

Institut für Thermische Strömungsmaschinen
Prof. Dr.-Ing. H.-J. Bauer, Ord.

Charakterisierung des Betriebsverhaltens eines Wirbelrohres bei Gegendruck am Kalt- und Heißausgang

Studienarbeit
von
Thomas Nicoleit

Betreuer: **Dipl.-Ing. Johannes Kneer**

Juli 2010

Ich versichere, die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Karlsruhe, 30. Juli 2010

Inhaltsverzeichnis

Abbildungen	v
Liste der Tabellen	ix
Symbole	x
Danksagung	xii
1 Einleitung	1
2 Physikalische Grundlagen	4
2.1 Thermodynamische Grundlagen	4
2.1.1 Energieformen	4
2.1.2 Erster Hauptsatz der Thermodynamik	4
2.1.3 Euler-Gleichung und Bernoulli-Gleichung	5
2.1.4 Ruhender und mitbewegter Beobachter	5
2.1.5 Zweiter Hauptsatz der Thermodynamik	6
2.1.6 Thermodynamische Kreisprozesse und ihre Wirkungsgrade	6
2.1.7 Temperaturen bei der Expansion eines Gases	7
2.2 Transportmechanismen	7
2.2.1 Transport durch Konvektion	7
2.2.2 Transport durch Diffusion	7
2.3 Strömungsmechanische Grundlagen	8
2.3.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik	9
2.3.2 Turbulenzen	10
2.3.3 Grenzschichtreibung	10
2.3.4 Molekulare Reibung	11
2.4 Numerische Berechnung von Strömungen	11
2.5 Mathematische Beschreibung von Wirbeln	12
2.5.1 Erzwungene Wirbel	12
2.5.2 Freie Wirbel	12

3	Grundlagen des Wirbelrohres	14
3.1	Grundlegende Funktionsweise des Wirbelrohres	14
3.2	Mechanischer Aufbau	14
3.3	Temperaturbereiche bei der Temperaturseparation	15
3.4	Strömungsmechanische Betrachtung der Wirbelrohrmechanismen	15
3.5	Energieseparation	18
3.5.1	These 1: Drehmomente und Zentrifugalkräfte	18
3.5.2	These 2: Arbeitsstrom durch Scherbeanspruchung	19
3.5.3	These 3: Thermodynamischer Kreislauf	19
3.5.4	These 4: akustische Strömung	19
3.5.5	Bewertung der Thesen	20
3.6	Betrachtung der Einflüsse der thermodynamischen Parameter auf die Temperaturseparation	20
3.6.1	Einfluss des Fluides	20
3.6.2	Einfluss des Eingangsdrucks	20
3.6.3	Einfluss der Massenströme	21
3.7	Betrachtung der Einflüsse der Geometrieparameter auf die Temperaturseparation	21
3.7.1	Einfluss des Wirbelrohrdurchmessers	22
3.7.2	Einfluss des Blendendurchmessers	22
3.7.3	Einfluss der Dimensionierung der Eingangsdüsen	23
3.7.4	Einfluss der Länge des Wirbelrohres	23
3.7.5	Einfluss der Form des Kegelventils	23
3.7.6	Optimale Geometrieparameter	24
3.8	Vergleich zu anderen Kühlverfahren	24
3.9	Einsatzgebiete	24
4	Versuchsvorbereitung und Versuchsdurchführung	25
4.1	Charakteristische Messgrößen	25
4.2	Aufbau des Versuchstandes	26
4.2.1	Das verwendete Wirbelrohr	28
4.2.2	Druckluftversorgung	29
4.3	Erfassung der Messgrößen	30
4.3.1	Temperaturmessungen	30
4.3.2	Druckmessungen	31

4.3.3	Massenstrommessungen	32
4.4	Datenerfassung	33
4.5	Bewertung der Daten	34
5	Ergebnisse	35
5.1	Untersuchung des Wirbelrohres bei kaltseitigem Gegendruck	35
5.1.1	Einfluss des Eingangsdruckes bei kaltseitigem Gegendruck	35
5.1.2	Einfluss der Generatoren bei kaltseitigem Gegendruck	38
5.1.3	Einfluss der Schraubenstellung bei kaltseitigem Gegendruck	41
5.1.4	Vergleich zwischen dem Einfluss der kaltseitigen Druckdifferenz zum Eingangsdruck und dem Druckverhältnis von kaltseitigem Gegendruck zum Eingangsdruck	43
5.2	Untersuchung des Wirbelrohres bei beidseitigem Gegendruck	45
5.2.1	Einfluss des Eingangsdruckes bei beidseitigem Gegendruck	46
5.2.2	Einfluss der Generatoren bei beidseitigem Gegendruck	48
5.2.3	Einfluss der Schraubenstellung bei beidseitigem Gegendruck	50
5.2.4	Einfluss des Eingangsdruckes bei konstantem Druckverhältnis von beid- seitigem Gegendruck zum Eingangsdruck	51
6	Zusammenfassung und Diskussion	55
	Anhang	57
A.1	Ergänzungen zur Versuchsvorbereitung	57
A.1.1	Berechnung des Wasseranteils in der verwendeten Druckluft	57
A.1.2	LabVIEW-Programme	58
A.1.3	Fehlerprotokoll zur Ermittlung der Rückkopplung mit Wechselstrom	60
A.1.4	Übersicht über die Generatoren	61
A.2	Weitere Diagramme als Ergänzung zu Kapitel 5	65
A.2.1	Weitere Betrachtung des Einflusses der Generatoren bei kaltseitigem Gegendruck	65
A.2.2	Weitere Betrachtung des Einflusses der Schraubenstellung bei kaltseiti- gem Gegendruck	67
A.2.3	Weitere Betrachtung des Vergleichs zwischen dem Einfluss der kaltseiti- gen Druckdifferenz zum Eingangsdruck und dem Druckverhältnis von kaltseitigem Gegendruck zum Eingangsdruck	68

A.2.4	Weitere Betrachtung des Einflusses der Generatoren bei beidseitigem Gegendruck	69
A.2.5	Weitere Betrachtung des Einflusses der Schraubenstellung bei beidseitigem Gegendruck	72
A.2.6	weitere Betrachtung des Einflusses des Eingangsdruckes bei konstantem Druckverhältnis von beidseitigem Gegendruck zum Eingangsdruck . .	73
Literatur		76

Abbildungsverzeichnis

1.1	Beispiel eines modernen Flugtriebwerkes (Rolls Royce BR 715)	1
1.2	Schematische Darstellung der Brennkammer in einer Gasturbine	1
2.1	Geschwindigkeitsprofile in einem volldurchströmten Rohr bei verschiedenen Strömungsarten	9
2.2	Bereichseinteilung der turbulenten Grenzschichtströmung	11
2.3	Bahngeschwindigkeitsverlauf bei einem erzwungenem Wirbel	13
2.4	Winkelgeschwindigkeitsverlauf bei einem freien Wirbel	13
3.1	Gegenläufiges Wirbelrohr mit Querschnitt	15
3.2	Gleichläufiges Wirbelrohr mit Querschnitt	15
3.3	Teilchenbahn eines Fluidelements, welches das Wirbelrohr über den Heißausgang verlässt	16
3.4	Teilchenbahn eines Fluidelements, welches das Wirbelrohr über den Kaltausgang verlässt	16
3.5	Radiale zeitlich gemittelte Axialgeschwindigkeitsprofile \bar{u}_x	17
3.6	Radiale zeitlich gemittelte Verläufe der totalen und der statischen Temperatur	17
3.7	Radiale zeitlich gemittelte Tangentialgeschwindigkeitsprofile \bar{u}_θ	17
3.8	Schematische Darstellung eines gegenläufiges Wirbelrohr mit den verschiedenen Geometrieparametern	22
4.1	Schematische Darstellung des pneumatischen Schaltplans	26
4.2	Ausschnitt der CAD-Konstruktion für den Versuchsstand	27
4.3	Versuchsstand in der ITS-Turbinenhalle	27
4.4	Nahaufnahme des eingebauten Wirbelrohres	28
4.5	Wirbelrohrbausatz	28
4.6	Schematische Darstellung eines Generators	29
4.7	außenseitige Vereisung des Kaltausgangsbereichs	30
4.8	Schmutzablagerungen am Generator des Wirbelrohres	30
4.9	Schematische Darstellung eines Thermoelements	31
4.10	Messung von statischem Druck und Totaldruck in Fluiden	32
4.11	Rückkopplung mit Wechselstromfeldern	34

5.1	Temperaturabsenkung ΔT bei verschiedenen Druckverhältnissen Π_k mit dem Generator C25	36
5.2	Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei verschiedenen Druckverhältnissen Π_k mit dem Generator C25	36
5.3	Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei verschiedenen Druckverhältnissen mit Generator C25	37
5.4	Wirkungsgrad η bei verschiedenen Druckverhältnissen Π_k mit Generator C25	37
5.5	Wirkungsgrad η bei verschiedenen Druckverhältnissen Π_k mit Generator C40	38
5.6	Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei verschiedenen Generatoren, kaltseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$	39
5.7	Temperaturabsenkung ΔT bei verschiedenen Generatoren, kaltseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$	39
5.8	Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei verschiedenen Generatoren, kaltseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$	40
5.9	Wirkungsgrad η bei verschiedenen Generatoren, kaltseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$	40
5.10	Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei konstantem kaltseitigem Gegendruck von 1,2 bar	41
5.11	Wirkungsgrad η bei konstantem kaltseitigem Gegendruck von 1,2 bar	41
5.12	Die Schraube des Wirbelrohres zur Regulierung von $\dot{m}_{\text{heiß}}$	42
5.13	Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, kaltseitigem Gegendruck und Generator R25	42
5.14	Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei konstantem kaltseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von $\Pi = 0,2$	43
5.15	Wirkungsgrad η bei konstantem kaltseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von $\Pi = 0,2$	44
5.16	Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei konstanter kaltseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar	45
5.17	Wirkungsgrad η bei konstanter kaltseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar	45
5.18	Temperaturabsenkung ΔT bei verschiedenen Eingangsdrücken mit Generator C25	46
5.19	\dot{m}_{kalt} bei verschiedenen Eingangsdrücken mit Generator C25	47
5.20	Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei verschiedenen Druckverhältnissen mit Generator C25	47
5.21	Wirkungsgrad η bei verschiedenen Druckverhältnissen mit Generator C25	48
5.22	Wirkungsgrad η bei verschiedenen Druckverhältnissen mit Generator C40	48
5.23	Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei verschiedenen Generatoren, beidseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$	49
5.24	Temperaturabsenkung ΔT bei verschiedenen Generatoren, beidseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$	50

5.25	Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei verschiedenen Generatoren, beidseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4\text{bar}$	50
5.26	Wirkungsgrad η bei verschiedenen Generatoren, beidseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4\text{bar}$	51
5.27	Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, beidseitigem Gegendruck und Generator R25	51
5.28	Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei konstantem beidseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von 0,2	52
5.29	Wirkungsgrad η bei konstantem beidseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von 0,2	53
5.30	Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei konstanter beidseitiger Druckdifferenz von 6,4bar	53
5.31	Wirkungsgrad η bei konstanter beidseitiger Druckdifferenz von 6,4bar	54
A.1	Berechnung des Wasseranteils in der verwendeten Druckluft	57
A.2	Code-Ansicht	58
A.3	Frontansicht	59
A.4	Zeichnung des Generators mit Maßen	62
A.5	Generator R40	63
A.6	Generator C40	63
A.7	Generator R30	63
A.8	Generator C30	63
A.9	Generator R25	64
A.10	Generator C25	64
A.11	Generator R15	64
A.12	Generator C15	64
A.13	Generator R10	65
A.14	Generator C10	65
A.15	Temperaturabsenkung ΔT bei konstantem kaltseitigem Gegendruck von 1,2bar	66
A.16	Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei konstantem kaltseitigem Gegendruck von 1,2bar	66
A.17	Temperaturabsenkung ΔT bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, kaltseitigem Gegendruck und Generator R25	67
A.18	Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, kaltseitigem Gegendruck und Generator R25	67
A.19	Wirkungsgrad η bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, kaltseitigem Gegendruck und Generator R25	68

A.20	Temperaturseparation bei konstantem kaltseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von $\Pi = 0,2$	68
A.21	Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei konstantem kaltseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von $\Pi = 0,2$	69
A.22	Temperaturabsenkung ΔT bei konstanter kaltseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar	69
A.23	Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei konstanter kaltseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar . .	70
A.24	Temperaturabsenkung ΔT bei konstantem beidseitigem Gegendruck von 1,2 bar	70
A.25	Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei konstantem beidseitigem Gegendruck von 1,2 bar . .	71
A.26	Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei konstantem beidseitigem Gegendruck von 1,2 bar	71
A.27	Wirkungsgrad η bei konstantem beidseitigem Gegendruck von 1,2 bar	72
A.28	Temperaturabsenkung ΔT bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, beidseitigem Gegendruck und Generator R25	72
A.29	Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, beidseitigem Gegendruck und Generator R25	73
A.30	Wirkungsgrad η bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, beidseitigem Gegendruck und Generator R25	73
A.31	Temperaturabsenkung ΔT bei konstantem beidseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von 0,2	74
A.32	Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei konstantem beidseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von 0,2	74
A.33	Temperaturabsenkung ΔT bei konstanter beidseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar	75
A.34	Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei konstanter beidseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar .	75

Tabellenverzeichnis

A.1 Fehlerprotokoll zur Ermittlung der Rückkopplung mit Wechselstrom	60
--	----

Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
<i>Lateinische Symbole</i>		
A	m^2	Fläche
b	m	Blendendurchmesser
c	m/s	Geschwindigkeit
c_p	$J/kg/K$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck p
D	m	Durchmesser
g	g	Gramm
g	m/s^2	Erdbeschleunigung
l	m	Prandtlsche mittlere freie Mischungsweglänge
L	m	Länge
h	J	Enthalpie
h	J/g	spezifische Enthalpie
\dot{m}	g/s	Massenstrom
p	$10^5 \cdot N/m^2$	Druck in Bar
Q	J	Wärme
\dot{Q}	J/s	Wärmestrom
r	m	Radius
R	$J/kg/K$	massenspezifische Gaskonstante
S	J/K	Entropie
\dot{S}	$J/K/s$	Entropiestrom
s	$J/kg/K$	spezifische Entropie
\dot{s}	$J/kg/K/s$	spezifischer Entropiestrom
t	s	Zeit
T	K, C	Temperatur
u, v, w	$m/s, m/s, m/s$	Geschwindigkeiten in x-, y- und z-Richtung
\vec{v}	$m/s, m/s, m/s$	Geschwindigkeitsvektor mit den Komponenten u, v, w in x-, y- und z-Richtung
v	m^3/kg	spezifisches Volumen
V	m^3	Volumen
W	J	Arbeit
x, y, z	m, m, m	kartesische Koordinaten
z	m	Höhe

Griechische Symbole

α	–	Winkel
η	–	Wirkungsgrad
μ	–	Joule-Thomson-Koeffizient
μ	$(\text{N}\cdot\text{s})/\text{m}^2$	dynamische Viskosität
ν	m^2/s	kinematische Viskosität
Π	–	Verhältnis von Gegendruck zu Eingangsdruck
ρ	kg/m^3	Dichte
$\bar{\tau}_w$	N/m^2	zeitlich gemittelte Wandschubspannung
ϕ	–	allgemeine Transportgröße für konvektiven Energietransport
Φ	–	allgemeine Transportgröße für diffusiven Energietransport
$\vec{\omega}$	–	Wirbelvektor als Maß für die Wirbeldichte
Ω	Hz	Winkelgeschwindigkeit

Indizes

A	Fläche
aus	ausgangsseitig
beid	beidseitig
dyn	dynamisch
eff	effektiv
ein	eingangsseitig
h	heiß
k	kalt
L	Luft
rev	reversibel
stat	statisch
tot	total
zu	zugeführt
θ	tangentiale Geschwindigkeitskomponente

Danksagung

Diese Untersuchung wurde im Rahmen meines Maschinenbau-Studiums angefertigt. Mein Dank gilt daher dem Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) und seinen Mitarbeitern, welche mir das Anfertigen meiner Studienarbeit ermöglichten.

Insbesondere geht ein großes Dankeschön an meinen Betreuer Johannes Kneer, der mich stets mit viel Fach- und Methodenwissen und auch mit viel Geduld beim Planen, Durchführen und Dokumentieren der Untersuchung unterstützte.

Besonderer Dank geht auch an meine Eltern und Corinna Wolf; der persönliche Rückhalt vor allem während der experimentellen Fehlersuchphase bedeutet mir sehr viel.

1 Einleitung

Die Gasturbine spielt heutzutage in zwei Anwendungsfällen eine sehr wichtige Rolle: zum Einen wird mit Gasturbinen als Strahltriebwerken (siehe Abbildung 1.1) im kommerziellen Luftverkehr der herausragende Teil der Transportleistungen bewerkstelligt und zum Anderen lassen sie sich als statische Gasturbinen zur Energiegewinnung einsetzen.

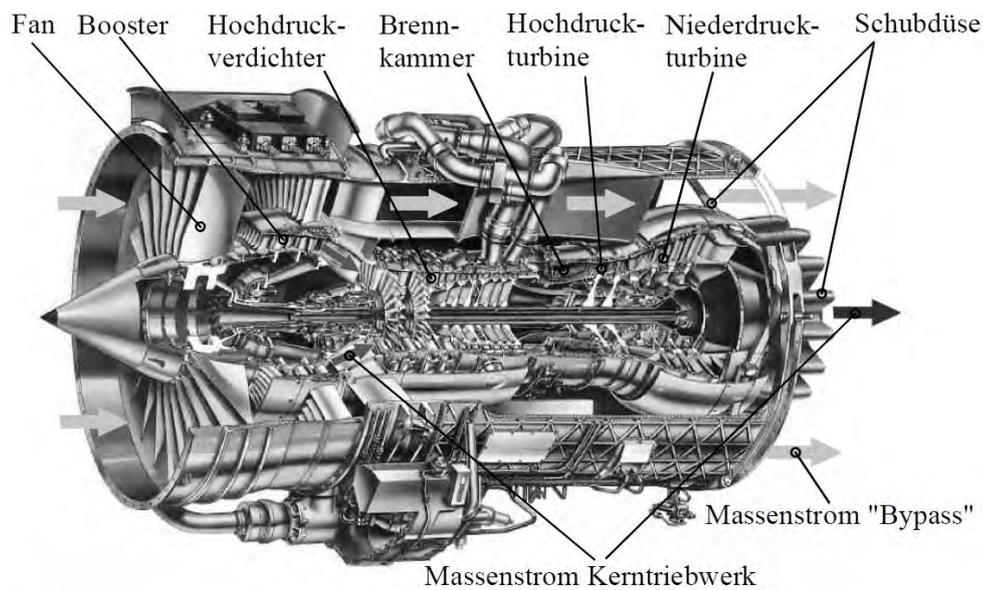


Abbildung 1.1: Das Rolls Royce BR 715 als Beispiel eines modernen Flugtriebwerkes (Saumweber, 2005)

Nach dem Hochdruckverdichter hat die einströmende Luft einen Druck von bis zu 42 bar und wird dann unter Zuführung von Kerosin in der Brennkammer (siehe Abbildung 1.2) verbrannt (Saumweber, 2005).

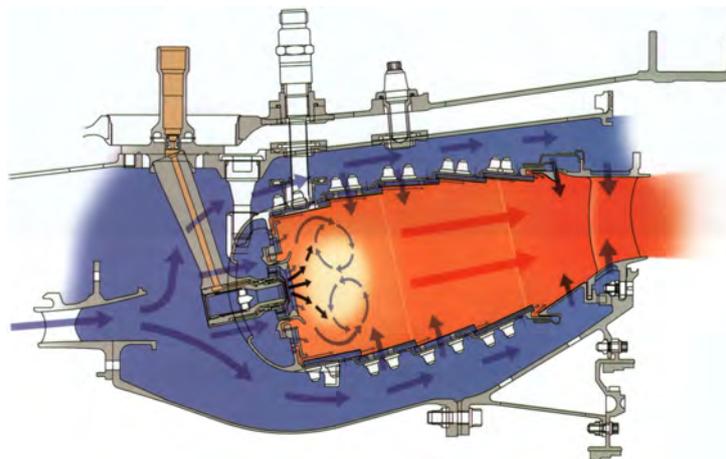


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Brennkammer in einer Gasturbine (Royce, 2005)

Durch die Verbrennung des Gemisches von verdichteter Luft und Kerosin entsteht ein Heißgas mit bis zu 2000 K (Saumweber, 2005). Bei diesen Temperaturen verringert sich auch bei den hochwertigsten Materialien die Festigkeit so stark, dass keine wirtschaftliche Einsatzdauer mehr gegeben ist. Aufgrund des hohen Wärmeübergangs durch das vorbeiströmende Heißgas sowie durch die Wärmestrahlung der Verbrennung ist eine Kühlung der thermisch hoch belasteten Bauteile nötig. Hierfür werden heute in modernen Gasturbinen zwischen 20 % und 30 % des Gesamtmassenstroms durch die Turbine zur Kühlung der hochbelasteten Bauteile benötigt und tragen damit nicht zum Arbeitsgewinn bei (Stripf, 2007).

Es ist eine sorgfältige Auslegung der Kühlprozesse erforderlich, damit der Wirkungsgradgewinn durch das Erhöhen der Prozesstemperaturen nicht von den durch die Kühlung induzierten Verlusten aufgezehrt wird. Der Kühlluftmassenstrom soll daher nicht zu groß werden und auch eine Vermeidung nachteiliger Einflüsse auf die Turbinenströmung ist notwendig (Baldauf, 2001).

Die in der praktischen Anwendung gängigste Methode ist die Filmkühlung. Durch Bohrungen wird auf der zu kühlenden Wand ein schützender Luftfilm aus kühlerer Luft aufgetragen. Die Kühlluft tritt in Form von einzelnen Strahlen aus den Bohrungen aus, weswegen es zu einer nicht erwünschten Interaktion von Heißgasströmung und Kühlluft kommt. Bei zuviel Kühlluft heben die Kühlstrahlen und der Luftfilm von der Wand, während bei zu wenig Kühlluft keine ausreichende Kühlleistung sichergestellt ist (Baldauf, 2001).

Neben dem Kühlluftmassenstrom ist das Dichteverhältnis $\frac{\rho_k}{\rho_h}$ von entscheidender Bedeutung, da dieses den Impuls des aus der Bohrung austretenden Kühlluftstrahls stark beeinflusst. Bei steigenden Dichteverhältnis sinkt der Wärmeübergangskoeffizient, was sich positiv auf die Kühlwirkung auswirkt (Baldauf, 2001). Aus wirtschaftlichen Gründen kann das Verhältnis nicht beliebig erhöht werden; mit dem Stand der Technik beträgt das Dichteverhältnis $\frac{\rho_k}{\rho_h} \sim 1,8$.

Unter der Annahme eines idealen Gases ergibt sich eine direkte Proportionalität des Dichteverhältnisses zum Temperaturverhältnis $\frac{T_h}{T_k}$:

$$\frac{\rho_k}{\rho_h} \sim \frac{T_h}{T_k}$$

Das Institut für Thermische Strömungsmaschinen forscht an der Optimierung von Strahltriebwerken. Die zu untersuchenden Materialien werden aufgrund komplexer Formen mit einem stereolithografischen Verfahren hergestellt, wofür ein Kunststoff verwendet wird. Dies hat den Vorteil, das man von einem quasi-adiabaten System ausgehen kann, weil Kunststoffe im Gegensatz zu Metallen eine niedrige Wärmeleitfähigkeit haben. Da Kunststoffe bei Temperaturen von ca. 420 - 450 K ihre Festigkeit verlieren, ist die Heißgastemperatur auf ca. 420 K beschränkt. Unter Berücksichtigung des Dichteverhältnisses von 1,8 ergibt sich eine Kühllufttemperatur von ca. 233 K, die am Prüfstand des ITS zur Verfügung gestellt werden soll.

Eine Möglichkeit um Luft bei diesen tiefen Temperaturen bereitzustellen, ist die Verwendung eines Turboladers. Im ersten Schritt wird Druckluft bei 6 bar über einen Wärmetauscher mit Kühlwasser auf Raumtemperatur gekühlt. Im zweiten Schritt wird die Druckluft durch die Turbine eines Turboladers entspannt. Hierbei absorbiert der Turbolader einen Teil der Enthalpie, wodurch die Luft auf bis zu 250 K abgekühlt werden kann (Wurm, 2009).

Eine Alternative für die Verfügbarkeit von kalter Luft ist die Verwendung eines Wirbelrohres. Das Wirbelrohr ist ein einfaches technisches Gerät, welches einen Druckluftstrom durch Expansion in einen heißen und einen kalten Strom aufteilt, wobei der kalte Strom Temperaturen im Bereich 235 K erreicht. In dieser Arbeit soll untersucht werden, inwiefern sich das Wirbelrohr zum Kühlen eines Prüfstandes einsetzen lässt. Das ca. 420 K warme Heißgas strömt hierbei mit einem Überdruck über die Materialprobe, wodurch auch der Kühlstrom mit einem Überdruck zur Verfügung stehen muss.

Die bisherigen Untersuchungen sowie die Datenblätter von kommerziell erhältlichen Wirbelrohren liefern lediglich Aussagen über die Charakteristika von Wirbelrohren bei einer Expansion auf Umgebungsdruck. Daher werden im Rahmen dieser Studienarbeit die Druckeinflüsse auf den Wirkungsgrad eines Wirbelrohres experimentell untersucht.

2 Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen eingeführt, die für das Verständnis der Mechanismen im Wirbelrohr vorausgesetzt werden. Insbesondere werden hierbei gezielt Grundlagen und Phänomene aus der Thermodynamik, der Wärme- und Stoffübertragung, der Strömungsmechanik inklusive numerischer Strömungssimulation, sowie die mathematischen Grundlagen von Wirbeln vorgestellt.

2.1 Thermodynamische Grundlagen

Dieser Abschnitt dient zur Einführung thermodynamischer Grundbegriffe und fundamentaler thermodynamischer Zusammenhänge. Der Energiebegriff wird definiert, um daraus die Hauptsätze der Thermodynamik abzuleiten. Für das Verständnis der Mechanismen im Wirbelrohr, die in Kapitel 3 behandelt werden, wird an dieser Stelle auch auf thermodynamische Kreisprozesse und ihre Wirkungsgrade, sowie die Temperaturen eines expandierenden Gases eingegangen.

2.1.1 Energieformen

Die thermodynamische Gesamtenergie eines geschlossenen Systems, bei dem keine Stoff- oder Energieströme über die Systemgrenzen fließen, besteht aus der kinetische Energie der Geschwindigkeit, der potentielle Energie der Lage und der inneren Energie. Die kinetische und die potentielle Energie lässt sich zur mechanischen Energie zusammenfassen, wodurch die makroskopischen Energien eines Systems beschrieben werden, während die innere Energie für die thermische Energie steht, welche ein Maß für die Schwingungsenergie der Moleküle darstellt. Bei offenen Systemen fließt Energie über die Systemgrenzen. Der Transport von mechanischer Energie ist als Arbeit bekannt, während der Transport von thermischer Energie über einen Wärmestrom stattfindet (Herwig, 2007). Die Mechanismen des Energietransports werden in Abschnitt 2.2 genauer vorgestellt.

2.1.2 Erster Hauptsatz der Thermodynamik

Betrachtet man ein offenes System, so müssen die ein- und ausgehenden Massenströme m_{ein} und m_{aus} inklusive der daran gekoppelten Energie sowie die Arbeitsströme \dot{W} und die Wärmeströme \dot{Q} über die Systemgrenzen in der Energiebilanz berücksichtigt werden. Dies führt zum ersten Hauptsatz der Thermodynamik:

$$\frac{\delta E_{\text{sys}}}{\delta t} = \underbrace{\sum \dot{W}}_{\substack{\text{Arbeitsströme} \\ \text{über} \\ \text{Systemgrenze}}} + \underbrace{\sum \dot{Q}}_{\substack{\text{Wärmeströme} \\ \text{über} \\ \text{Systemgrenze}}} + \underbrace{\sum \dot{m}_{\text{ein}} \cdot \left[h + \frac{c^2}{2} + g \cdot z \right]_{\text{ein}}}_{\substack{\text{an eingehenden} \\ \text{Massenstrom} \\ \text{gebundene Energie}}} + \underbrace{\sum \dot{m}_{\text{aus}} \cdot \left[h + \frac{c^2}{2} + g \cdot z \right]_{\text{aus}}}_{\substack{\text{an ausgehenden} \\ \text{Massenstrom} \\ \text{gebundene Energie}}} \quad (2.1)$$

Hierbei ist $\frac{\delta E_{\text{sys}}}{\delta t}$ die zeitliche Änderung der Gesamtenergie innerhalb der Systemgrenzen, $\sum \dot{W}$ und $\sum \dot{Q}$ sind die Summen der Arbeits- und Wärmeströme über die Systemgrenzen und $\sum \dot{m}_{\text{ein}} \cdot [h + \frac{c^2}{2} + g \cdot z]_{\text{ein}}$ und $\sum \dot{m}_{\text{aus}} \cdot [h + \frac{c^2}{2} + g \cdot z]_{\text{aus}}$ sind die ein- und ausgehenden Energieströme, die die an die Masse gebundene kinetische Energie $\frac{c^2}{2}$ und die Lageenergie $g \cdot z$ transportieren. Ebenfalls an die Masse gebunden ist die spezifische thermische Energie u sowie die spezifische Verschiebearbeit $p \cdot v$, die nötig ist, um ein auf die Masse normiertes Volumen v gegen den Druck p zu verschieben. Die Summation von thermischer Energie und Verschiebearbeit ist als Enthalpie h definiert, und wird somit ebenso an die Masse gebunden über die Systemgrenze transportiert (Herwig, 2007).

Für eine Aussage über die Richtung von Energieumwandlungsprozessen und deren Geschwindigkeiten wird der in Abschnitt 2.1.5 vorgestellte zweite Hauptsatz der Thermodynamik benötigt.

2.1.3 Euler-Gleichung und Bernoulli-Gleichung

Es wird eine reversible stationäre Rohrströmung mit den veränderlichen Querschnitten A_1 und A_2 betrachtet. Dem System wird keine Arbeit zugeführt, wodurch sich der erste Hauptsatz vereinfacht zur Euler-Gleichung (Oertel, 2009):

$$\frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) + \int_{p_1}^{p_2} \frac{1}{\rho} \cdot dp + g \cdot (z_2 - z_1) = 0 \quad (2.2)$$

mit den Geschwindigkeiten c_1 und c_2 den Drücken p_1 und p_2 an den Querschnitten A_1 und A_2 . Bei inkompressiblen Fluiden erhält man die Bernoulli-Gleichung für stationäre reibungsfreie Strömungen (Oertel, 2009)

$$\frac{1}{2}c^2 + \frac{p}{\rho} + g \cdot z = \text{konst.} \quad (2.3)$$

Je nach Problemstellung müssen bei Berechnungen nach Euler oder Bernoulli in der Gleichung noch zusätzliche Terme für die Druckverluste im Rohr und für ein- bzw. ausgehende Arbeitsströme (Pumpe bzw. Turbine) berücksichtigt werden (Oertel, 2009).

2.1.4 Ruhender und mitbewegter Beobachter

Für strömungsmechanische Betrachtungen ist es wichtig zu unterscheiden ob das Kontrollsystem ortsfest oder mit dem Fluid mitbewegt ist. Misst man beispielsweise den Staudruck in einem Fluid, so geht in das Ergebnis neben dem statischen Druck auch die kinetische Druckenergie durch die Geschwindigkeit in den Gesamtdruck mit ein. Dieser Gesamtdruck wird auch Totaldruck p_{tot} genannt und setzt sich aus der Addition des statischen Drucks p_{stat} und dynamischen Drucks p_{dyn} zusammen:

$$p_{\text{tot}} = p_{\text{stat}} + p_{\text{dyn}} \quad (2.4)$$

Den statischen Druck p_{stat} erhält man in einem mitbewegten Kontrollsystem, während sich der dynamische Druck p_{dyn} aus der kinetischen Energie $\frac{1}{2}\rho c^2$ errechnen lässt. Analog hierzu muss auch

zwischen der statischen Temperatur T_{stat} und der Totaltemperatur oder auch Staupunkttemperatur T_{tot} unterschieden werden:

$$c_p \cdot T_{\text{tot}} = c_p \cdot T_{\text{stat}} + \frac{c^2}{2}. \quad (2.5)$$

Hierbei ist c_p die spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck, T_{tot} die Staupunkttemperatur, T_{stat} die statische Temperatur und c die Strömungsgeschwindigkeit (Oertel, 2009).

2.1.5 Zweiter Hauptsatz der Thermodynamik

Aus dem ersten Hauptsatz geht hervor, dass Energie nicht verbraucht oder erzeugt werden kann. Für thermodynamische Kreisprozesse ist es jedoch auch von Interesse wie viel mechanische Energie aus einem System gewonnen werden kann. Im Folgenden wird daher die Entropie S zur Beschreibung der Arbeitsfähigkeit der Energie eingeführt:

$$dS = \frac{\delta Q_{\text{rev}}}{T}. \quad (2.6)$$

Das Differential dS ist bei reversiblen Vorgängen das Verhältnis von übertragener Wärme Q und absoluter Temperatur T . Unter Zuhilfenahme der Entropie wird der zweite Hauptsatz der Thermodynamik eingeführt:

$$\frac{\delta}{\delta t} \sum S - \sum \frac{\dot{Q}}{T_A} - \sum (\dot{m} \cdot s) = \dot{S}_{\text{erzeugt}} \geq 0 \quad (2.7)$$

Der Ausdruck $\frac{\delta}{\delta t} \sum S$ steht hierbei für die zeitliche Änderung des Entropieinhalts des Gesamtsystems innerhalb des Kontrollraums. $\sum \frac{\dot{Q}}{T_A}$ und $\sum (\dot{m} \cdot s)$ sind die an Wärme- bzw. Stoffströme geknüpften Entropieströme über die Kontrollraumgrenzen, wobei T_A die Temperatur an der Kontrollraumgrenze darstellt.

2.1.6 Thermodynamische Kreisprozesse und ihre Wirkungsgrade

Als thermodynamische Kreisprozesse bezeichnet man eine periodische Abfolge von Zustandsänderungen eines Arbeitsfluids. Diese technischen Prozesse dienen der Umwandlung von Wärme in Arbeit, wie es zum Beispiel bei Gasturbinen der Fall ist, oder zum Heizen und Kühlen eines System unter Aufnahme von Arbeit. Allgemein ist der Wirkungsgrad eines Systems definiert als

$$\eta = \frac{\text{Gewinn}}{\text{Aufwand}}, \quad (2.8)$$

wobei bei Wärmekraftmaschinen wie dem Verbrennungsmotor die effektiv abgegebene Arbeit W_{eff} zur zugeführten Wärme Q_{zu} ins Verhältnis gesetzt wird. Bei der Wärmepumpe bzw. der Kältemaschine entspricht der Gewinn der vom System abgegebenen bzw. aufgenommenen Wärmemenge Q , die auf die effektiv zugeführte Arbeit W_{eff} bezogen wird (Windisch, 2008).

2.1.7 Temperaturen bei der Expansion eines Gases

Geht man von einer idealisierten Modellvorstellung von Teilchen als ausdehnungslosen Massenpunkten aus, so lässt sich mit der allgemeinen Gasgleichung die Temperatur T in Abhängigkeit des Druck p und der Dichte ρ errechnen:

$$p = \rho \cdot R \cdot T \quad (2.9)$$

Die Proportionalität wird mit der auf die Masse bezogene Gaskonstante R hergestellt. Man spricht in diesem Fall von einem idealen Gas, bei konstanter und damit temperaturunabhängiger Wärmekapazität c_p spricht man von einem perfekten Gas.

Zur Berechnung der Temperatur eines expandierenden Gases muss jedoch in der Regel auch die Änderung der Wechselwirkungen der Teilchen berücksichtigt werden. Bei der Expansion eines realen Gases wird die Temperaturänderung durch den Joule-Thomson-Effekt beschrieben. Die Stärke der Temperaturänderung wird mit dem Joule-Thomson-Koeffizient μ_{JT} formuliert:

$$\mu_{JT} = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h \quad (2.10)$$

Bei einem Druckabfall und $\mu > 0$ sinkt die Temperatur T ab, bei $\mu < 0$ kommt es bei einem Druckabfall zu einem Temperaturanstieg. Für ideale Gase beträgt $\mu = 0$ und es kommt zur keiner Temperaturänderung.

2.2 Transportmechanismen

In diesem Abschnitt werden von den Transportmechanismen der konvektive Transport und die Diffusionsprozesse vorgestellt.

2.2.1 Transport durch Konvektion

In einer Strömung ist an die Masse des Fluids thermische Energie und kinetische Energie gebunden. Der an den Massenstrom \dot{m} gebundene Transport der allgemeinen Energie-Eigenschaft ϕ lässt sich beschreiben mit

$$\phi \cdot \dot{m} = \phi \cdot \rho \cdot \vec{v} \cdot A. \quad (2.11)$$

Hierbei ist die massenspezifische Größe ϕ eine beliebige konvektiv transportierte Energievariable wie z.B. Enthalpie oder Impuls, ρ ist die Dichte, \vec{v} der Geschwindigkeitsvektor und A stellt eine gedachte vom Fluid durchströmte Kontrollfläche senkrecht zum Vektor \vec{v} dar (Baehr, 2006).

2.2.2 Transport durch Diffusion

Für den diffusiven Transport von Eigenschaften in einem Fluid sind die Gradienten von physikalischen Größen maßgeblich. Der diffusive Transport wird auch Leitung genannt und erfolgt auch ohne makroskopische (konvektive) Strömungen im Fluid.

Allgemein gilt für den diffusiven Transport:

$$\dot{\Phi} = -T_d \cdot A \cdot \nabla \Psi, \quad (2.12)$$

wobei $\nabla \Psi$ für den Gradient einer physikalischen Größe Ψ steht, mit dem Nabla-Operator $\nabla = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$. A stellt wieder eine zu $\nabla \Psi$ senkrechte Kontrollfläche dar. $\dot{\Phi}$ ist der diffusive Energiestrom und T_d ein proportionaler diffusiver Transportkoeffizient. Da der Gradient und der daraus resultierende Fluss antiparallele Vektoren sind, ergibt sich das Minuszeichen. Im Folgenden sind einige Beispiele für diffusive Transportprozesse angeführt (Baehr, 2006):

- Wärmeleitung: Wärmestrom ist proportional zum Temperaturgradienten mit der Wärmeleitfähigkeit als Proportionalitätsfaktor
- Stoffdiffusion: Stoffmengenstrom ist proportional zum Konzentrationsgradienten und zur Diffusionskonstanten
- Impuls: Schubspannung ist proportional zu den Geschwindigkeitsgradienten mit der Viskosität als Proportionalitätsfaktor

2.3 Strömungsmechanische Grundlagen

In der Strömungsmechanik unterscheidet man zwischen laminaren und turbulenten Strömungen. Bei laminaren Strömungen strömt das Fluid in Schichten zwischen denen keine Querströmungen auftreten. Turbulente Strömungen hingegen zeichnen sich durch Schwankungen der Strömungsgrößen aus, die einen zusätzlichen Querimpuls und Energieaustausch senkrecht zur Strömungsrichtung verursachen. Zur Beantwortung der Frage, welche Strömungsart sich in einer Strömung einstellt, werden die Trägheitskräfte im Fluid in Relation gesetzt zu den Reibungskräften im Fluid. Diese Relation ist bekannt als die Reynoldszahl und wird definiert über

$$Re_L = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}} = \frac{c \cdot L}{\nu} \quad (2.13)$$

mit der Strömungsgeschwindigkeit c , der charakteristischen Bezugslänge L und der kinematischen Viskosität des Fluids. Bei kleinen Reynoldszahlen liegt eine laminare Strömung vor, bei großen Reynoldszahlen ist die Strömung turbulent. Dazwischen liegt eine geometrieabhängige kritische Reynoldszahl Re_c , die zum Beispiel bei einer Rohrströmung mit dem Durchmesser D als charakteristische Länge L etwa $Re_c = 2300$ beträgt. Die entsprechenden sich einstellenden Geschwindigkeitsprofile für laminare bzw. turbulente Strömungen sind zur Verdeutlichung in Abbildung 2.1 dargestellt (Oertel, 2009).

Man erkennt, dass sich bei der laminaren Strömung ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil einstellt, bei dem das Fluid geschichtet fließt. Bei der turbulenten Strömung überwiegen die Scherkräfte und damit die Reibungskräfte im Fluid gegenüber der Trägheit der Strömung, wodurch es zu einem Queraustausch von Impulsen und somit zu einer Verwirbelung der Strömungsschichten kommt. Dadurch bildet sich ein breiteres und volleres Geschwindigkeitsprofil aus (Oertel, 2009).

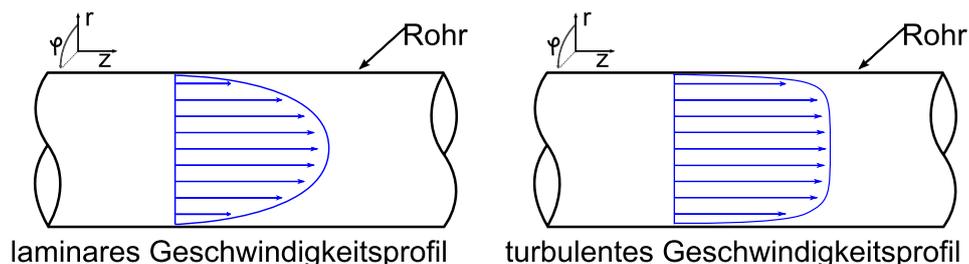


Abbildung 2.1: Geschwindigkeitsprofile in einem volldurchströmten Rohr bei verschiedenen Strömungsarten

Neben den genaueren Mechanismen von Turbulenzen werden in den folgenden Abschnitten die Berechnungsgrundlagen für eine allgemeine Strömung sowie die Berücksichtigung von Reibungseffekten vorgestellt.

2.3.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik

Die allgemeinen Grundgleichungen für reibungsbehaftete Fluidströmungen sind die Navier-Stokes-Gleichungen (Oertel, 2009), die für ein allgemeines ideales Gas gelten und die Erhaltung des Impulses beschreiben. Für den inkompressiblen Fall und die Annahme eines Newtonschen Fluids (linearer Zusammenhang zwischen Schubspannung τ und Geschwindigkeitsgradient $\frac{du}{dz}$ an der Wand) gelten für die Navier-Stokes-Gleichungen:

$$\underbrace{\rho \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial t}}_{\text{lokale Beschleunigung}} + \underbrace{\rho \cdot \vec{v}(\nabla \cdot \vec{v})}_{\text{konvektive Beschleunigung}} = \underbrace{\vec{g}}_{\text{Einfluss der Volumenkräfte}} - \underbrace{\nabla p}_{\text{Änderung des Drucks}} + \underbrace{\mu \nabla^2 \vec{v}}_{\text{Einfluss der Reibung}} \quad (2.14)$$

Hierbei ist ρ die Fluidichte, ∂t die zeitliche Ableitung, \vec{v} ist der Geschwindigkeits-Vektor für die Geschwindigkeiten in x -, y - und z -Richtung, p ist der Druck und \vec{g} ist der Vektor der Volumenkräfte (Schwerkraft, elektrische und magnetische Kräfte). Überdies ist μ die dynamische Viskosität und $\nabla \cdot \vec{v}$ die Divergenz des Geschwindigkeitsfeldes als Maß für die Volumenzu- oder Abnahme in einem infinitesimalen Volumenelement. Die Navier-Stokes-Gleichungen bilden zusammen mit der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho \vec{v} = 0 \quad (2.15)$$

und der in Abschnitt 2.1.3 vorgestellten Euler-Gleichung die Grundlagen für die Strömungsmechanik (Oertel, 2009).

2.3.2 Turbulenzen

Unter Turbulenz versteht man allgemein einen aperiodischen Strömungszustand eines Fluids, wofür folgende Voraussetzungen erfüllt sein müssen:

1. hinreichend große Reynolds-Zahl Re_L
2. Instationarität und Dreidimensionalität sowie
3. rotationsbehaftete Strömung.

Eine kurze und allumfassende Definition der Turbulenz steht noch aus, weswegen die Turbulenz über ihre Symptome charakterisiert wird:

- Die Strömung ist unregelmäßig und scheinbar zufällig, enthält aber regelmäßige (kohärente) Wirbelstrukturen. Die Wirbelbewegung ist mit einem verstärkten Impulsaustausch quer zur Hauptströmungsrichtung verbunden. Die räumlichen und zeitlichen Skalen der Wirbelstrukturen sind sehr vielfältig. Mit wachsender Reynoldszahl Re_L steigt die Turbulenz.
- Die Strömung ist diffusiv und dissipativ, das heißt, dass es eine starke makroskopische Vermischung im Vergleich zum Einfluss der molekularen Diffusion gibt. Die hohe kinetische Energie wird teils in Wärme dissipiert, da sich die kinetische Energie mikroskopischer Wirbel in thermische Schwingungsenergie einzelner Moleküle umwandelt.

Für die Wärme- und Stoffübertragung, die Verbrennung in Gasturbinen und weiteren technischen Prozessen bei denen die Durchmischung verschiedener Fluide relevant ist, sind Turbulenzen von sehr großer Bedeutung. (Ardenne, 1997).

2.3.3 Grenzschichtreibung

Neben den Turbulenzen in der Strömung können auch im wandnahen Bereich turbulente Strukturen vorliegen, was auf die Reibung zwischen Fluid und Wand zurückzuführen ist. Dieser Grenzschichtbereich ist von großer technischer Bedeutung, da hier kinetische in thermische Energie dissipiert wird. Man unterteilt den Bereich in eine unmittelbar an der Wand liegende viskose Unterschicht und einen Übergangsbereich, siehe Abbildung 2.2.

In der viskosen Unterschicht besteht eine lineare Proportionalität zwischen Wandschubspannung $\bar{\tau}_w$ und dem Geschwindigkeitsprofil in Abhängigkeit vom Abstand zur Wand z . Als Proportionalitätskonstante wird die dynamische Viskosität μ eingeführt und es ergibt sich nach einer Integration des Geschwindigkeitsgradienten in z -Richtung folgender Zusammenhang für die Geschwindigkeitsverteilung $\bar{u}(z)$:

$$\bar{u}(z) = \frac{\bar{\tau}_w}{\mu} \cdot z. \quad (2.16)$$

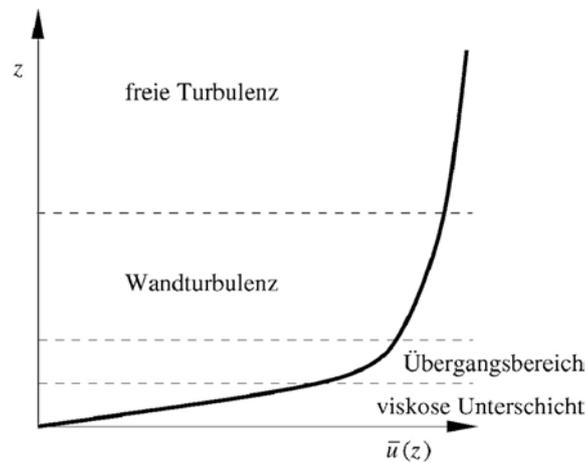


Abbildung 2.2: Bereichseinteilung der turbulenten Grenzschichtströmung (Oertel, 2009)

Sowohl in der viskosen Unterschicht als auch im Übergangsbereich lässt sich die Wandschubspannung $\bar{\tau}_w$ als konstant annehmen. Im Übergangsbereich gilt der Ansatz

$$\bar{\tau}_w = \rho \cdot l^2 \cdot \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \quad (2.17)$$

mit der Dichte ρ und der Prandtlschen mittleren freien Mischungsweglänge l , die definiert ist als diejenige Länge, die ein Strömungselement zurücklegt, bis es sich mit seiner Umgebung vollständig vermischt hat. Zusammenfassend lässt sich so über die Wandschubspannungen $\bar{\tau}_w$ dieser beiden Grenzschichtanteile der Betrag der thermischen Energie bestimmen, der aus der kinetischen Energie dissipiert wird (Oertel, 2009).

2.3.4 Molekulare Reibung

Neben der makroskopischen Reibung in Grenzschichten ist auch die Mikroreibung von Molekülen in Strömungen von Bedeutung. Die Flüssigkeitsschichten, die um ein sich bewegendes Molekül herum fließen, haben infolge der endlichen Abmessungen der Flüssigkeitsmoleküle eine endliche Dicke. Wenn diese Schichten aufgrund der äußeren Bedingungen (Druck, Geschwindigkeitsgradienten, Geometrie) kleiner als der Moleküldurchmesser, kommt es zu verstärkter Fluid-interner Reibung auf molekularer Ebene. Bei dieser Mikroreibung wird, wie auch bei den bekannten Reibungsmechanismen, kinetische in thermische Energie dissipiert (Gierer, 1953).

2.4 Numerische Berechnung von Strömungen

Ziel der numerischen Strömungsmechanik ist eine möglichst genaue Lösung der in Abschnitt 2.3.1 eingeführten Grundgleichungen. Drei weit verbreitete Möglichkeiten sind die direkte numerische Simulation, das Standard k- ϵ -Turbulenzmodell und die Large-Eddy-Simulation. Die direkte Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen erfordert eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung. Zur

Diskretisierung der Strömung werden verschiedene Lösungsmethoden wie das Finite-Elemente-, Finite-Volumen- oder Finite Differenzen-Verfahren und weitere Methoden eingesetzt. Da diese Verfahren mit einem hohen Rechenaufwand verbunden sind und niedrige Reynolds-Zahlen voraussetzen, wird es zumeist in der Forschung angewandt. Das Standard k - ε -Turbulenzmodell hat aufgrund von Vereinfachungen keinen Bezug mehr zu den Navier-Stokes-Gleichungen und ist ein Zwei-Gleichungs-Modell zur Beschreibung der Turbulenz. Hierbei wird mit zwei partiellen Differenzialgleichungen die Energiedissipationsrate ε und die turbulente kinetische Energie k modelliert. Die Large Eddy Simulation (LES) ist eine Grobstruktursimulation, bei der die turbulente Strömung in großräumige und feinskalige Anteile aufgeteilt wird. Die großräumigen Strukturen („Large Eddies“) werden direkt berechnet und die feinskaligen Strukturen werden über ein Turbulenzmodell berücksichtigt. Die Rechenzeit und die Genauigkeit liegt somit zwischen der direkten Simulation und den Lösungen der Reynolds-Gleichungen (Oertel, 2009).

2.5 Mathematische Beschreibung von Wirbeln

Als Wirbel bezeichnet man Kreisströmungen eines Fluids um eine Achse, welche bei hinreichend großen Geschwindigkeitsgradienten in einer Strömung auftreten. In der Mathematik wird ein Wirbel als ein dreidimensionales Vektorfeld \vec{v} betrachtet, mit welchem die Rotation von \vec{v} als $\nabla \times \vec{v}$ definiert ist:

$$\nabla \times \vec{v} = \left(\frac{\partial v_z}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial z}, \frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x}, \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) = \vec{\omega}. \quad (2.18)$$

Hierbei sind v_x, v_y und v_z die Geschwindigkeitskomponenten in die drei Raumrichtungen x, y und z . Der Wirbelvektor $\vec{\omega}$ ist ein Maß für die Wirbeldichte. Mit Hilfe dieser Grundlagen unterscheidet man zwischen erzwungenen und freien Wirbeln, die im Folgenden kurz vorgestellt werden.

2.5.1 Erzwungene Wirbel

Ein erzwungener Wirbel ist ein rotationsbehafteter Wirbel mit $\nabla \times \vec{v} \neq 0$. Ein Extremfall eines solchen Wirbels ist der Festkörperwirbel, bei dem alle Fluidelemente die gleiche Winkelgeschwindigkeit $\Omega = \text{konst.}$ haben, siehe Abbildung 2.3. In einem erzwungenen Wirbel existiert zwischen den einzelnen Fluidschichten entlang des Radius r keine Reibung, da es keinen Gradienten in der Winkelgeschwindigkeit gibt.

2.5.2 Freie Wirbel

Der andere Fall ist der freie Wirbel oder auch Potentialwirbel mit $\nabla \times \vec{v} = 0$. Die Fluidelemente haben zwar wie beim erzwungenen Wirbel eine konzentrische Kreisbahn, aber die Winkelgeschwindigkeit ist nicht konstant, sondern nimmt nach Innen hin mit kleiner werdendem Radius r zu, vergleiche Abbildung 2.4. Die absolute Bahngeschwindigkeit eines Fluidelements ergibt

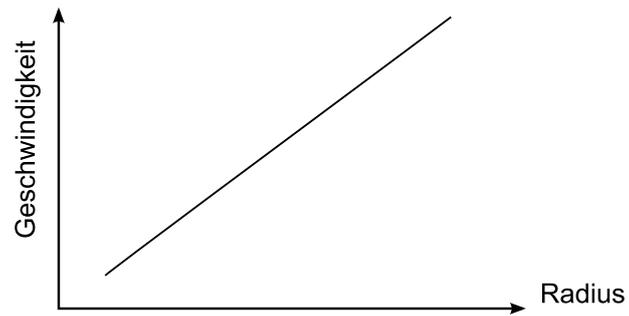


Abbildung 2.3: Bahngeschwindigkeitsverlauf bei einem erzwungenem Wirbel

sich aus dem Produkt von Winkelgeschwindigkeit Ω und Radius r und ist in Anlehnung an den ersten Hauptsatz der Thermodynamik konstant (Merziger, 1999). Zwischen den einzelnen Scherschichten entlang des Radius r tritt in Folge des Winkelgeschwindigkeitsgradienten molekulare Reibung auf.

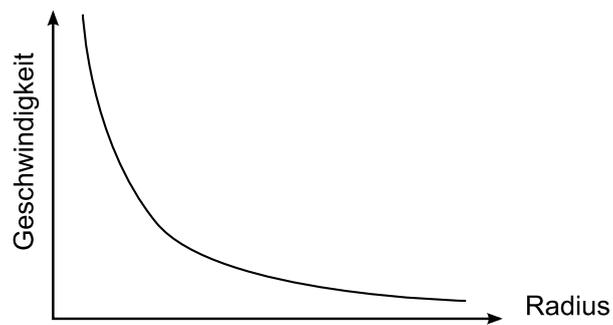


Abbildung 2.4: Winkelgeschwindigkeitsverlauf bei einem freien Wirbel

3 Grundlagen des Wirbelrohres

Dieses Kapitel geht auf den mechanischen Aufbau und die prinzipielle Funktionsweise des Wirbelrohres ein. Die Mechanismen im Wirbelrohr werden erörtert und die unterschiedlichen thermodynamischen und geometrischen Parameter, die die Effizienz des Wirbelrohres beeinflussen, werden vorgestellt. Abschließend folgt ein Vergleich mit konventionellen Kühlsystemen, sowie eine kurze Vorstellung der Einsatzgebiete.

3.1 Grundlegende Funktionsweise des Wirbelrohres

Das Wirbelrohr ist ein technisches Gerät ohne bewegliche Teile, das Gas in einen kalten und einen heißen Strom aufteilen kann. Es besteht aus einem Stück Rohr mit offenen Enden. Durch eine oder mehrere Einlaufdüsen wird unter Druck stehendes Gas tangential in das Rohr eingeführt (Abb. 3.1), sodass im Rohr ein starker Wirbel mit einer Drehfrequenz von bis zu 1 MHz (Bruno, 1987) entsteht. Dieser Wirbel weist eine radial nach außen hin ansteigende Temperatur auf, ist also im Inneren entlang der Rohrachse kälter als außen an der Rohrwand. Dieser Effekt wird Temperaturseparation genannt und wurde 1931 von Ranque entdeckt, während er die Prozesse eines Staubzyklonabscheiders untersuchte (Farouk, 2009). Nach der Verbesserung von Hilsch im Jahre 1947 wird das Wirbelrohr auch „Ranque-Hilsch Wirbelrohr“ genannt (Yunpeng Xue, 2008).

3.2 Mechanischer Aufbau

Es gibt zwei prinzipielle Bauarten eines Wirbelrohres: das gleich- und das gegenläufige Wirbelrohr. Beim gegenläufigen Wirbelrohr (Abbildung 3.1) wird ein Ende mit einem verstellbaren Kegelventil versehen, sodass an diesem Ende aufgrund der ringförmigen Öffnung nur der heiße äußere Bereich des Wirbels aus dem Wirbelrohr entweichen kann. Am anderen Ende wird eine Blende angebracht, also eine kleine kreisförmige Öffnung mit deutlich kleinerem Durchmesser als der Durchmesser des Wirbelrohres, durch die der kalte innere Bereich des Wirbels austritt. Obwohl sich die Einlaufdüsen direkt neben der Blendenöffnung befinden, bewegt sich der Wirbel aufgrund seiner starken Rotation zunächst zum Heißende, und erst danach wandert er im Zentrum des Wirbelrohres zurück und entweicht als kalte Luft durch die Blende.

Beim gleichläufigen Wirbelrohr (siehe Abbildung 3.2) ist ein Ende des Rohres fest verschlossen und am anderen Ende ist ein verstellbares Kegelventil mit zusätzlicher Axialbohrung, durch welche der innere, kalte Teil des Wirbels als Kaltgasstrom nach außen tritt. Der Heißgasstrom verlässt das Wirbelrohr durch die ringförmige Öffnung des Kegels.

Die Prozesse sind bei beiden Wirbelrohrbauarten die gleichen (Eiamsa-ard, 2007), allerdings erreicht man mit einem gegenläufigen Wirbelrohr einen höheren Wirkungsgrad als mit einem gleichläufigen Wirbelrohr (Eiamsa-ard, 2009). Im Rahmen dieser Studienarbeit wird im Weiteren immer von einem gegenläufigen Wirbelrohr ausgegangen.

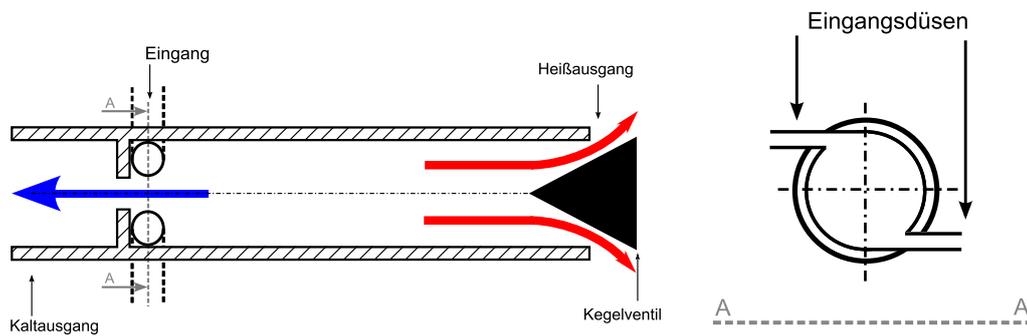


Abbildung 3.1: Gegenläufiges Wirbelrohr mit Querschnitt

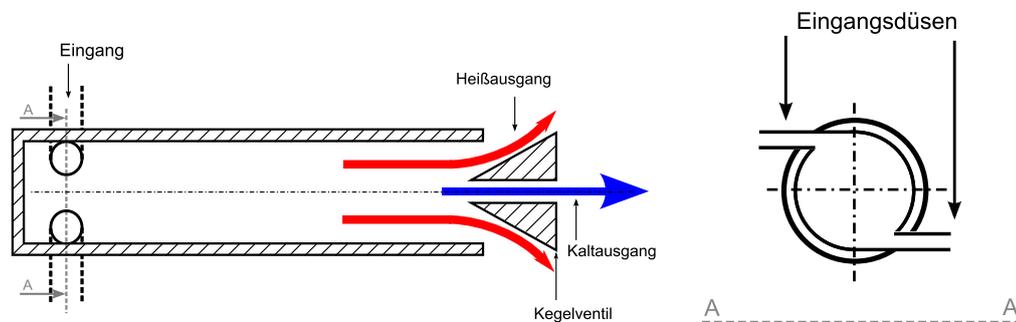


Abbildung 3.2: Gleichläufiges Wirbelrohr mit Querschnitt

3.3 Temperaturbereiche bei der Temperaturseparation

Bei dem Phänomen der Temperaturseparation liegt der typische entstehende Temperaturunterschied zwischen Heiß- und Kaltausgang bei ca. 150°C , es sind jedoch auch Temperaturunterschiede über 230°C gemessen worden (Comassar, 1951). In der Praxis liegt die Grenze für die Kalttemperatur bei -40°C (Bruno, 1987), wobei mit Forschungseinrichtungen auch -50°C erreichbar sind (Eiamsa-ard, 2007). Am Heißausgang gehen die Spitzenwerte über 225°C hinaus (Eiamsa-ard, 2007). Die Temperaturdifferenz zwischen der Eingangstemperatur T_{ein} und der Temperatur auf der Kaltseite T_{kalt} bezeichnet man als man als Temperaturabsenkung ΔT :

$$T_{\text{ein}} - T_{\text{kalt}} = \Delta T. \quad (3.1)$$

3.4 Strömungsmechanische Betrachtung der Wirbelrohrmechanismen

Zum besseren Verständnis des Temperaturseparations-Effektes wird die Teilchenbahn eines Fluidelements im Wirbelrohr betrachtet. Die nachfolgenden Abbildungen 3.3 bis 3.7 wurden mit einer Large-Eddy-Simulation (vergleiche Abschnitt 2.4) erstellt, die nach Angabe der Autoren in gutem Maße mit den experimentellen Untersuchungen bei gleichen Bedingungen übereinstimmt

(Farouk, 2009). Die Profile und Verläufe dieser Simulation dienen hier in erster Linie zur qualitativen Erläuterung; die Werte sind quantitativ nicht belastbar.

In Abbildung 3.3 wird gezeigt, welchen Weg ein Fluidelement zurücklegt, wenn es das Wirbelrohr über den Heißausgang verlässt.

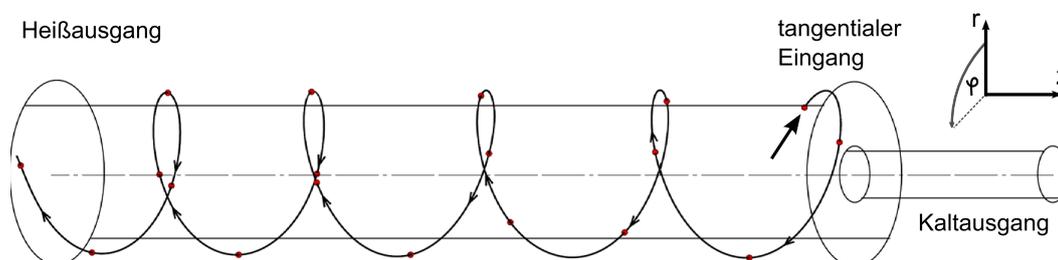


Abbildung 3.3: Teilchenbahn eines Fluidelements, welches das Wirbelrohr über den Heißausgang verlässt (Farouk, 2007)

Am Kegelventil des Heißausgangs wird ein Teil des Fluidstroms umgelenkt und wandert entlang der Wirbelrohrachse in Richtung Kaltausgang. Der Weg eines Fluidelements, welches nach der Umkehrung am Kegelventil das Wirbelrohr über den Kaltausgang verlässt, ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

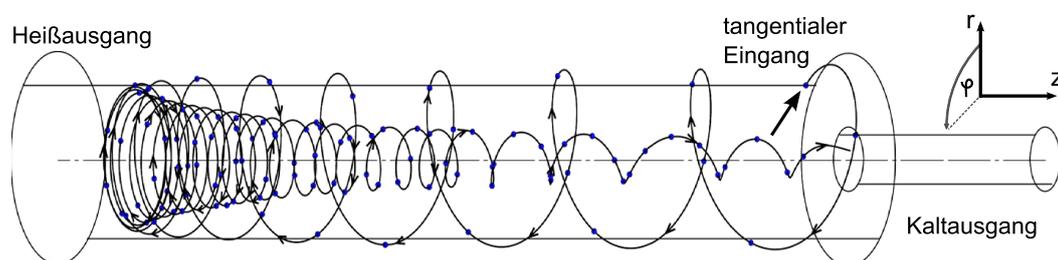


Abbildung 3.4: Teilchenbahn eines Fluidelements, welches das Wirbelrohr über den Kaltausgang verlässt (Farouk, 2007)

In Abbildung 3.5 sind die radialen zeitlich gemittelten Axialgeschwindigkeitsprofile in verschiedenen Entfernungen vom Eingang dargestellt. Man erkennt, dass die Axialgeschwindigkeit eines über den Heißausgang ausströmenden Fluidelements mit steigendem zurückgelegtem Weg sinkt.

Die kinetische Energie des Fluidelements wird durch Grenzschichtreibung und molekulare Reibung (vergleiche Abschnitt 2.3.3 und Abschnitt 2.3.4) an der Wirbelrohrwand zum Teil in thermische Energie umgewandelt (Arbuzov, 1997), weswegen sich die Temperatur dieses Fluidelements, wie in Abbildung 3.6 dargestellt, in Richtung des Heißausgangs erhöht.

Nach der Umkehrung am Kegelventil wandert das Molekül während seiner axialen Bewegung zum Kaltausgang immer näher in Richtung der zentralen Wirbelrohr-Achse, wodurch sich der Drehradius r verkürzt. Die Drehrichtung des Wirbels bleibt weiterhin erhalten, aber entgegen des in Abschnitt 2.5 vorgestellten Verhaltens von Wirbeln sinkt die Winkelgeschwindigkeit

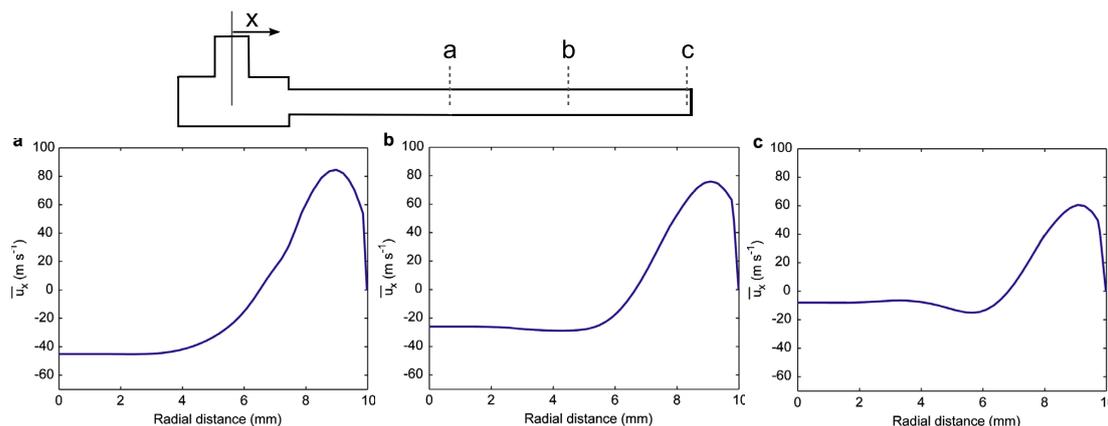


Abbildung 3.5: Radiale zeitlich gemittelte Axialgeschwindigkeitsprofile \bar{u}_x in den Entfernungen (vom Eingang) **a** = 50 mm, **b** = 75 mm und **c** = 100 mm (Farouk, 2009)

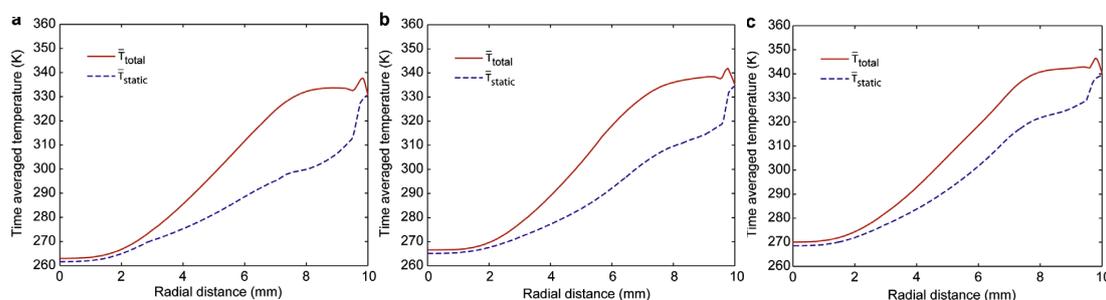


Abbildung 3.6: Radiale zeitlich gemittelte Verläufe der totalen und der statischen Temperatur in den Entfernungen (vom Eingang) **a** = 50 mm, **b** = 75 mm und **c** = 100 mm (Farouk, 2009)

weiter ab, wie in Abbildung 3.7 dargestellt. Auf den ersten Blick scheinen die Hauptsätze der Thermodynamik (vergleiche Abschnitt 2.1) verletzt zu sein, denn neben der kinetischen Energie sinkt auch die thermische Energie in Richtung Wirbelkern ab, siehe Abbildung 3.6 (Farouk, 2009).

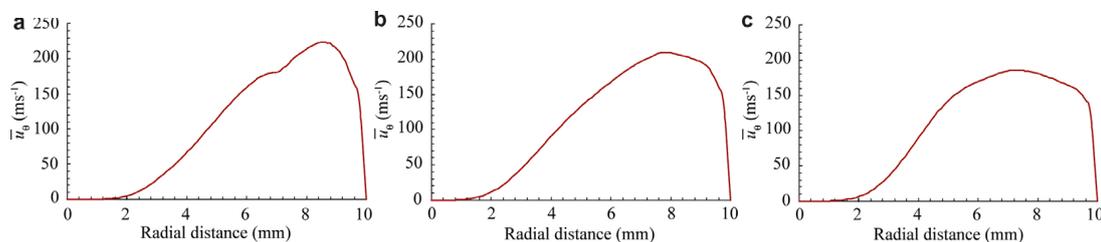


Abbildung 3.7: Radiale zeitlich gemittelte Tangentialgeschwindigkeitsprofile \bar{u}_θ in den Entfernungen (vom Eingang) **a** = 50 mm, **b** = 75 mm und **c** = 100 mm (Farouk, 2009)

Um die Energiebilanz wieder auszugleichen wird Energie vom inneren Bereich in den äußeren Bereich des Wirbelrohres transportiert, sodass ein Temperaturgradient entsteht. Die Gründe für das Absinken der kinetischen Energie in Richtung des Wirbelkerns und das Zusammenspiel mit der thermischer Diffusion sind noch nicht vollständig verstanden. Die verschiedenen Lösungsansätze für die Energieseparation werden im nachfolgenden Kapitel 3.5 vorgestellt.

Die Geschwindigkeiten im Wirbelrohr sind unter der Schallgeschwindigkeit (Ahlborn, 1994). Experimentelle Messungen der axialen und tangentialen Geschwindigkeiten haben ergeben, dass der Massenstrom der im Wirbelrohr in Richtung des Kaltausgangs fließt deutlich größer ist als der, der den Kaltausgang verlässt. Daher muss eine sekundäre Zirkulation im Wirbelrohr existieren (Ahlborn, 1996), was auch mit den durchgeführten Simulationen (Farouk, 2009) übereinstimmt.

3.5 Energieseparation

Zum Ausgleichen der Energiebilanz muss zwischen dem kalten inneren Bereich und dem heißen äußeren Bereich ein Energietransport ablaufen, wofür prinzipiell die in Abschnitt 2.2 vorgestellten Transportmechanismen in Frage kommen. Ein konvektiver Energietransport lässt sich jedoch ausschließen, da die auftretenden Geschwindigkeiten in radialer Richtung um zwei Größenordnungen kleiner sind als die axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten. Mit Ausnahme des Wirbelrohr-Wandbereichs ist die radiale Geschwindigkeit nach innen gerichtet. Zudem wurde bei dem Versuch ein Gasgemisch aus zwei Gasen unterschiedlicher Dichte zu trennen gezeigt, dass die zwei Gase trotz der unterschiedlichen Zentrifugalkräfte sich praktisch nicht separieren lassen (Farouk, 2009). Dies deutet darauf hin, dass es keine relevanten Massenströme in radialer Richtung gibt, denn diese wären – wenn vorhanden – aufgrund der Zentrifugalkräfte dann von der Dichte abhängig und würden für eine zumindest signifikante Gasseparation sorgen. Folglich wird die Energie über thermische Diffusion transportiert. Es ist noch unklar, welche Mechanismen für die nach innen hin abnehmende kinetische Energie verantwortlich sind. Auch das Zusammenspiel von thermischer Diffusion und dem Wärmefluss, der in Richtung der höheren Temperatur fließt, ist noch nicht vollständig verstanden. Für diese Energieseparation werden im Folgenden vier verschiedene Thesen vorgestellt.

3.5.1 These 1: Drehmomente und Zentrifugalkräfte

Die tangentielle Einführung sorgt für eine interne Drehmomenten-Verteilung, die in Richtung des Drehpunktes ein Absinken der Temperatur nach sich zieht (Trofimov, 2000). Im Inneren fehlt durch diese Drehmomenten-Verteilung die kinetische Energie des Wirbels, was zu einer adiabaten Kühlung im inneren Achsenbereich führt (Arbuzov, 1997). Die zentrifugale Energieseparation von „stagnierenden Elementen“ (Volumenelementen mit niedriger kinetischer Energie) sorgt für eine adiabatische Expansion und damit für einen Temperaturabfall im Wirbelkern (Eiamsa-ard, 2007).

3.5.2 These 2: Arbeitsstrom durch Scherbeanspruchung

Durch die tangentielle Einführung liegt im Eingangsbereich ein freier Wirbel (Tangentialgeschwindigkeit $\bar{u}_\theta \sim 1/r$, vergleiche Abschnitt 2.5.2) vor, der aufgrund seiner Geschwindigkeitsverteilung innen einen geringeren statischen Druck hat als außen, was zu einer adiabaten Expansion verbunden mit einem Temperaturabfall im Inneren führt, wo geringe Drücke sind. Aufgrund von Scherbeanspruchungen wandelt sich der freie Wirbel mit steigender Entfernung vom Eingang in einen erzwungenen Wirbel (Tangentialgeschwindigkeit $\bar{u}_\theta \sim r$, vergleiche Abschnitt 2.5.1) um, in welchem innen eine niedrigere kinetische Energie vorliegt als außen, was den ohnehin schon vorhandenen Temperaturunterschied noch verstärkt (Kassner, 1948).

Als Energieseparationsmechanismus für die Umwandlung des freien Wirbels in einen erzwungenen Wirbel wird die Tatsache angesehen, dass Arbeits- und Wärmeströme im Wirbel nach außen gerichtet sind, und so für radiale Druck- und Temperaturgradienten und damit für eine Kühlung des Wirbelkerns sorgen (Reynolds, 1961). Eine mögliche Erklärung für diesen Mechanismus ist, dass es nach außen hin eine zunehmende turbulente Mischung (vergleiche Abschnitt 2.3.2) des kompressible Fluides gibt. Nach der am weitesten verbreiteten Auffassung sind diese Turbulenzen auf radiale Druckgradienten zurückzuführen und verursachen einen radialen Temperaturgradient (Reynolds, 1961). Alternativ wurde das turbulente Mischen mit verschiedenen Wärmestromdichten begründet (Deissler, 1960).

In jedem Fall muss die Bernoulli-Gleichung (2.3) um einen zusätzlichen Term für das turbulente Mischen erweitert werden, da dieser Effekt die Temperaturseparation am Stärksten beeinflusst (Deissler, 1960).

Eine andere Erklärung als die Scherbeanspruchung durch das turbulente Mischen ist, dass die molekulare Reibungsrückkopplung (vergleiche Abschnitt 2.3.4) zwischen den verschiedenen Schichten für den radialen Winkelgeschwindigkeitsgradienten verantwortlich sind. Dies verursacht einen Transport von Energie, die über Scher-Arbeit von innen nach außen wandert (Lewins, 1998).

3.5.3 These 3: Thermodynamischer Kreislauf

In Folge der in Abschnitt 3.4 vorgestellten Sekundärzirkulation kann die Temperaturseparation als natürliche Wärmepumpe gesehen werden, die sich infolge der Geschwindigkeitsgradienten und der sekundären Zirkulation selbst mit Energie versorgt (Ahlborn, 1998). Diese Theorie wurde dahingehend verfeinert, dass der gesamte thermodynamische Kreisprozess als Kühlprozess vergleichbar mit einem Kühlkreislauf aufgefasst werden kann (Ahlborn, 2000).

3.5.4 These 4: akustische Strömung

Durch geordnete und systematische Störungen des Fluidstroms wird das markante und laute Wirbelrohrpfeifen hervorgerufen. Messungen haben eine Lautstärke von ca. 78 dB (Bruno, 1987) ergeben. Das Pfeifen erzeugt eine akustische Strömung, welche für die Umwandlung des freien

Wirbels in den erzwungenen Wirbel sorgt. Hieraus resultiert der radiale Geschwindigkeitsgradient und Energiegradient, der für die radiale Temperaturseparation verantwortlich ist (Kurosaka, 1982).

3.5.5 Bewertung der Thesen

Die am weitesten verbreitete These ist die in Abschnitt 3.5.2 vorgestellte These des Arbeitsstroms durch Scherbeanspruchung (Eiamsa-ard, 2007). Allerdings basiert diese These wie beschrieben lediglich auf der Beobachtung, dass sämtliche Energieflüsse in einem Wirbel nach außen gerichtet sind. Eine allumfassende Erklärung hierfür gibt es noch nicht; die Thesen 3.5.3 und 3.5.4 stellen hierzu möglicherweise eine ergänzende Erklärung dar.

3.6 Betrachtung der Einflüsse der thermodynamischen Parameter auf die Temperaturseparation

In diesem Abschnitt werden die Einflüsse des verwendeten Fluides, des Eingangsdrucks und der Massenströme auf die Temperaturseparation vorgestellt.

3.6.1 Einfluss des Fluides

In der Praxis verwendet man zumeist Druckluft aus dem vorhandenen Druckluftnetz, aber im Grunde genommen funktioniert ein Wirbelrohr mit jedem Fluid. Die Kompressibilität des Fluides ist bei der Temperaturseparation ein sehr entscheidender thermodynamischer Zustandsparameter (Amitani, 1983), weