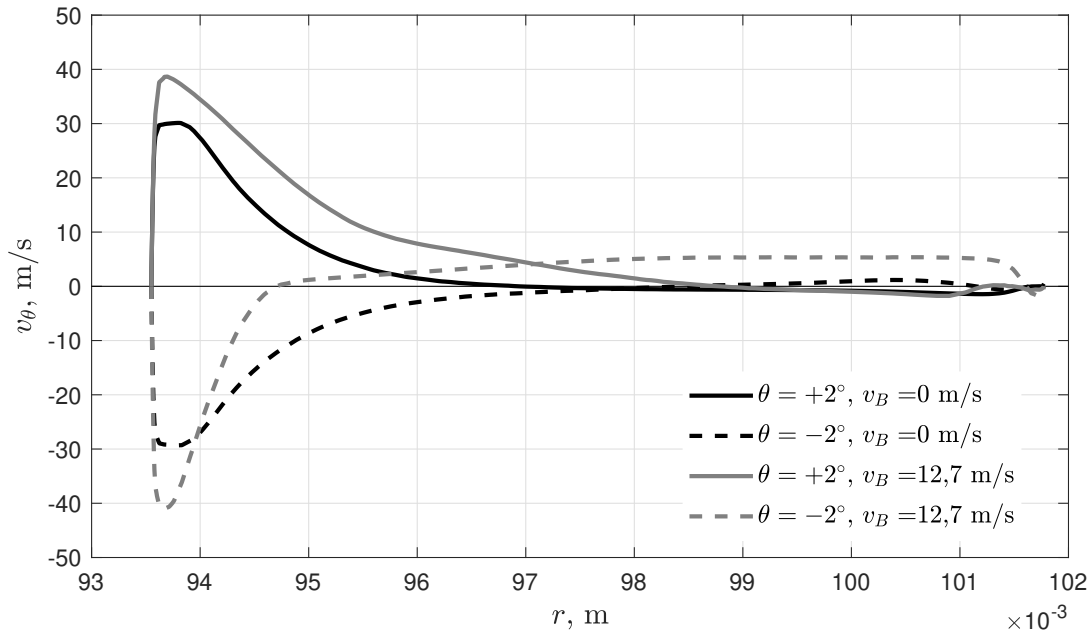
**Abbildung 4.23** – Verteilung der relativen Geschwindigkeit im  $r$ - $\theta$ -Schnitt (links) und im  $r$ - $z$ -Schnitt durch die Bohrung ( $v_2 = 27,3 \text{ m s}^{-1}$ ). Die äußere Wand des Rotorringspalts ist mittels eines Streifenmusters verdeutlicht.



**Abbildung 4.24** – Verteilung der radialen Geschwindigkeit  $v_r$  im  $r - \theta$ -Schnitt für Konfiguration 1 ohne Rotation (links) und mit  $v_{1\theta} = 12,7 \text{ m s}^{-1}$ . Linien mit  $\theta = \pm 2^\circ$  für Auswertung von  $v_\theta$  eingetragen.

se für den Fall ohne Rotation, sowie für den Fall mit  $v_{1\theta} = 12,7 \text{ m s}^{-1}$  dargestellt. Daraus wird ersichtlich, dass die radiale Geschwindigkeit durch die Rotation steigt, sodass beide Terme  $v_\theta$  und  $\omega$  in Gleichung 4.21 steigen, was die Corioliskraft verstärkt. Die resultierende Geschwindigkeit der Strömung hat somit vor dem Staupunkt eine relevante Komponente in tangentialer Richtung. Für  $v_{1\theta} = 12,7 \text{ m s}^{-1}$  wurde aus den numerischen Simulationen ein Winkel von rund  $-6^\circ$  zur  $r$ -Koordinate bestimmt. Dies resultiert in einer höheren Geschwindigkeit in positive  $\theta$ -Richtung.

Ein Vergleich der tangentialen Geschwindigkeit über dem Radius zwischen dem Fall ohne Rotation und mit  $v_{1\theta} = 12,7 \text{ m s}^{-1}$  ist in Abbildung 4.25 dargestellt. Die tangentiale Geschwindigkeit wurde in direkter Nähe der Bohrungskante bei konstantem Winkel  $\theta = \pm 2^\circ$  und  $z = 0$ , was einem Abstand von etwa 5,5 mm von der Bohrungsaehse entspricht, über dem Radius  $r$  ausgewertet. Die schwarzen Kurven ergeben sich aus dem Fall ohne Rotation. Sie sind nahezu symmetrisch zueinander mit einer maximalen Geschwindigkeit nahe der Rotorinnenwand. Weiter außen kommt es dann zu einer Rückströmung geringer Geschwindigkeit in Richtung der Bohrung. Rotiert die Bohrung, so kann wieder ein Maximum nahe der Rotorinnenwand beobachtet werden. Die Strömung weist bei  $\theta = 2^\circ$ , also links der Bohrung in den Abbildungen 4.24 und 4.23d, im äußeren Bereich nur eine geringe negative Geschwindigkeitskomponente auf: Die Rückströmung in Richtung der Bohrung ist also gering. Bei  $\theta = 2^\circ$  ist die maximale tangentiale Geschwindigkeit gleich groß wie bei  $\theta = -2^\circ$ , dieser jedoch entgegen gerichtet. Bei



**Abbildung 4.25** – Tangentiale Geschwindigkeit  $v_\theta$  über dem Radius  $r$  im Rotorringspalt auf beiden Seiten der Bohrung mit  $v_2 = 27,3 \text{ m s}^{-1}$  für Konfiguration 4. Ohne Rotation und mit  $v_B = 12,7 \text{ m s}^{-1}$  ( $\theta = \pm 2^\circ, z = 0 \text{ m}$ ).

$\theta = -2^\circ$  im äußeren Bereich des Ringspalts  $r > 94,7 \text{ mm}$  ist die tangentielle Geschwindigkeit positiv, hier also zur Bohrung hin gerichtet. Dies wird von dem nicht symmetrischen Abströmen entlang der Rotorinnenwand der benachbarten Bohrung aufgrund der Corioliskraft verursacht. In Abbildung 4.23c ist diese erhöhte Geschwindigkeit als periodische Fortsetzung der auf der linken Seite aus dem Recheng Gebiet austretenden Strömung zu erkennen. Diese Querströmung wirkt in gleicher Richtung wie die Corioliskraft, wodurch sich eine vorherrschende Strömungsrichtung in positive  $\theta$ -Richtung, beziehungsweise in gleiche Richtung wie die Rotorbewegung  $\omega$  ergibt. Dies ist eine mögliche Erklärung für die im Vergleich zur Literatur kleineren Durchflusskoeffizienten im Bereich hoher Geschwindigkeitsverhältnisse (vgl. Abbildung 4.22b). In der Literatur wurde dagegen der Einfluss der Corioliskraft bisher als nicht relevant bewertet (Sousek et al., 2014). Aus dem Vergleich der  $r - \Theta$ -Schnitte in Abbildung 4.23 lässt sich jedoch ableiten, dass eine Kraft den aus der Bohrung austretenden Fluidstrahl mit steigender Bohrgeschwindigkeit  $v_B$  stärker in positive  $\Theta$ -Richtung ablenkt - dafür kommt nur die Corioliskraft in Frage. Insgesamt wird der Einfluss dieses Effekts auf die entstehenden Verluste jedoch als klein bewertet.

### Zusammenfassung

Der Einfluss der Rotation auf den Durchflusskoeffizienten kann mit dem Verhältnis aus tangentialer Anströmgeschwindigkeit an die Bohrung  $v_{1\theta}$  und der idealen Durchströmgeschwindigkeit  $v_{2,id}$  beschrieben werden. Beide Geschwindigkeiten sind im relativen, mitrotierenden Bezugssystem definiert. Kavitiert die Strömung in der Bohrung, so lässt sich für einen konstanten Wert des Kavitationsparameters ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Geschwindigkeits-

verhältnis und Durchflusskoeffizienten finden. Der Einfluss der Rotation auf den Durchflusskoeffizienten ist stärker als der Einfluss der Kavitation, sodass die Kurven unterschiedlichen Kavitationsparameters für große Werte des Geschwindigkeitsverhältnisses zusammenfallen.

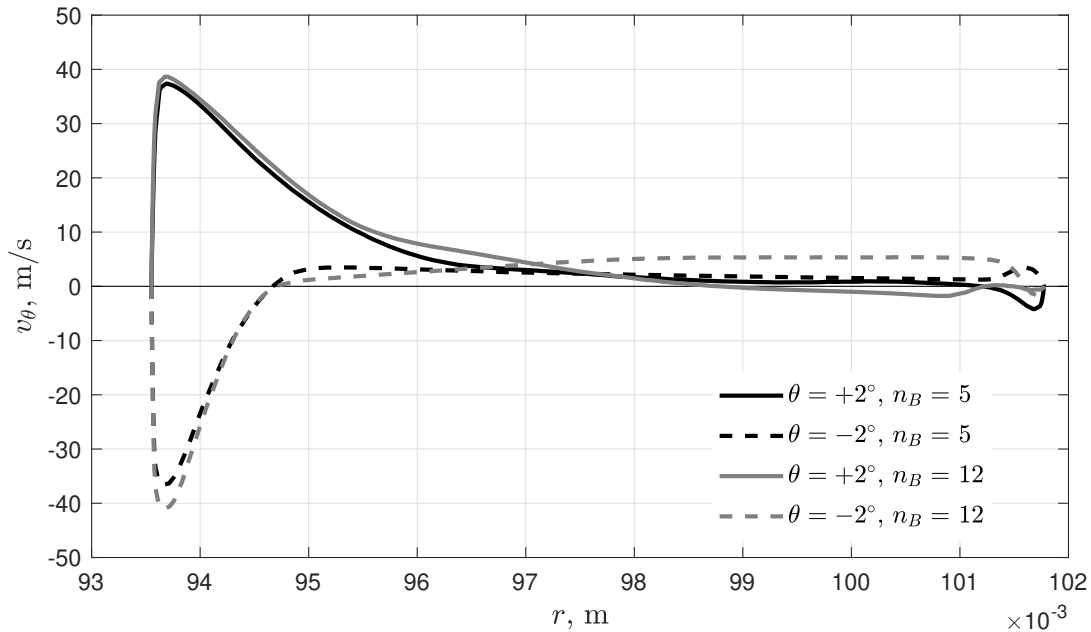
Tritt keine Kavitation auf, so wird die Durchströmung neben der Rotation von der Umlenkung in den Ringspalt hinein beeinflusst, welche für kleine Druckdifferenzen relevant ist.

Auf Grundlage einer Analyse der Ergebnisse von numerischen Simulationen wird deutlich, wie sich die Bohrungsdurchströmung durch Rotation ändert. Mit steigender Umfangsgeschwindigkeit der Bohrung sinkt der Querschnitt der Vena Contracta und die Geschwindigkeit in der Bohrung steigt. Zudem hat die Corioliskraft einen relevanten Einfluss auf die Strömung im Ringspalt, da sie den aus der Bohrung austretenden Fluidstrahl ablenkt und somit eine Sekundärströmung auslöst, die der Hauptströmung in axialer Richtung zum Auslass aus dem Ringspalt hin in tangentialer Richtung überlagert ist.

#### 4.4.4 Einfluss der Bohrungsanzahl

Im vorausgegangenen Abschnitt wurde deutlich, dass im Fall von Rotation durch die zentripetale Durchströmung der Bohrung die Corioliskraft stromab des Staupunkts eine unsymmetrische in Rotationsrichtung stärker ausgeprägte Strömung entlang der Rotorinnenwand bewirkt. Insgesamt resultiert eine Strömung in Rotationsrichtung, die sich bis zur benachbarten Bohrung fortsetzt. Zur genaueren Untersuchung wurden numerische Berechnungen der Strömung durch die Konfigurationen 1 und 4 mit gleicher Geschwindigkeit  $v_2$  durch die Bohrung bei einer Rotordrehzahl von  $1300 \text{ min}^{-1}$  ( $v_{1\theta} = 12,7 \text{ m s}^{-1}$ ) durchgeführt. Es wurde jeweils ein periodisches Segment um eine Bohrung untersucht. Da sich die periodischen Segmente von Konfiguration 1 und 4 in ihrer Größe in tangentialer Richtung maximal unterscheiden, alle anderen Parameter jedoch gleich sind, können Unterschiede im Strömungsbild einfach beobachtet werden. In Abbildung 4.26 ist die tangentielle Geschwindigkeit an zwei Positionen für  $\theta = \pm 2^\circ$  über dem Radius aufgetragen. Die tangentielle Geschwindigkeit ist für  $r > 96 \text{ mm}$  bei  $\theta = -2^\circ$  für die Konfiguration 4 mit 12 Bohrungen (graue Linien) größer als mit 5 Bohrungen (schwarze Linien). Es strömt pro Bohrung zwar der gleiche Massenstrom für beide Konfigurationen, durch die größere Bohrungsanzahl und den geringeren Abstand zwischen den Bohrungen kommt es allerdings zu einer etwas höheren resultierenden tangentialen Geschwindigkeit, sowie zu einer höheren Geschwindigkeit in axialer Richtung.

In den Abschnitten 4.4.1 und 4.4.2 wurde zudem festgestellt, dass auch im Fall ohne Rotation der Durchflusskoeffizient mit steigender Bohrungsanzahl sinkt. Es muss daher eine von der Corioliskraft unabhängige gegenseitige Beeinflussung der Bohrungsdurchströmung geben, die Verluste verursacht. Die entlang der Bohrungsachse projizierten Stromlinien sind in Abbildung 4.27 dargestellt. Diese wurden mittels numerischer Berechnungen der Strömung durch die Konfigurationen 1 und 4 ohne den Einfluss der Rotation ermittelt. Es sind auf die  $r$ - $\theta$ -Ebene für diese beiden Fälle dargestellt. Sowohl für Konfiguration 1, als auch für Konfiguration 4 bildet sich eine zur Bohrungsachse symmetrische Anströmung aus. Stromab der Bohrung sind zu beiden Seiten Wirbel zu beobachten, die nicht symmetrisch zueinander sind. Dies weist auf eine instationäre Strömung hin. Für den hier durchgeführten Vergleich zwischen den Konfigurationen ist



**Abbildung 4.26** – Tangentiale Geschwindigkeit  $v_\theta$  über dem Radius  $r$  im Rotorringspalt auf beiden Seiten der Bohrung ( $\theta = \pm 2^\circ, z = 0,0161$  m) für Konfiguration 1 und 4 bei  $v_{1\theta} = 12,7 \text{ m s}^{-1}$ .

jedoch ein stationärer Ansatz und die damit erreichte Qualität ausreichend (siehe Anhang D). Für Konfiguration 1 mit 5 Bohrungen ist der Wirbel auf der rechten Seite ( $x > 0, \theta < 0$ ) deutlich größer als auf der linken Seite, wie in Abbildung 4.27a dargestellt. Keiner dieser primären Wirbel erreicht jedoch den periodischen Rand des Rechengebiets. Für Konfiguration 4 ist dies der Fall: Wie in Abbildung 4.27b zu sehen ist, erreichen die Wirbel zu beiden Seiten den Rand eines periodischen Segments. Die Grenzen dieses im Vergleich zu Konfiguration 1 kleineren Segments sind zusätzlich in Abbildung 4.27a eingetragen. Sie schneiden die bei Konfiguration 1 ausgebildeten Wirbel. Es wird deshalb eine Stauchung der Wirbelsysteme in tangentialer Richtung durch die periodische Randbedingung erzwungen. Im realen Fall geschieht dies durch die Interaktion mit den benachbarten Bohrungen und der dortigen analogen Ausbildung von Wirbeln, die sich wiederum gegenseitig begrenzen.

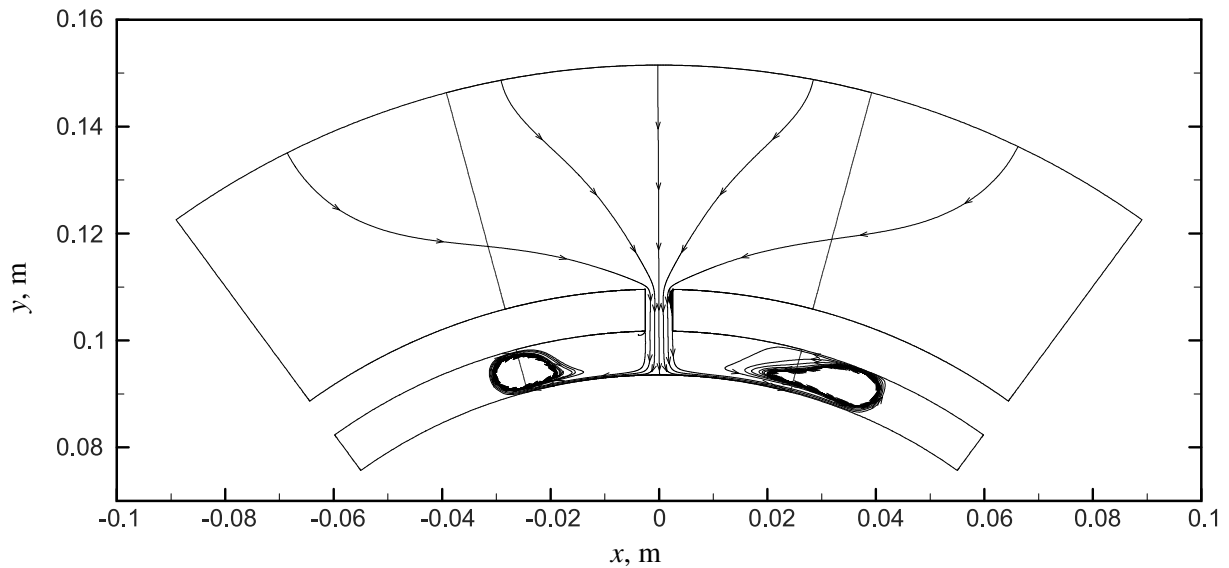
Die Stauchung der Wirbel führt zu einer höheren Wirbelstärke im Ringspalt und schlussendlich zu höheren Verlusten durch Dissipation. Die Wirbelstärke

$$\zeta = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \quad (4.22)$$

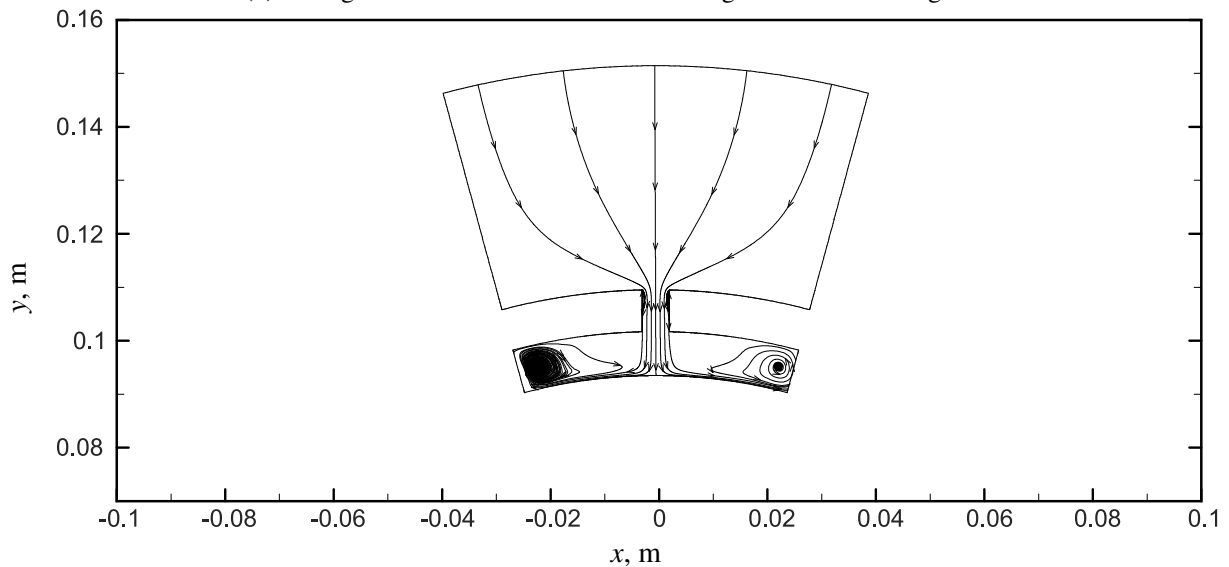
ist in Abbildung 4.28 über dem normierten Winkel

$$\theta^* = \frac{\theta}{\theta_{max}} \quad (4.23)$$

aufgetragen, wobei  $\theta_{max} = \frac{360^\circ}{2 n_B}$  ist. Die Wirbelstärke ist von innen nach außen auf 10, 30, 50,



(a) Konfiguration 1 mit fünf über den Umfang verteilten Bohrungen.



(b) Konfiguration 4 mit zwölf über den Umfang verteilten Bohrungen.

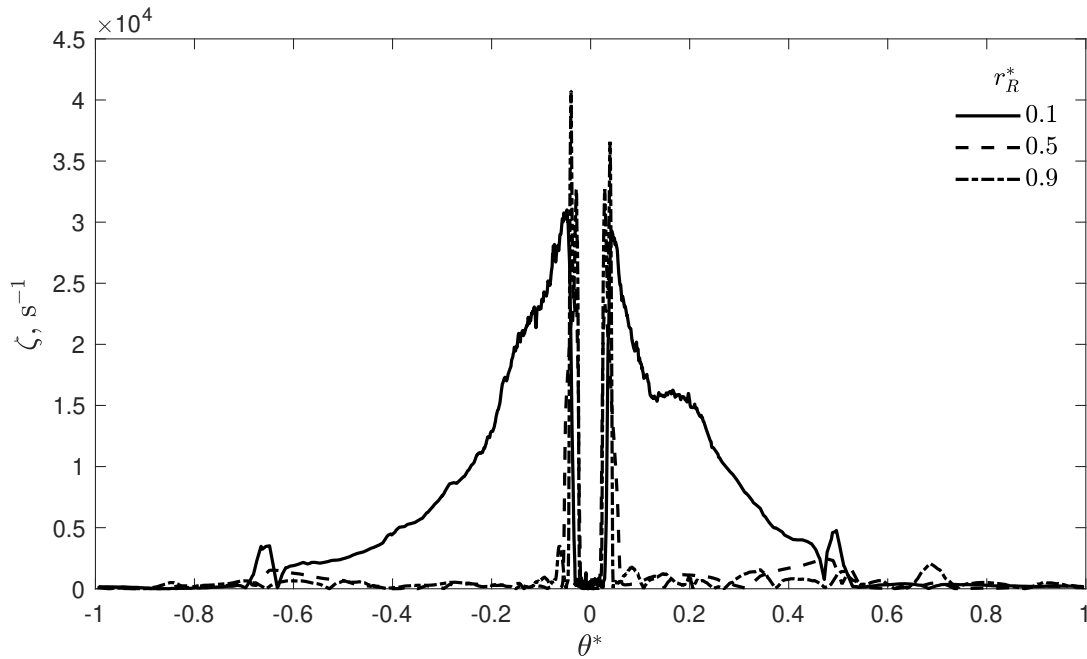
**Abbildung 4.27** – Stromlinien im  $r - \theta$ -Schnitt durch die Bohrungsachse mit  $v_2 = 27,3 \text{ m s}^{-1}$ .

70 und 90 % der Ringspalthöhe ausgewertet. Der angegebene dimensionslose Radius ist als

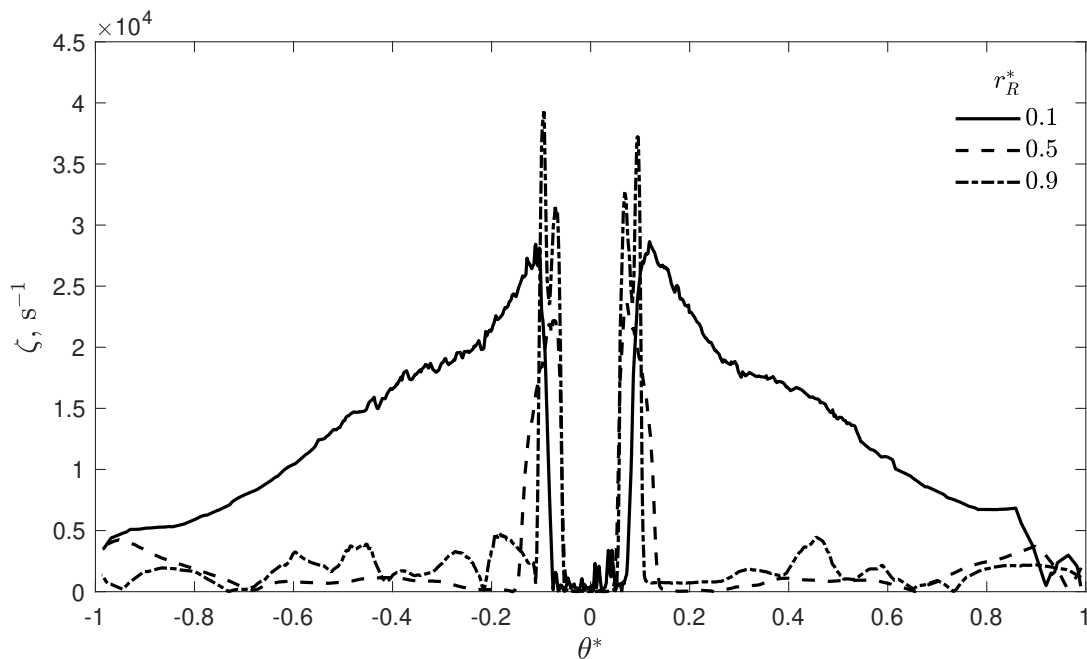
$$r_R^* = \frac{r - d_i/2}{d_2/2 - d_i/2} \quad (4.24)$$

definiert.

Für beide Konfigurationen gibt es ein scharf begrenztes Maximum der Wirbelstärke, das durch den aus der Bohrung austretenden Fluidstrahl verursacht wird. Nahe der Rotorinnenwand bei  $r_R^* = 0,1$  sind die höchsten Werte der Wirbelstärke zu beobachten, welche zum Rand hin deutlich abfällt. Mit Konfiguration 1 erreicht die Wirbelstärke bei  $\theta \approx \pm 0,6$  etwa Null (vgl. Abbildung 4.28a). Für Konfiguration 4, wie in Abbildung 4.28b dargestellt, ist dies nicht der Fall. Die Wirbelstärke ist für alle drei radialen Positionen  $r^*$  über den gesamten Umfang größer als Null.



(a) Konfiguration 1 mit fünf über den Umfang verteilten Bohrungen.



(b) Konfiguration 4 mit zwölf über den Umfang verteilten Bohrungen.

**Abbildung 4.28** – Wirbelstärke  $\zeta$  im Rotorringspalt, aufgetragen über der normierten tangentialen Position  $\theta^*$  entlang eines konstanten Radius  $r_R^*$ .

Es wird also deutlich, dass die primären Wirbel im Fall von Konfiguration 4 stärker ausgeprägt sind und größere Strömungsverluste induzieren.

Der bisherige Vergleich beruht auf dem Ansatz, dass der gleiche Volumenstrom, der durch eine Bohrung strömt, im Fall von mehr Bohrungen auf ein kleineres Ringsegment verteilt wird und somit höhere Verluste entstehen. Alternativ kann auch der Gesamtvolumenstrom herangezogen werden, da im Fall von Konfiguration 4 mit der höheren Bohrungsanzahl ( $n_b = 12$ ) der



Gesamtvolumenstrom, der sich auf den gesamten Kreisring verteilt, höher ist als im Fall von Konfiguration 1 mit fünf Bohrungen, was höhere Verluste im Abstrom durch die diskutierten Wirbel hervorruft.

### **Zusammenfassung**

In den vorherigen Abschnitten wurde ein Unterschied der Durchflusskoeffizienten für die einzelnen Konfigurationen beobachtet. Diese unterscheiden sich nur in der Anzahl der Bohrungen, während die Geometrie der individuellen Bohrung sowie die fluidmechanischen Randbedingungen gleich sind. Ohne den Einfluss von Rotation wird demonstriert, dass das sich im Ringspalt in tangentialer Richtung ausbildende, primäre Wirbelpaar in tangentialer Richtung durch die steigende Anzahl der Bohrungen über den Umfang begrenzt ist. Dies resultiert in einer höheren Wirbelstärke mit steigender Bohrungsanzahl und schlussendlich in höheren Verlusten durch Dissipation.

Durch Rotation kommt es zu einem weiteren Effekt der gegenseitigen Beeinflussung der Bohrungen. Aufgrund der Corioliskraft und der Umlenkung der zentripetalen Strömung entsteht eine tangentiale Strömung in Rotationsrichtung im Rotorringpalt, sodass der aus der Bohrung austretende Fluidstrahl in eine Querströmung eintritt und eine weitere Umlenkung erfährt. Die resultierende tangentiale Geschwindigkeit und Umlenkung des Fluidstrahls steigt mit der Bohrungsanzahl an.

## 4.5 Druckverlust

Der bei der Durchströmung der Bohrungen entstehende Druckverlust wird mit Gleichung 4.9 zwischen den Punkten 1, stromauf der Bohrung, und 2, stromab der Bohrung, im mitrotierenden System bestimmt, sodass

$$\Delta p_{t,v} = p_1 - p_2 + \frac{\rho}{2}(v_{1r}^2 + v_{1\theta}^2 - v_2^2) \quad (4.25)$$

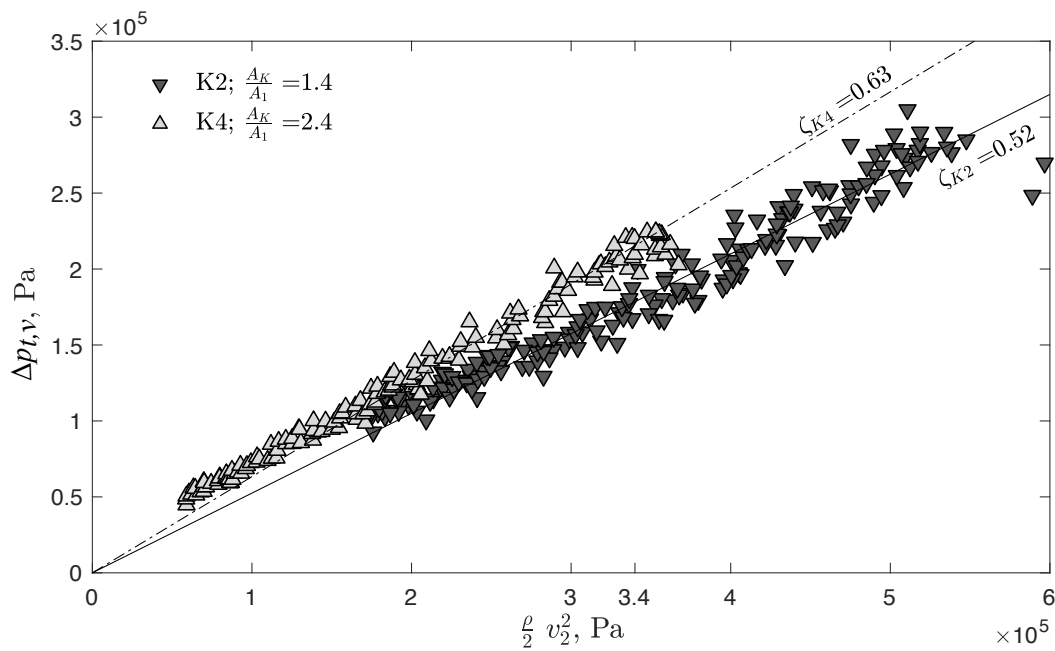
wobei  $p_1$  nach Gleichung 4.14 bestimmt wird. Im Fall einer Strömung ohne Kavitation steigt der Druckverlust  $p_{t,v}$  mit dem Quadrat der realen Durchströmgeschwindigkeit  $v_2$  an (vgl. Gl. 2.4), sofern keine anderen Parameter geändert werden. Es kann dann ein Verlustbeiwert  $\zeta$  abgeleitet werden, der für die jeweilige Geometrie charakteristisch ist. Der Druckverlust wird nun für die Betriebspunkte, welche die Bedingung  $K_{kav} > 1,3$  erfüllen, und somit ohne den Einfluss von Kavitation betrachtet. Zunächst wird der Druckverlust ohne Rotation dargestellt. In einem zweiten Schritt wird der Einfluss der Rotation miteinbezogen. Zur Beschreibung der Rotation wird das Verhältnis aus der tangentialen Geschwindigkeitskomponente der Anströmung im mitrotierenden System  $v_{1\theta}$  zur idealen Durchströmgeschwindigkeit  $v_{2,id}$ , ebenfalls im mitrotierenden System, verwendet (vgl. Abschnitt 4.4.3).

### 4.5.1 Ohne Rotation

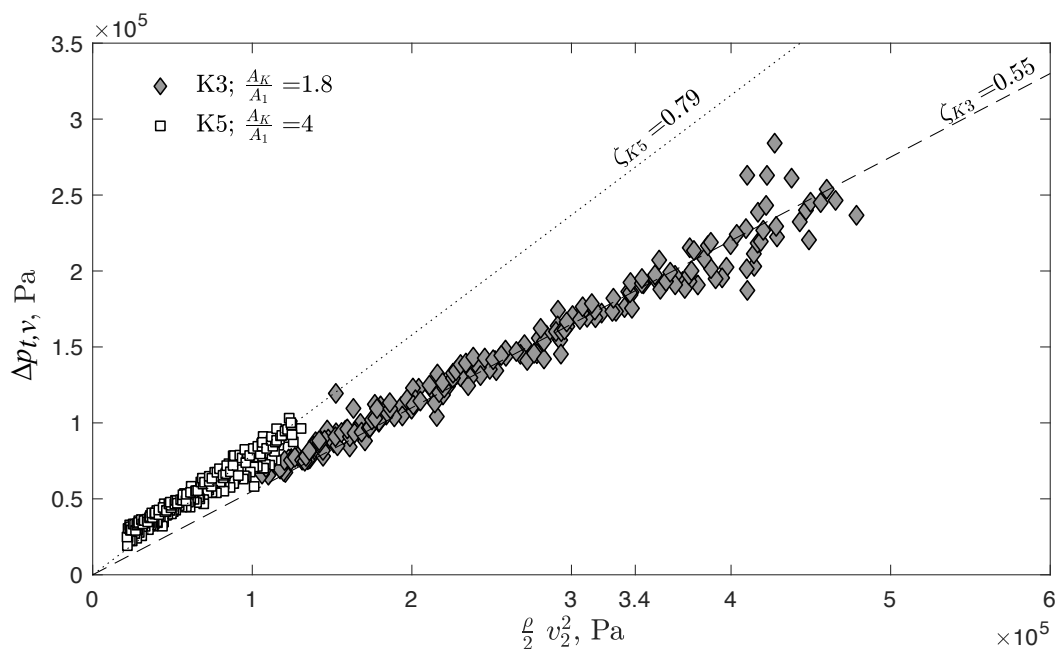
Der Druckverlust  $p_{t,v}$  nach Gleichung 4.25 ist für die Durchströmung der Bohrungen im Fall ohne Rotation und ohne Kavitation in Abbildung 4.29 über dem dynamischen Druck  $\frac{\rho}{2}v_2^2$  aufgetragen. Die unterschiedlichen Farben und Symbole repräsentieren die untersuchten Konfigurationen. Durch den Ausschluss von Daten, bei denen Kavitation auftritt, sind keine Werte für Konfiguration 1 enthalten. Der Druckverlust  $p_{t,v}$  ist bei konstantem dynamischem Druck  $\frac{\rho}{2}v_2^2$  für Konfiguration 2 am kleinsten und ist für die Konfigurationen mit größerer Bohrungsanzahl (K3 und K4) höher. Der Druckverlust für Konfiguration 5 mit der um einen Faktor zwei skalierten Bohrung und 5 über den Umfang verteilten Bohrungen ist am höchsten, allerdings stehen nur Daten bis zu einem dynamischen Druck von  $1,3 \cdot 10^5$  Pa zur Verfügung. Mit der zusätzlichen Bedingung, dass der Druckverlust ohne Durchströmung  $p_{t,v}(v_2 = 0) = 0$  ist, wurde ein linearer Zusammenhang zwischen dem dynamischen Druck  $\frac{\rho}{2}v_2^2$  und dem Druckverlust  $p_{t,v}$  für jede Konfiguration abgeleitet. Die so bestimmte Steigung des Druckverlusts als Funktion des dynamischen Drucks entspricht dem Verlustkoeffizienten  $\zeta$ , wie in Gleichung 2.4 verwendet. Die Verlustkoeffizienten für den Fall ohne Rotation sind in Abbildung 4.29 eingetragen.

Der Verlustkoeffizient steigt bei gleicher Bohrungsgeometrie (Konfigurationen 1 bis 4) mit steigender Bohrungsanzahl aufgrund der gegenseitigen Beeinflussung und Begrenzung der im Ringspalt entstehenden Wirbel, wie in Abschnitt 4.4.4 erläutert.

Aus Abbildung 4.29 wird deutlich, dass auch der Bohrungsdurchmesser einen Einfluss auf die Durchströmung hat. Für Konfiguration 5 kommt es, wie in Abschnitt 4.4.1 diskutiert, zu einem Einfluss der Umlenkung in axiale Richtung aus der Bohrung hinaus in den Ringspalt hinein auf die Strömungsverluste. Vergleichbar ist dies mit der Beeinflussung eines Fluidstrahls durch eine



(a) Konfigurationen 2 und 4.



(b) Konfigurationen 3 und 5.

**Abbildung 4.29** – Druckverlust  $p_{t,v}$  über dynamischem Druck ohne Rotationseinfluss.

starke Querströmung. Hier liegt keine Querströmung vor, die geometrischen Randbedingungen erzeugen einen vergleichbaren Effekt. Dieser Effekt ist für kleine Druckdifferenzen relevant, welche für die untersuchte Durchströmung von Konfiguration 5 vorliegen.

## 4.5.2 Mit Rotation

Auch für die Fälle mit Rotation ist der Druckverlust für die Konfigurationen mit höherer Bohrungsanzahl größer. Dies ist für ein Geschwindigkeitsverhältnis von  $v_{1\theta,rel}/v_{2,id}=0,25$  und  $0,45$  beispielhaft in Abbildung 4.30 dargestellt und in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Der Verlustkoeffizient steigt sowohl mit dem Geschwindigkeitsverhältnis, als auch mit der Bohrungsanzahl an. Der Grund ist zum einen die sinkende Querschnittsfläche der Vena Contracta durch die Rotation, sowie der Einfluss der aus der Corioliskraft resultierenden Querströmung, die zu einer gegenseitigen Beeinflussung der benachbarten Bohrungsdurchströmung führt, wie in den Abschnitten 4.4.3 und 4.4.4 diskutiert.

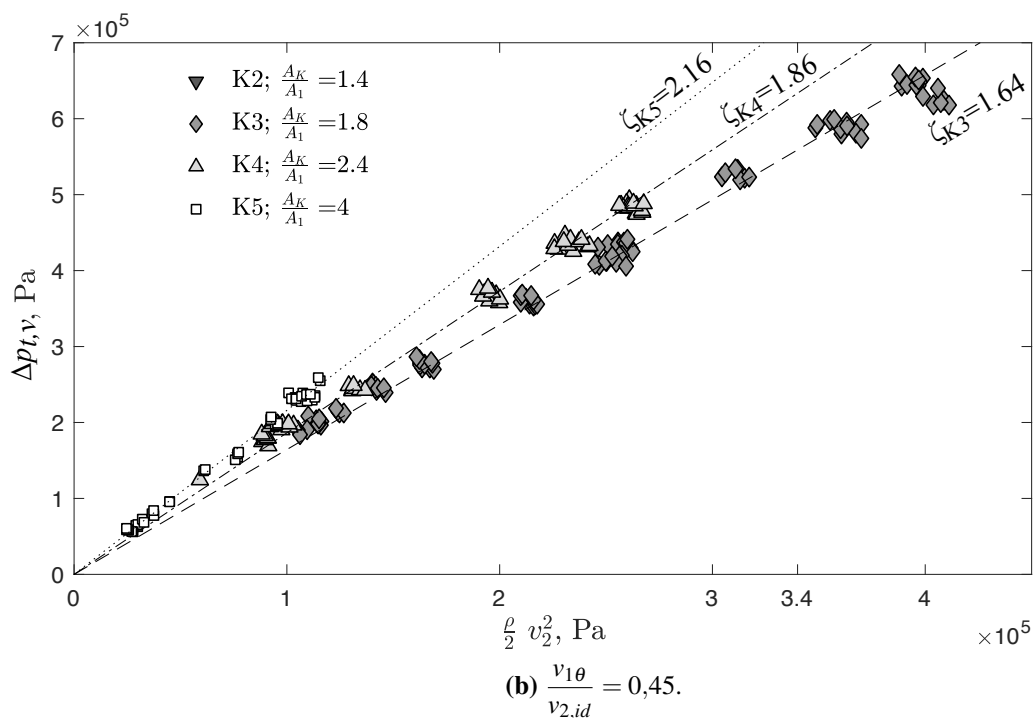
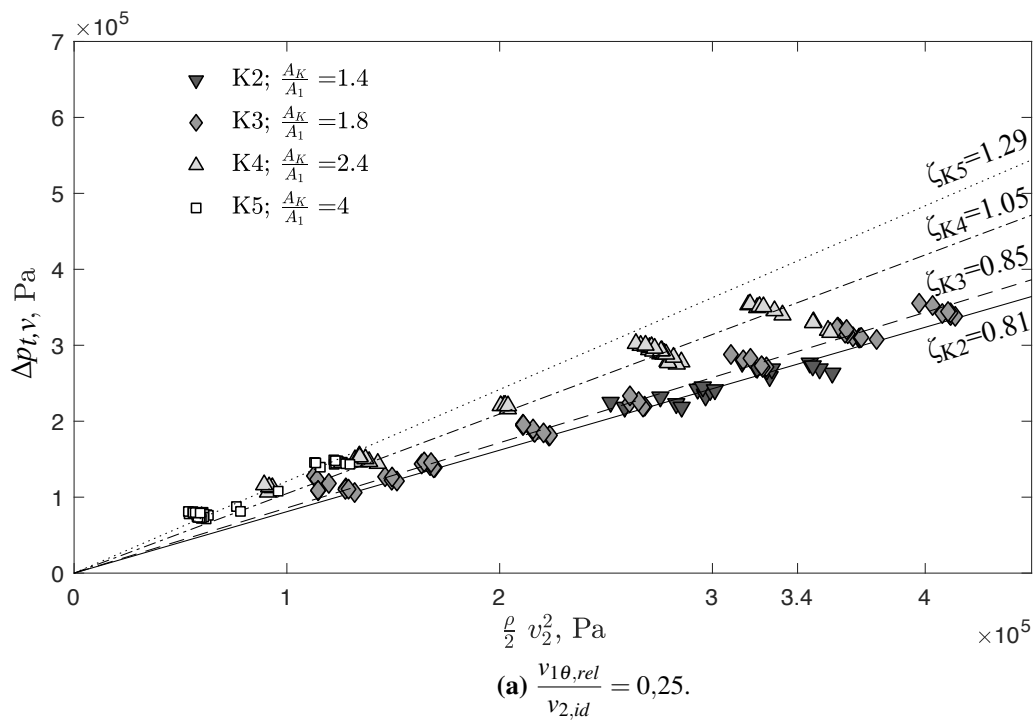
**Tabelle 4.2** – Verlustkoeffizienten der Konfigurationen 2 - 5 ohne Kavitation.

$\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$	Konfiguration			
	2	3	4	5
0	0,52	0,55	0,63	0,79
0,25	0,81	0,85	1,05	1,29
0,45		1,64	1,86	2,16

## 4.6 Fazit

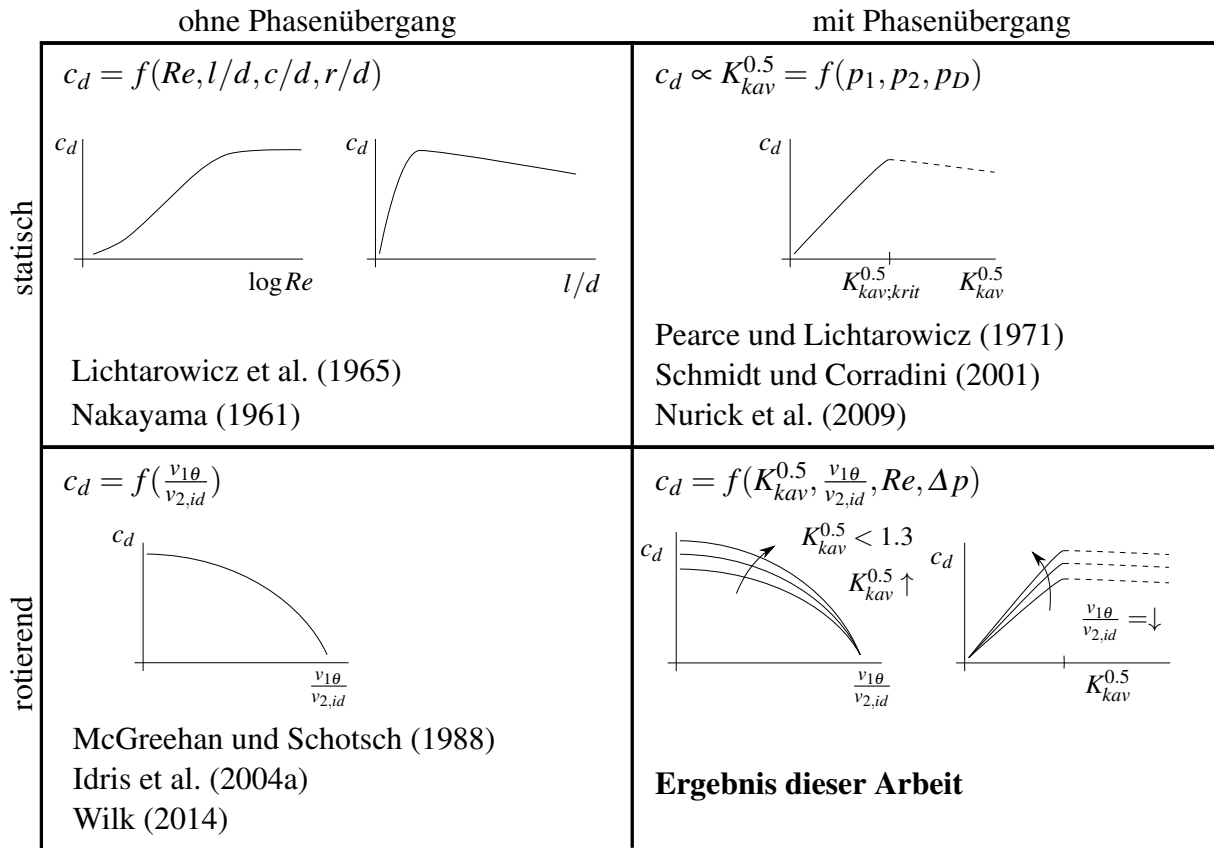
In dieser Arbeit wurde erstmalig der Einfluss von Kavitation auf die Strömung durch eine rotierende Bohrung gezeigt. Der in dieser Arbeit aufgestellte Zusammenhang zwischen dem dimensionslosen Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$  und der Kontraktionszahl  $C_c$  ermöglicht im Entwicklungsprozess eine Quantifizierung dieses Einflusses. Kavitation tritt für kleine Werte des Kavitationsparameters  $K_{kav}$  auf. Im Fall von Kavitation kommt es mit sinkendem Wert des Kavitationsparameters und somit steigendem Einfluss der Kavitation zu einem Absinken des Durchflusskoeffizienten. Der Durchflusskoeffizient ist im Bereich des Einsetzens von Kavitation am höchsten. Kavitiert die Strömung, so werden Drucksprünge, die stromab auftreten nicht stromauf durch die Bohrung transportiert. Somit wird eine Entkopplung erreicht. Diese ist mit den durch Kavitation entstehenden Verlusten aufzuwiegen.

Kavitation wurde für Bedingungen mit einem geringen Druck stromab der Bohrung nachgewiesen. Im untersuchten System wurde für einen konstanten Gesamtvolumenstrom eine plötzliche Druckerhöhung stromab der Bohrungen bei einer Änderung der Rotordrehzahl und somit der Bohrungsgeschwindigkeit beobachtet. Diese plötzliche Änderung des Drucks ist, unter der Bedingung eines konstanten Volumenstroms, nicht immer auch stromauf der Bohrung zu beobachten. Wird die Druckänderung stromauf der Bohrung nicht festgestellt, lässt sich daraus ableiten, dass Kavitation in der Bohrungsdurchströmung auftritt, da im Fall einer kavitierenden Bohrungsdurchströmung der Druck stromab der Bohrung keinen Einfluss auf den Volumenstrom durch die Bohrung hat. Stattdessen führt der Druckanstieg zu einer Verringerung der Kavitation und Dampfblasen gehen in Flüssigkeit über. Liegt keine Kavitation in der Bohrung vor,



**Abbildung 4.30** – Druckverlust  $p_{t,v}$  über dynamischem Druck bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{1\theta}}{v_{2,id}}$ .

steigt der Druck stromauf bei konstantem Volumenstrom in gleichem Maße. Es ist jedoch nicht notwendig, dass ein Drucksprung auftritt, damit sich Kavitation in der Bohrung einstellt. Der Drucksprung wird vermutlich durch einen Regimewechsel in den Auslassbohrungen des Rotors, wie dem Auftreten eines hydraulischen Umschlags, ausgelöst.



**Abbildung 4.31** – Darstellung der aus der Literatur bekannten Einflussparameter sowie die in dieser Arbeit diskutierten Einflussparameter auf die Durchströmung einer rotierenden bzw. statischen Bohrung mit und ohne Phasenübergang.

Ein Anstieg der Tangentialkomponente der Anströmgeschwindigkeit an die Bohrungen führt zu höheren Verlusten. Im Bereich hoher tangentialer Anströmgeschwindigkeit ist der Einfluss der Kavitation auf den Durchflusskoeffizient sehr gering, da die Verluste durch die Schräganströmung dominieren.

Ausgehend von der in Abschnitt 2.4 beschriebenen wissenschaftlichen Lücke (vgl. Abb. 2.15) konnten die bestehenden Erkenntnisse ausgehend von einer rotierenden Bohrung und um den Einfluss von Kavitation erweitert werden oder ausgehend von einer kavitierenden Bohrungsdurchströmung um den Rotationseinfluss. Dies ist in Abbildung 4.31 nochmals ergänzt dargestellt.

Mit den durchgeführten Untersuchungen wurde gezeigt, dass der Bereich stromab der Bohrungen einen Einfluss auf die Durchströmung hat, wenn dessen Strömungsquerschnitt nicht sehr groß bemessen ist. In den meisten technischen Anwendungen ist der Bauraum jedoch begrenzt. Eine Umlenkung des Ölstrahls zeigt den gleichen Effekt, wie der Eintritt des Strahls in eine starke Querströmung und resultiert in einer Verringerung des Durchflusskoeffizienten, insbesondere bei kleinen Druckdifferenzen. Durch numerische Untersuchungen konnte eine Sekundärströmung in tangentialer Richtung festgestellt werden, als deren Auslöser die Corioliskraft identifiziert wurde. Durch diese Sekundärströmung wird der Fluidstrahl umgelenkt. Der Einfluss der Querströmung kann durch eine hohe anliegende Druckdifferenz, und somit hohe

---

Durchströmgeschwindigkeiten  $v_{2,id}$  verringert werden. Auch die Wirbelsysteme benachbarter Bohrungen beeinflussen und begrenzen sich gegenseitig. Die geringsten Verluste wurden für die Konfiguration mit fünf Bohrungen und somit dem größten Abstand in Umfangsrichtung festgestellt.

## 5 Zusammenfassung

Für den Einsatz von Hochleistungsgetrieben in zukünftigen Triebwerksgenerationen ist eine zuverlässige Kühlung unabdingbar. Da bei einem Planetengetriebe die durch den Zahneingriff belasteten Punkte um die zentrale Achse rotieren, muss das Kühlmittel für eine kontinuierliche Kühlung im mitbewegten System zugeführt werden. Das Kühlmittel muss deshalb vom unbewegten System in das rotierende überführt werden, was über Öffnungen in einer Hohlwelle in einen rotierenden Ringspalt hinein realisiert wird. In dieser Arbeit wird die zentripetale Strömung von Öl durch rotierende, radiale Bohrungen in einen mit der gleichen Winkelgeschwindigkeit bewegten Ringspalt hinein experimentell und numerisch untersucht mit dem Ziel, den Durchflusskoeffizienten  $c_d$  zu bestimmen. Aus Untersuchungen, die insbesondere im Bereich des Sekundärluftsystems von Gasturbinen durchgeführt wurden, ist bekannt, dass durch die Rotation einer Bohrung bei deren Durchströmung zusätzliche Verluste entstehen. Aus dem Bereich der Kraftstoffeinspritzung ist wiederum bekannt, dass es bei hohen Druckdifferenzen und vergleichsweise geringem Druckniveau zu Kavitation kommt.

Ziel der Arbeit ist es, die Effekte, die bei der Strömung einer Flüssigkeit durch eine rotierende Bohrung auftreten, zu analysieren und ihren Einfluss auf die Strömungsverluste zu verstehen. Insbesondere der Zusammenhang zwischen Rotationseffekten und dem Einfluss von Kavitation in der Bohrung auf die Durchströmung und die resultierenden Verluste wird ausführlich untersucht.

Zur Untersuchung dieser Fragestellung wurde am Institut für Thermische Strömungsmaschinen ein Prüfstand aufgebaut. Damit kann ein Ölvolumenstrom von bis zu  $6,6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  ( $400 \text{ l min}^{-1}$ ) bei 20 bar bereitgestellt werden. Der Rotor, in den die untersuchten Bohrungen eingebracht sind, kann Drehzahlen bis zu  $2000 \text{ min}^{-1}$  erreichen, was einer Geschwindigkeit der Bohrung von bis zu  $25 \text{ m s}^{-1}$  entspricht. Es wurde die Durchströmung einer zylindrischen, radialen, scharfkantigen Wellenbohrung mit dem  $l/d$ -Verhältnis von 1,56 analysiert. Insgesamt waren fünf Konfigurationen mit dieser Bohrung in einer Hohlwelle Gegenstand der Untersuchungen. Diese unterschieden sich in der Anzahl der über den Umfang verteilten Bohrungen – 5, 7, 9 und 12 Bohrungen – und in der Bohrungsgröße, die verdoppelt wurde. Die experimentelle Studie wurde von numerischen Untersuchungen begleitet, um einen detaillierteren Einblick in die Strömung zu erlangen und auftretenden Effekte genauer zu verstehen.

Zur Charakterisierung der Durchströmung wurde zunächst der Druck stromauf und stromab der rotierenden Bohrungen in Abhängigkeit der Bohrungsgeschwindigkeit  $v_B$  und der Durchströmgeschwindigkeit durch die Bohrung  $v_2$  analysiert. Es wurde stromab der Bohrung bei der Variation der Bohrungsgeschwindigkeit eine plötzliche Änderung des Drucks beobachtet, während die Durchströmgeschwindigkeit konstant blieb. Die Ursache liegt vermutlich im Auftreten eines hydraulischen Umschlags in den Aulassbohrungen. Sie konnte jedoch nicht abschließend geklärt werden. Es wurde jedoch gezeigt, dass das Auftreten dieses Drucksprungs unabhängig von der Durchströmung der in dieser Arbeit untersuchten Bohrung ist. Der korrespondierende Druck stromauf der Bohrung erfährt diesen Drucksprung nicht in allen Fällen, was zu einer plötzlichen Reduktion der anliegenden Druckdifferenz führt. In diesem Fall liegt Kavitation in



der Bohrung vor.

Es wurde gezeigt, dass der Kavitationsparameter für rotierende Bohrungen eine geeignete Größe ist, um den Durchflusskoeffizienten beim Auftreten von Kavitation in der Bohrung zu beschreiben: Der Durchflusskoeffizient steigt bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis linear mit der Wurzel des Kavitationsparameters, wobei die Steigung direkt von der Bohrungsgeschwindigkeit beeinflusst wird. Es konnte ein Vorgehen identifiziert und umgesetzt werden, mit dem ausgehend vom Druck stromauf und stromab der Bohrung sowie der Bohrungsgeschwindigkeit eine Aussage über den Durchfluss im Kavitationsgebiet getroffen werden kann.

Das für die Durchströmung von rotierenden Bohrungen mit Gas etablierte Geschwindigkeitsverhältnis aus tangentialer Anströmgeschwindigkeit und idealer Durchströmgeschwindigkeit im Relativsystem ist auch für Flüssigkeitsströmungen eine sinnvolle Korrelationsgröße. Tritt Kavitation in der Bohrung auf, so ist zusätzlich der Kavitationsparameter zu berücksichtigen.

Die durchgeführte Analyse zeigt erstmals den Zusammenhang zwischen dem Durchflusskoeffizienten, dem Geschwindigkeitsverhältnis und dem Kavitationsparameter und ermöglicht eine Beschreibung der relevanten Strömungsphänomene.

Es wurde zudem gezeigt, dass die Geometrie stromab der Bohrung einen weiteren Einfluss auf die Durchflusskoeffizienten hat. Eine Erhöhung der Bohrungsanzahl bei gleichbleibender Durchströmgeschwindigkeit, Bohrungsgeometrie, sowie gleichen Werten des Geschwindigkeitsverhältnisses und des Kavitationsparameters resultiert in höheren Verlusten, da ein höherer Gesamtvolumenstrom durch den Ringspalt strömt. Im Ringspalt entstehende Wirbel werden in Umfangsrichtung, durch die an den benachbarten Bohrungen auftretenden Wirbel, in ihrer Größe begrenzt. Zudem wird das Fluid stromab der Bohrung um  $90^\circ$  umgelenkt. Dies führt bei kleinen Druckdifferenzen zu einer Erhöhung der Verluste.

Für zukünftige Untersuchungen des Rotationseinflusses auf kavitierende Strömungen ist ein optischer Zugang zu den Bohrungen sinnvoll. Da die Realisierung für ein rotierendes System sehr schwierig ist, kann die Rotation durch eine entsprechende Schräganströmung realisiert werden. Die prinzipielle Vergleichbarkeit der bekannten Zusammenhänge für Gasströmungen mit Flüssigkeitsströmungen konstanten Kavitationsparameters wurde in dieser Arbeit dargelegt. Interessant ist insbesondere der Übergang von einer einphasigen Strömung in eine kavitierende Strömung im Zusammenhang mit einer Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit. Mit einer solchen Untersuchung kann zudem die Ursache des plötzlichen Druckanstiegs geklärt werden.

Das Eintreten eines Fluidstrahls in einen engen Ringspalt mit sinkendem Abstand in Umfangsrichtung zwischen benachbarten Fluidstrahlen ist ein weiteres interessantes Untersuchungsziel für optische Messmethoden und relevant für die Weiterentwicklung moderner Kühlmittelsysteme.

Die Untersuchung weiterer Bohrungsgeometrien ist insbesondere für die Optimierung eines Kühlmittelsystems vielversprechend, da aus der Literatur ein starker Einfluss der Einlasskante und des  $l/d$ -Verhältnisses für Luftströmungen und stehende Bohrungen bekannt ist.

## A Herleitung des Zusammenhangs zwischen $c_d$ und $K_{kav}^{0,5}$ bei kavitierender Strömung

Nurick (1976) leitete den linearen Zusammenhang zwischen dem Durchflusskoeffizienten  $c_d$  und der Wurzel des Kavitationsparameters her. Dieser basiert auf der Betrachtung einer Strömung in eine Bohrung, wie in Abbildung A.1 skizziert. Unter der Annahme einer idealen Beschleunigung aus Zustand ① auf die maximale Geschwindigkeit  $v_c$  in der Vena Contracta ③ ist

$$p_1 + \frac{1}{2}\rho v_1^2 = p_c + \frac{1}{2}\rho v_c^2. \quad (\text{A.1})$$

Aus der Kontinuitätsgleichung lässt sich der Kontraktionskoeffizient  $C_c$  bestimmen

$$C_c = \frac{A_c}{A_2} = \frac{v_2}{v_c}. \quad (\text{A.2})$$

Der Durchflusskoeffizient

$$c_d = \frac{v_2}{v_{2,id}} = \frac{v_2}{\left[\frac{2}{\rho}(p_1 - p_2) + v_1^2\right]^{0,5}} \quad (\text{A.3})$$

lässt sich mit Gleichung A.1, dem Kontraktionsparameter  $C_c$  nach Gleichung A.2 und dem Kavitationsparameter, wie in Gleichung 2.13 definiert, umformen.

Die Geschwindigkeit  $v_2$  wird durch Gleichung A.2 ersetzt, und die Druckdifferenz  $p_1 - p_2$ , wird durch den Kavitationsparameter ausgedrückt:

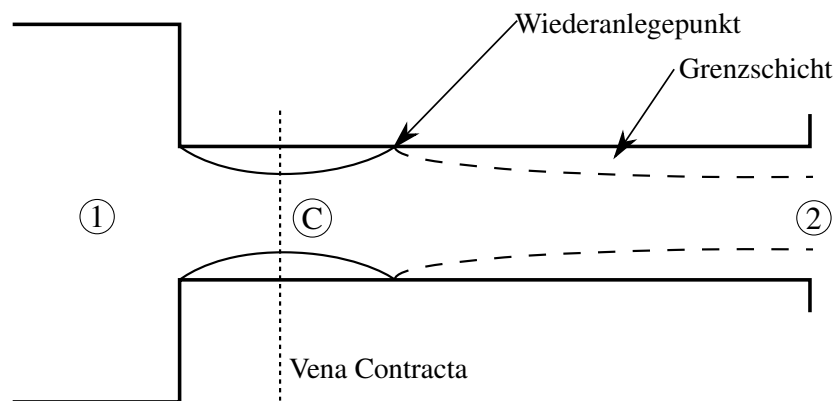
$$c_d = \frac{C_c v_c}{\left[\frac{2}{\rho}\left(\frac{p_1 - p_d}{K_{kav}}\right) + v_1^2\right]^{0,5}}. \quad (\text{A.4})$$

Bisher gelten die Gleichungen allgemein, allerdings ist der Zustand in der Vena Contracta ③ mit Druck  $p_c$  und Geschwindigkeit  $v_c$  nicht bekannt. Sinkt jedoch der Druck bis auf den Dampfdruck ab, ist  $p_c = p_d$  und Flüssigkeit wird zu Gas. Eine weitere Erhöhung der Druckdifferenz führt dann nicht zu einer Erhöhung des Massenstroms, da der Dampfdruck nicht unterschritten wird und stattdessen die Kavitationsgebiete anwachsen. Die Druckdifferenz zwischen den Zuständen ① und ③ ist somit

$$p_1 - p_d = \frac{\rho}{2}(v_c^2 - v_1^2). \quad (\text{A.5})$$

Dies wird in den Nenner in Gleichung A.4 eingesetzt. Durch Erweitern mit  $\frac{K_{kav}^{0,5}}{v_c}$  ergibt sich:

$$c_d = \frac{C_c K_{kav}^{0,5}}{\left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2 C_c^2 (1 - K_{kav})\right]^{0,5}}. \quad (\text{A.6})$$



**Abbildung A.1** – Skizze einer Strömung in eine scharfkantige Bohrung (Nurick, 1976).

Wenn die Geschwindigkeit  $v_1$  klein gegenüber der Geschwindigkeit in der Bohrung  $v_2$  ist, so wird der zweite Term im Nenner von Gleichung A.6 klein und Gleichung A.6 lässt sich zu

$$c_d = C_c K_{kav}^{0,5} = C_c \left( \frac{p_1 - p_d}{p_1 - p_2} \right)^{0,5} \quad (\text{A.7})$$

vereinfachen.

## B Stoffeigenschaften des verwendeten Öls

Das für die experimentellen Untersuchungen verwendete Öl ist ein Silikonöl mit der Bezeichnung Korasilon M7. Dieses wurde so gewählt, dass bei 313,15 K (40 °C) eine kinematische Viskosität von  $5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  erreicht wird. Dies entspricht der Viskosität des Öls im Triebwerk bei typischen Betriebsbedingungen. Nach Herstellung des Silikonöls wurde die Viskosität bei 40 °C zu  $5,3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  bestimmt. Ausgehend von Herstellerangaben für die ähnlichen Öle Korasilon M5 und M10 für Temperaturen zwischen 210 und 370 K wurde mittels linear Interpolation die Temperaturabhängigkeit der Viskosität des M7-Öls bestimmt und für den relevanten Temperaturbereich zwischen 273 und 353 K eine Ausgleichskurve der Form

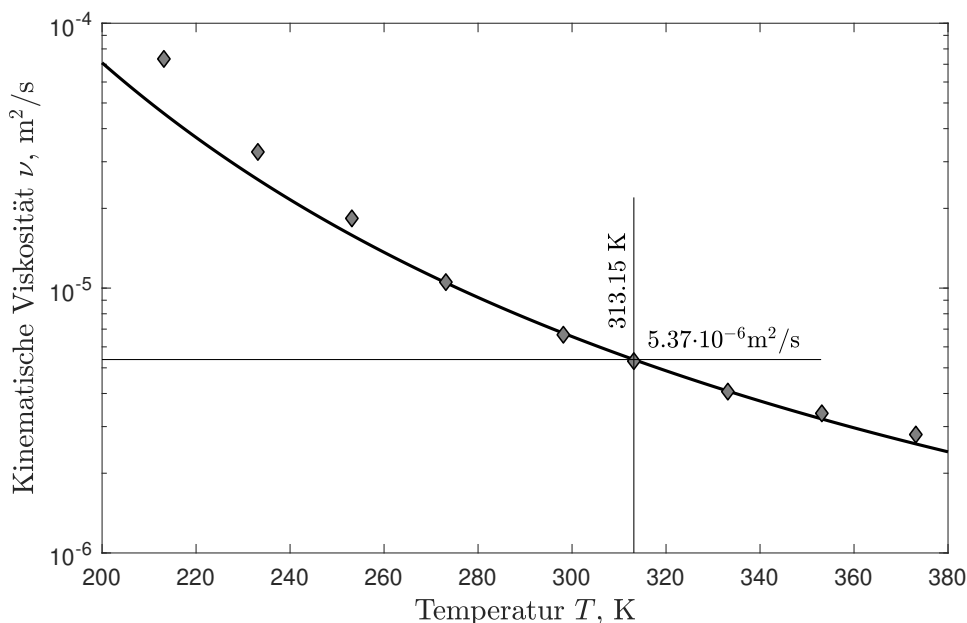
$$\nu = a_1 e^{a_2/T} \quad (\text{B.1})$$

abgeleitet. Die Konstanten  $a_1$  und  $a_2$  sind in Tabelle B.1 aufgeführt. In Abbildung B.1 ist die Viskosität über der Temperatur aufgetragen und sowohl die aus den Herstellerangaben bestimmten Werte, als auch die Ausgleichskurve zu erkennen.

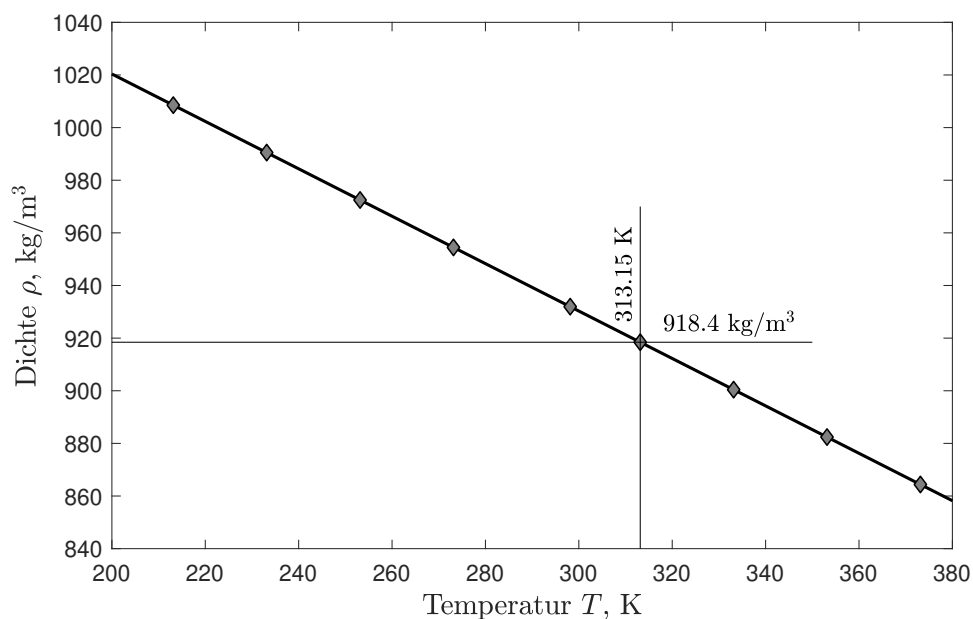
**Tabelle B.1** – Konstanten zur Bestimmung der Viskosität nach B.1 zwischen 273 und 353 K.

$a_1 [\text{m}^2 \text{ s}^{-1}]$	$5,6186 \cdot 10^{-8}$
$a_2 [\text{K}]$	$1,4281 \cdot 10^3$

Zur Bestimmung der temperaturabhängigen Dichte wurde analog zur Viskosität vorgegangen.



**Abbildung B.1** – Temperaturabhängigkeit der Viskosität des verwendeten Öls.



**Abbildung B.2** – Temperaturabhängigkeit der Dichte des verwendeten Öls.

Es wurde ein linearer Zusammenhang

$$\rho = b_1 T + b_2. \quad (\text{B.2})$$

mit den Konstanten  $b_1$  und  $b_2$ , wie in Tabelle B.2 angegeben, gefunden.

**Tabelle B.2** – Konstanten zur Bestimmung der Dichte nach Gleichung B.2 zwischen 273 und 353 K.

$$\begin{array}{ll} b_1 [\text{kg m}^{-3} \text{K}^{-1}] & -9,0089 \cdot 10^{-1} \\ b_2 [\text{kg m}^{-3}] & 1,2006 \cdot 10^3 \end{array}$$

Zur Bestimmung des Dampfdrucks standen nur Daten für die Typen Korasilon M3 und M5 zur Verfügung, aus denen die in Abbildung B.3 eingetragenen Werte entnommen wurden. Der Dampfdruck für Korasilon M7 wird über lineare Extrapolation und Interpolation auf Basis einer Delauny-Triangulierung (The MathWorks, 2019) durchgeführt, womit für eine beliebige Temperatur zwischen 290 und 440 K der Dampfdruck bestimmt werden kann, wie beispielhaft für Abbildung B.3 durchgeführt. Der Dampfdruck bei 313,15 K beträgt 2,7 mPa.

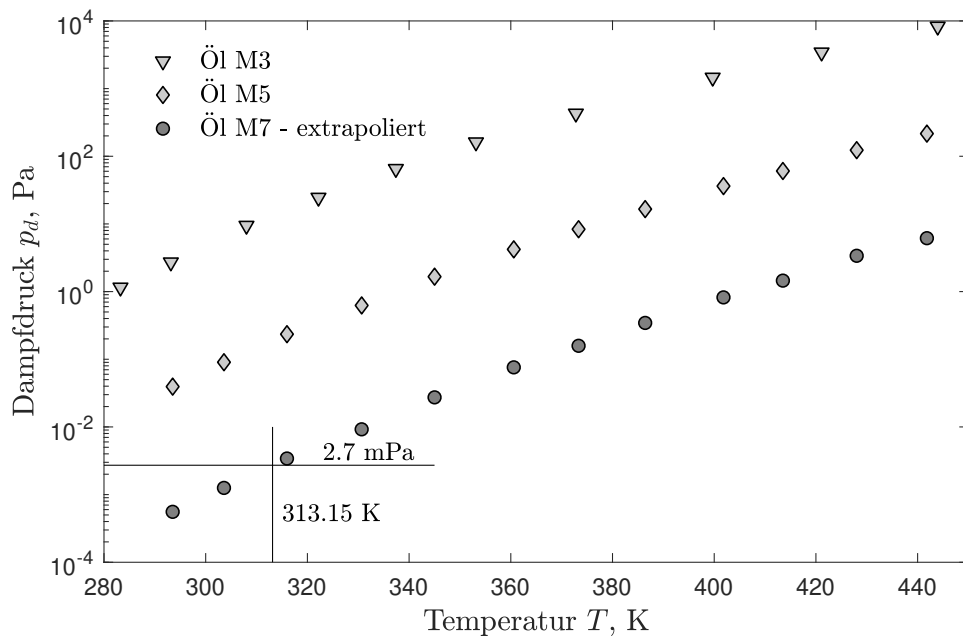


Abbildung B.3 – Temperaturabhängigkeit des Dampfdrucks des verwendeten Öls.

## **C Datenfluss der Messdatenerfassung**

In Abbildung C.1 ist die Verbindung zwischen den Sensoren und dem Messrechner dargestellt. Die Geräte NI X-6365 und NI cDAQ-9178 enthalten Module, mit denen analoge Signale digitalisiert werden und digitale Signale mit einem Zähler ausgewertet werden können. Die beiden Geräte sind über entsprechende Taktgeber miteinander verbunden, sodass eine synchrone Datenerfassung möglich ist. Die Verbindung zwischen Messrechner und den NI-Geräten ist mittels USB hergestellt. Die relevanten Daten werden mit dem Programm LabView aufgenommen und ausgegeben.

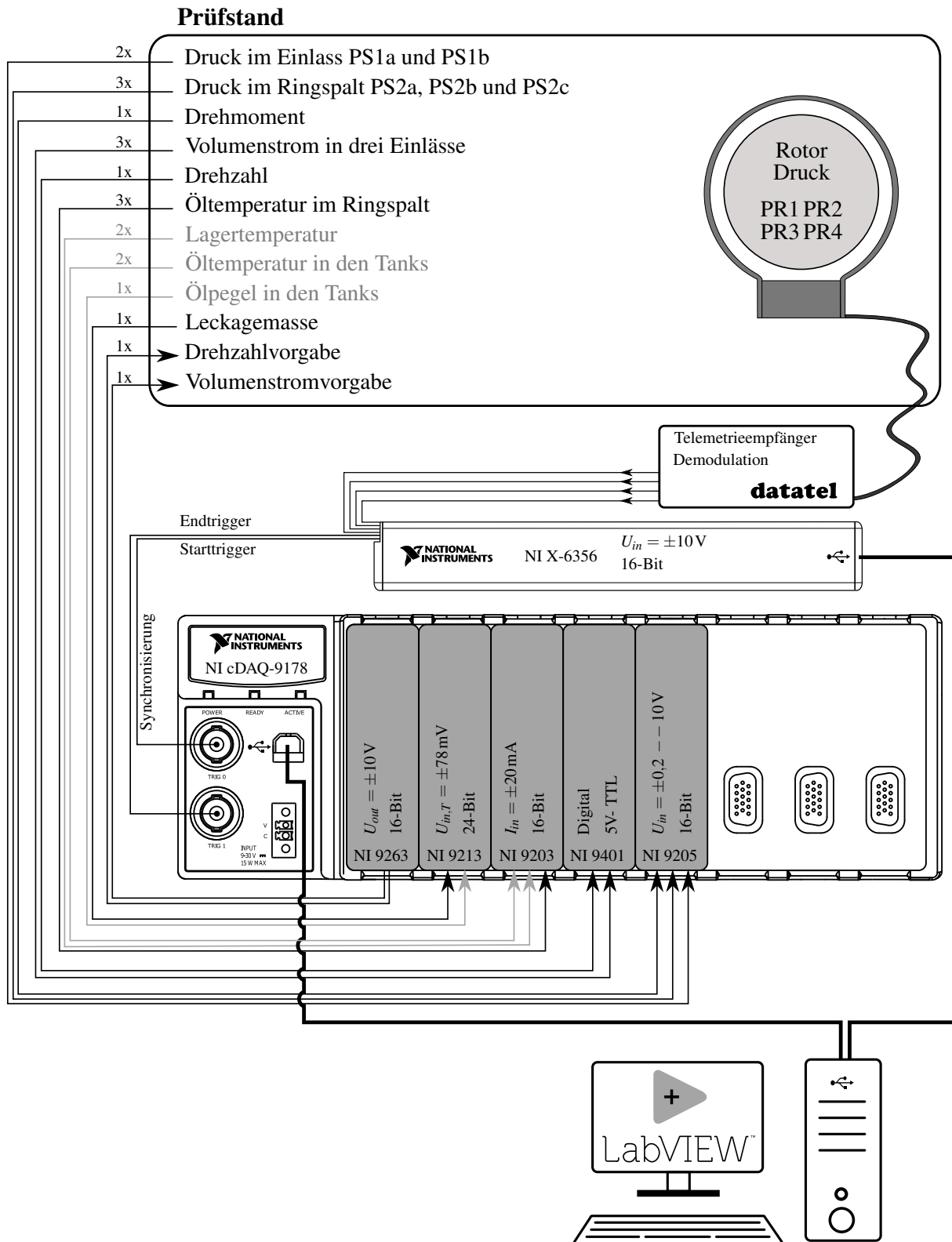


Abbildung C.1 – Datenerfassung.



## D Aufbau des numerischen Modells

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Ergebnisse numerischer Untersuchungen wurden mittels eines Modells der Konfigurationen 1 und 4 gewonnen (Triquet, 2019). Die Geometrie wurde vereinfacht und auf ein periodisches Segment beschränkt, das, wie in Abbildung D.1 skizziert, einen Winkel von  $360^\circ/n_B$  umfasst. Das Modell kann in drei Abschnitte gegliedert werden: Der erste ist radial vom Masseneinlass und der äußersten Rotorwand begrenzt, axial von den Statorwänden und in Umfangsrichtung von periodischen Randbedingungen. Der zweite Abschnitt umfasst die Bohrung, die die Verbindung in den Rotor herstellt. Der Rotoringspalt wird im dritten Abschnitt modelliert. Radial wird dieser durch rotierende Wände begrenzt, tangential durch periodische Randbedingungen und axial durch eine Rotorwand und den Druckauslass, an dem ein Druck von 0 Pa vorgegeben wird. Dies ist möglich, da für reine Flüssigkeitsströmungen die Druckdifferenz entscheidend ist. Für Fälle in denen das Druckniveau relevant ist, wird eine Korrektur mit experimentellen Daten durchgeführt (vgl. Abschnitt 4.2).

Es wurde mit der Software Pointwise ein unstrukturiertes Netz erstellt, das in Abbildung D.2 in  $r - z$ -Schnitt gezeigt ist. In der Bohrung und der näheren Umgebung wurde das Netz, wie in Abbildung D.2 (a) zu sehen ist, weiter verfeinert, da hier große Geschwindigkeitsgradienten durch Beschleunigung und Umlenkung auftreten. Die mittlere Zellgröße in diesen Bereichen beträgt  $\Delta s = 0,025 \text{ mm}$ . An den Wänden, die an die Bohrung angrenzen, sowie die innerste Rotorwand, wurden Prismenschichten eingefügt (vgl. Abb D.2 (b) und (c)), wodurch  $y^+ < 1$  an der Wand erreicht werden konnte. In ausreichender Entfernung von der Bohrungsachse wurde die Prismenschichtdicke und das Zellvolumen vergrößert, um die Zellzahl zu begrenzen. Für die Turbulenzmodellierung wurde das  $k - \omega$ -SST Modell gewählt, mit dem in der jüngeren Vergangenheit in der Literatur ähnliche Probleme erfolgreich gelöst werden konnten (vgl. Kapitel 2).

Das Netz wird im mit den Rotorwänden bewegten System definiert, sodass die Statorwände eine Relativgeschwindigkeit zum Netz erhalten. Das Fluid strömt im Absolutsystem radial ein.

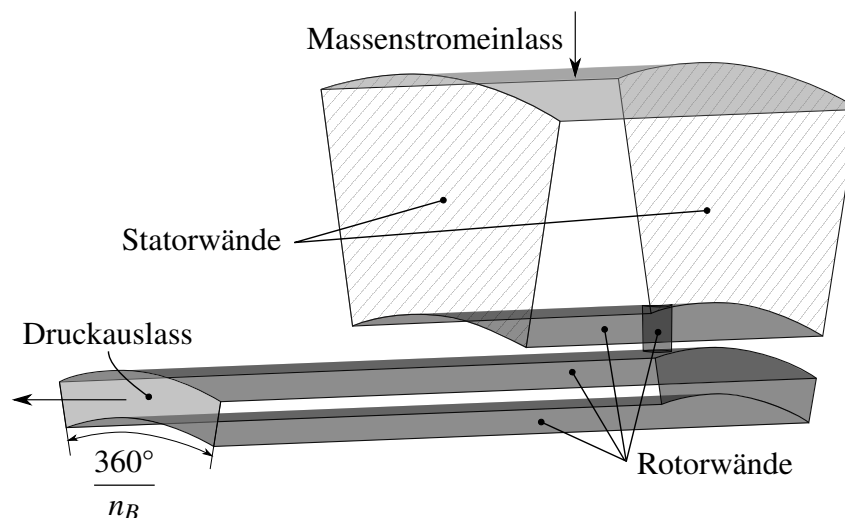
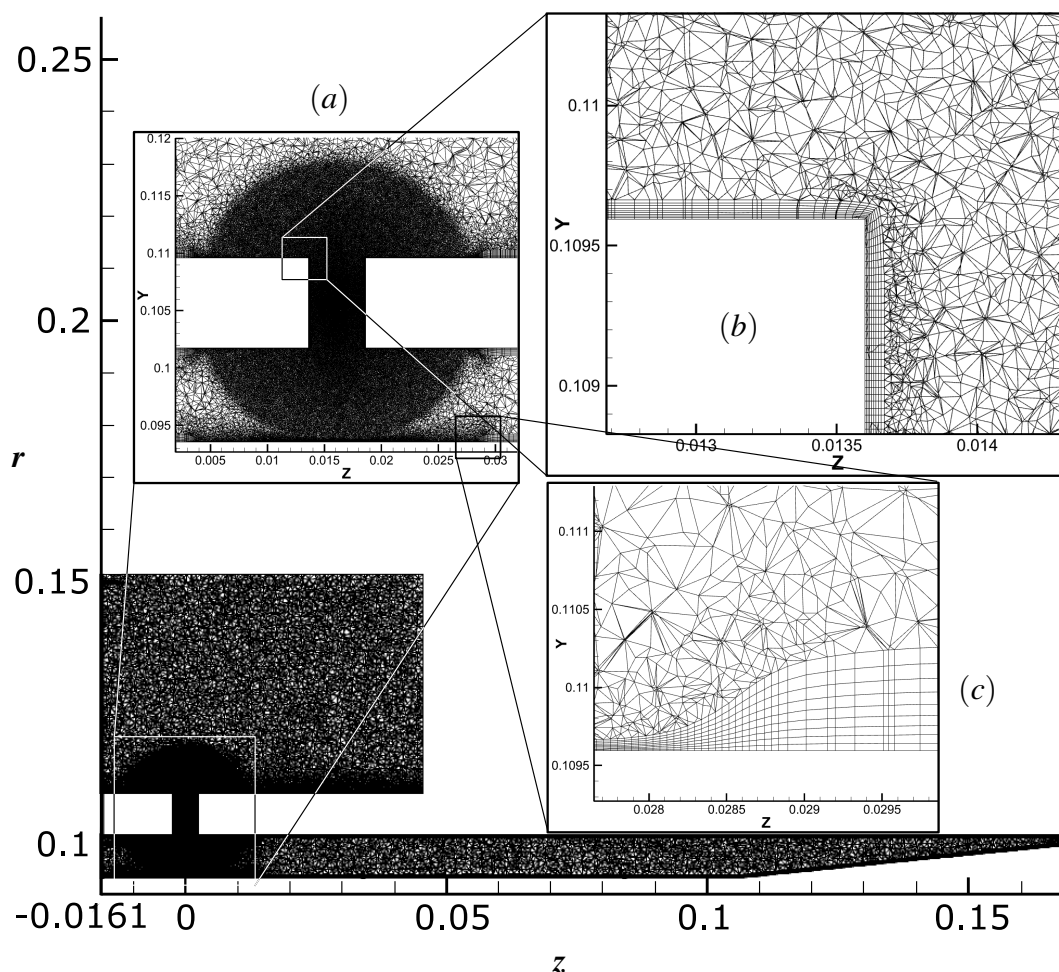


Abbildung D.1 – Skizze des Modells für numerische Untersuchungen (nach Cordes et al., 2019).



**Abbildung D.2** – Das verwendete Netz im  $r-z$ -Schnitt mit Detaildarstellungen für die verfeinerten Bereiche und die Prismenschichten an der Wand (Triquet, 2019).

Für die Simulationen wurde der Druckauslass verändert, um Rückströmungen zu vermeiden, die die numerische Stabilität beeinträchtigen können. Dies wurde zunächst über eine an den in Abbildung D.1 gezeigten Druckauslass aufgesetzte Düse realisiert. Da dies nicht für alle Betriebspunkte zum Erfolg führte, wurde das Modell radial nach außen erweitert, wodurch sich ein ellenbogenförmiger Ringspalt, ähnlich dem Ringspalt im Experiment, ergibt.

Das erstellte Netz ist mit über  $17 \cdot 10^6$ - $40 \cdot 10^6$  Zellen fein aufgelöst und erfüllt die Qualitätskriterien, die von dem von Fluent verwendeten Solver an das Netz gestellt werden:

- *Maximum Equiangle Skewness* =  $0,76 < 0,8$ ,
- *Maximum Equivolume Skewness* =  $0,76 < 0,98$ ,
- *Maximum Aspect Ratio* =  $4,12 < 5$ .

Die Zellen, die den kritischen Werten am nächsten kommen, sind zudem weit von der Bohrung entfernt.

Für die Berechnungen wird ein stationärer Ansatz mit einer druckbasierten Formulierung im Relativsystem gewählt, da es sich um eine gleichförmige Rotationsbewegung mit konstanten

---

Randbedingungen handelt. Es zeigt sich, dass die Durchströmung durch die Bohrung nicht stationär ist. Dies ist anhand der Asymmetrie des Strömungsbilds zur  $\theta - z$ -Achse in den Ergebnissen festzumachen, und auch daran, dass das verbleibende Masseresiduum sich im Bereich  $1 \cdot 10^{-2}$  einpendelt. Eine zusätzliche Berechnung der Differenz zwischen dem in das Rechengebiet einströmenden Massenstrom und dem ausströmenden Massenstrom ergibt, dass diese etwa 0,5 % des Massenstroms beträgt. Auch ein Vergleich mit einer transienten Berechnung in einem Fall zeigte keine relevanten Unterschiede. Zudem wurde von Triquet (2019) eine Validierung mittels experimenteller Daten durchgeführt. Eine Beurteilung des Strömungsbilds, sowie der Vergleich zweier Konfigurationen ist mit dem verwendeten Ansatz und Modell vertretbar.

Für die Kopplung zwischen Druck und Geschwindigkeit wurde der Algorithmus SIMPLE verwendet ANSYS (2013). Für die Interpolation ein Schema dritter Ordnung, das MUSCLE Schema verwendet ANSYS (2013) .



# Literaturverzeichnis

- ACARE (2017): *Strategic Research & Innovation Agenda: 2017 Update*. <https://www.acare4europe.org/sites/acare4europe.org/files/document/ACARE-Strategic-Research-Innovation-Volume-1.pdf>. Aufgerufen am 18. Juli 2021.
- ANSYS, I. (2013): *ANSYS Fluent Theory Guide*.
- Arcoumanis, C., Flora, H., Gavaises, M. und Badami, M. (2000): *Cavitation in Real-Size Multi-Hole Diesel Injector Nozzles*. In: *SAE 2000 World Congress*, SAE Technical Paper Series, S. 2000-01-1249. SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. ISSN 0148-7191.
- Baldauf, S., Schulz, A. und Wittig, S. (2001): *High-Resolution Measurements of Local Effectiveness From Discrete Hole Film Cooling*. *Journal of Turbomachinery*, Bd. 123, S. 758. ISSN 0889-504X.
- Benajes, J., Pastor, J. V., Payri, R. und Plazas, A. H. (2004): *Analysis of the Influence of Diesel Nozzle Geometry in the Injection Rate Characteristic*. *Journal of Fluids Engineering*, Bd. 126, S. 63. ISSN 00982202.
- Benedict, R. P., Wyler, J. S. und Brandt, G. B. (1975): *The Effect of Edge Sharpness on the Discharge Coefficient of an Orifice*. *Journal of Engineering for Power*, Bd. 97, S. 576. ISSN 00220825.
- Bergwerk, W. (1959): *Flow Pattern in Diesel Nozzle Spray Holes*. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, Bd. 173, S. 655-660. ISSN 0020-3483.
- Birouk, M. und Lekic, N. (2009): *Liquid Jet Breakup in Quiescent Atmosphere: A REVIEW*. *Atomization and Sprays*, Bd. 19, S. 501-528. ISSN 1044-5110.
- Brandt, F. (1993): *Bleibender Druckverlust von Blenden und Duesen nach DIN 1952*. *Brennstoff Wärme Kraft*, Bd. 45, S. 299-301.
- Callaghan, E. E. und Bowden, D. T. (1948): *Investigation of Flow Coefficient of Circular, Square, and Elliptical Orifices at High Pressure Ratios*. NACA Technical Note 1947, NACA.
- Chaves, H. und Obermeier, F. (1996): *Modelling the Effect of Modulations of the Injection Velocity on the Structure of Diesel Sprays*. *SAE Transactions*, Bd. 105, S. 1484-1493. ISSN 0096736X, 25771531.
- Cordes, L., Hühn, L., Schwitzke, C. und Bauer, H.-J. (2018): *Investigating the Change of Discharge Behavior of Gas and Liquid by Means of Analytical and Numerical Approaches*. In: *Proceedings of GPPS Forum 18 Global Power and Propulsion Society, Zurich, 10th -12th January 2018*, S. 1-9. Global Power and Propulsion Society (GPPS).

- Cordes, L., Schwitzke, C. und Bauer, H.-J. (2019): *Experimental Investigation of the Discharge Behavior of Cavitating and Non-Cavitating Flow Through Rotating Radial Orifices*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2019 Turbomachinery Technical Conference and Exposition, Volume 2B: Turbomachinery, Phoenix, USA, 17th - 21st June 2019*, S. V02BT42A001.
- Courtier-Delgosha, O., Stutz, B., Vabre, A. und Legoupil, S. (2007): *Analysis of cavitating flow structure by experimental and numerical investigations*. *Journal of Fluid Mechanics*, Bd. 578, S. 171. ISSN 0022-1120.
- Deckker, B. E. L. und Chang, Y. F. (1965): *An Investigation of Steady Compressible Flow through Thick Orifices: Paper 7*. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Conference Proceedings*, Bd. 180, S. 312–323. ISSN 0367-8849.
- DIN-Normenausschuss Technische Grundlagen (2004): *DIN EN ISO 5167-1: Durchflussmessung von Fluiden mit Drosselgeräten in voll durchströmten Leitungen mit Kreisquerschnitt: (2004-01-00)*. Beuth, Berlin.
- Dittmann, M., Geis, T., Schramm, V., Kim, S. und Wittig, S. (2002): *Discharge Coefficients of a Preswirl System in Secondary Air Systems*. *Journal of Turbomachinery*, Bd. 124, S. 119. ISSN 0889-504X.
- Dittmann, M., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2004): *Discharge Coefficients of Rotating Short Orifices With Radiused and Chamfered Inlets*. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Bd. 126, S. 803–808. ISSN 0742-4795.
- Dittrich, R. T. und Graves, C. C. (1956): *Discharge Coefficients for Combustor-liner Air-entry Holes*. NACA Technical Note 3663, NACA.
- Feseker, D., Kinell, M. und Neef, M. (2018): *Experimental Study on Pressure Losses in Circular Orifices With Inlet Cross Flow*. *Journal of Turbomachinery*, Bd. 140, S. 071006. ISSN 0889-504X.
- Franc, J.-P. und Michel, J.-M. (2005): *Fundamentals of Cavitation*, Bd. 76 von *Fluid Mechanics and Its Applications*. Springer Science + Business Media Inc, Dordrecht. ISBN 1-4020-2232-8.
- Gelalles, A. G. (1931): *Coefficients of Discharge of Fuel Injection Nozzles for Compression-Ignition Engines*. NACA Technical Memo, Bd. 373, S. 193–209.
- Gorse, P. (2007): *Tropfenentstehung und Impulsaustausch in Lagerkammern von Flugtriebwerken: Zugl.: Karlsruhe, Univ. (TH), Diss., 2007*, Bd. 37 von *Forschungsberichte aus dem Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH)*. Logos, Berlin. ISBN 9783832517632.
- Gorse, P., Busam, S. und Dullenkopf, K. (2006): *Influence of Operating Condition and Geometry on the Oil Film Thickness in Aeroengine Bearing Chambers*. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Bd. 128, S. 103. ISSN 07424795.

- Grimm, R. (1967): *Fluid Flow Characteristics Through Orifices in Enclosed Rotating Disks*. Master thesis, Air Force Institute of Technology.
- Gritsch, M., Schulz, A. und Wittig, S. (1998a): *Discharge Coefficient Measurements of Film-Cooling Holes With Expanded Exits*. Journal of Turbomachinery, Bd. 120, S. 557. ISSN 0889-504X.
- Gritsch, M., Schulz, A. und Wittig, S. (1998b): *Method for Correlating Discharge Coefficients of Film-Cooling Holes*. AIAA Journal, Bd. 36, S. 976–980. ISSN 0001-1452.
- Gritsch, M., Schulz, A. und Wittig, S. (2001): *Effect of Crossflows on the Discharge Coefficient of Film Cooling Holes With Varying Angles of Inclination and Orientation*. Journal of Turbomachinery, Bd. 123, S. 781. ISSN 0889-504X.
- Hall, G. W. (1963): *Analytical Determination of the Discharge Characteristics of Cylindrical-Tube Orifices*. Journal of Mechanical Engineering Science, Bd. 5, S. 91–97. ISSN 0022-2542.
- Hay, N. und Lampard, D. (1998): *Discharge Coefficient of Turbine Cooling Holes: A Review*. Journal of Turbomachinery, Bd. 120, S. 314. ISSN 0889-504X.
- Hay, N. und Spencer, A. (1992): *Discharge Coefficients of Cooling Holes With Radiused and Chamfered Inlets*. Journal of Turbomachinery, Bd. 114, S. 701. ISSN 0889-504X.
- Hay, N., Lampard, D. und Benmansour, S. (1983): *Effect of Crossflows on the Discharge Coefficient of Film Cooling Holes*. Journal of Engineering for Power, Bd. 105, S. 243. ISSN 00220825.
- He, Z., Tao, X., Zhong, W., Leng, X., Wang, Q. und Zhao, P. (2015): *Experimental and numerical study of cavitation inception phenomenon in diesel injector nozzles*. International Communications in Heat and Mass Transfer, Bd. 65, S. 117–124. ISSN 07351933.
- Idris, A. und Pullen, K. (2013): *The influence of chamfering and corner radiusing on the discharge coefficient of rotating axial orifices*. IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, Bd. 16, S. 012110. ISSN 1755-1315.
- Idris, A. und Pullen, K. R. (2005): *Correlations for the discharge coefficient of rotating orifices based on the incidence angle*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, Bd. 219, S. 333–352. ISSN 0957-6509.
- Idris, A. und Pullen, K. R. (2006): *The Effect of Pre-swirl on the Discharge Coefficient of Rotating Axial Orifices*. In: *International Conference on Energy and Environment (ICEE 2006), 28-30 Aug 2006, Selangor, Malaysia.*
- Idris, A., Pullen, K. und Barnes, D. (2004a): *An investigation into the flow within inclined rotating orifices and the influence of incidence angle on the discharge coefficient*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, Bd. 218, S. 55–68. ISSN 0957-6509.

- Idris, A., Pullen, K. R. und Read, R. (2004b): *The Influence of Incidence Angle on the Discharge Coefficient for Rotating Radial Orifices*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: Power for Land, Sea, and Air, June 14-17, 2004, Vienna, Austria*, S. 307–320.
- Khaldi, A. (1987): *Discharge Coefficient of Film Cooling Holdes with Rounded Entries or Exits*. Dissertation, University of Nottingham, Nottingham.
- Kline, S. J. und McClintock, F. A. (1953): *Describing Uncertainties in Single-Sample Experiments*. *Journal of Mechanical Engineering Science*, Bd. 75, S. 3–8. ISSN 0022-2542.
- Knapp, R. T., Daily, J. W. und Hammitt, F. G. (1970): *Cavitation*. McGraw-Hill, New York, N.Y.
- Kröss, B. (2011): *Filmkühluntersuchungen an Trenchkonfigurationen bei hohen Ausblaseraten*. Dissertation, Universität der Bundeswehr München, Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik, Neubiberg.
- Lemmon, E., Huber, M. und McLinden, M. (2007): *NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 8.0*. [https://www.nist.gov/publications/nist-standard-reference-database-23-reference-fluid-thermodynamic-and-transport-0?pub\\_id=50520](https://www.nist.gov/publications/nist-standard-reference-database-23-reference-fluid-thermodynamic-and-transport-0?pub_id=50520). Aufgerufen am 18. Juli 2021.
- Lichtarowicz, A. (1972): *Use of a Simple Cavitating Nozzle for Cavitation Erosion Testing and Cutting*. *Nature Physical Science*, Bd. 239, S. 63–64. ISSN 0300-8746.
- Lichtarowicz, A., Duggins, R. K. und Markland, E. (1965): *Discharge Coefficients for Incompressible Non-Cavitating Flow through Long Orifices*. *Journal of Mechanical Engineering Science*, Bd. 7, S. 210–219. ISSN 0022-2542.
- McGreehan, W. F. und Schotsch, M. J. (1988): *Flow Characteristics of Long Orifices With Rotation and Corner Radiusing*. *Journal of Turbomachinery*, Bd. 110, S. 213. ISSN 0889-504X.
- Meyfarth, P. F. und Shine, A. J. (1965): *Experimental Study of Flow Through Moving Orifices*. *Journal of Basic Engineering*, Bd. 87, S. 1082. ISSN 00219223.
- Nakayama, Y. (1961): *Action of the Fluid in the Air-Micrometer: 1st Report, Characteristics of Small-Diameter Nozzle and Orifice No.1, In the Case of Compressibility Being Ignored*. *Bulletin of JSME*, Bd. 4, S. 507–515. ISSN 1881-1426.
- Nurick, W. H. (1976): *Orifice Cavitation and Its Effect on Spray Mixing*. *Journal of Fluids Engineering*, Bd. 98, S. 681. ISSN 00982202.
- Nurick, W. H., Ohanian, T., Talley, D. G. und Strakey, P. A. (2007): *Impact of L/D on 90 Degree Sharp-Edge Orifice Flow with Manifold Passage Cross Flow*. Preprint, Defense Technical Information Center. <https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA474490>, Aufgerufen am 18. Juli 2021.



- Nurick, W. H., Ohanian, T., Talley, D. G. und Strakey, P. A. (2008): *The Impact of Manifold-to-Orifice Turning Angle on Sharp-Edge Orifice Flow Characteristics in Both Cavitation and Noncavitation Turbulent Flow Regimes*. Journal of Fluids Engineering, Bd. 130, S. 681. ISSN 0098-2202.
- Nurick, W. H., Ohanian, T., Talley, D. G. und Strakey, P. A. (2009): *Impact of Orifice Length/Diameter Ratio on 90 deg Sharp-Edge Orifice Flow With Manifold Passage Cross Flow*. Journal of Fluids Engineering, Bd. 131, S. 081103. ISSN 00982202.
- Ohrn, T. R., Senser, D. W. und Lefebvre, A. H. (1991): *Geometrical Effects on Discharge Coefficients for Plain-Orifice Atomizers*. Atomization and Sprays, Bd. 1, S. 137–153. ISSN 1044-5110.
- Pearce, I. D. und Lichtarowicz, A. (1971): *Discharge Performance of long Orifices with Cavitating Flow*. In: *Second Fluid Power Symposium, 4th - 7th January 1971. Guildford, UK*, S. 13 – 35.
- Raquet, M., Class, A. und Edelbauer, W. (2018): *Application of the Stochastic Field Method to Cavitating Flows in an Injection Nozzle*. In: Katz, J. (Hrsg.), *Proceedings of the 10th International Symposium on Cavitation (CAV2018), 14 – 16 May 2018, Baltimore, USA*. ASME Press. ISBN 9780791861851.
- Riedmüller, D. (2016): *Numerische und experimentelle Untersuchungen der Strömung durch rotierende Radialbohrungen*. Dissertation, Universität der Bundeswehr München, Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik.
- Riedmüller, D., Sousek, J. und Pfitzner, M. (2014): *A Comprehensive Investigation of Pre-Swirled Flow Through Rotating Radial Holes*. In: *ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition, 16 - 20 June 2014, Düsseldorf, Germany*, S. V05CT16A003.
- Riedmüller, D., Sousek, J. und Pfitzner, M. (2015): *Effect of Shaft Rotation, Hole and Annulus Geometry on the Discharge Behavior Through Rotating Radial Holes*. In: *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, 15 - 19 June 2015, Montreal, Canada*, S. V05CT15A002.
- Rohde, J. E., Richards, H. T. und Metger, G. W. (1969): *Discharge coefficients for thick plate orifices with approach flow perpendicular and inclined to the orifice axis*, Bd. D-5467 von *NASA technical note*. NASA, Washington, D.C.
- Roohi, E., Zahiri, A. P. und Passandideh-Fard, M. (2013): *Numerical simulation of cavitation around a two-dimensional hydrofoil using VOF method and LES turbulence model*. Applied Mathematical Modelling, Bd. 37, S. 6469–6488. ISSN 0307904X.
- Schmidt, D. P. und Corradini, M. L. (1997): *Analytical Prediction of the Exit Flow of Cavitating Orifices*. Atomization and Sprays, Bd. 7, S. 603–616. ISSN 1044-5110.

- Schmidt, D. P. und Corradini, M. L. (2001): *The internal flow of diesel fuel injector nozzles: A review*. International Journal of Engine Research, Bd. 2, S. 1–22. ISSN 1468-0874.
- Schmidt, D. P., Rutland, C. J. und Corradini, M. L. (1997): *A Numerical Study of Cavitating Flow Through Various Nozzle Shapes*. In: *International Spring Fuels & Lubricants Meeting & Exposition*, SAE Technical Paper Series. SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States.
- Soušek, J. (2012): *Untersuchungen an Strömungen durch rotierende Radialbohrungen*. Ingenieurwissenschaften. Dr. Hut, München, 1. Aufl. ISBN 3843904464.
- Sousek, J., Pfitzner, M. und Niehuis, R. (2010): *Experimental Study of Discharge Coefficients for Radial Orifices in High-Speed Rotating Shafts*. In: *ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea, and Air, 14 - 18 June 2010, Glasgow, UK*, S. 1051–1060.
- Sousek, J., Riedmüller, D. und Pfitzner, M. (2014): *Experimental and Numerical Investigation of the Flow Field at Radial Holes in High-Speed Rotating Shafts*. Journal of Turbomachinery, Bd. 136, S. 081009. ISSN 0889-504X.
- The MathWorks, I. (2019): *MATLAB User's Guide*.
- Ward-Smith, A. J. (1971): *Pressure losses in ducted flows*. Butterworth, London. ISBN 0-408-70153-6.
- Weißert, I. (1997): *Numerische Simulation dreidimensionaler Strömungen in Sekundärluftsystemen von Gasturbinen unter besonderer Berücksichtigung der Rotation*, Bd. 313 von *Fortschritt-Berichte VDI Reihe 7, Strömungstechnik*. VDI-Verl., Düsseldorf, als ms. gedr. Aufl. ISBN 3183313073.
- Wilk, A. (2014): *Experimental laboratory tests of the pressure drop resulting from the liquid flow through orifices in a rotating disc*. Experimental Thermal and Fluid Science, Bd. 54, S. 297–303. ISSN 08941777.
- Zimmermann, H., Kutz, J. und Fischer, R. (1998): *Air System Correlations: Part 2 — Rotating Holes and Two Phase Flow*. In: *ASME 1998 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition, 2 - 5 June 1998, Stockholm, Sweden*, S. V004T09A049.

## **Mitbetreute Bachelor- und Masterarbeiten**

Triquet, D. (2019): *Numerical Investigation of the Influence of Rotation and Flow Rate on the Flow through an Orifice in a Rotating Shaft*. Masterarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe.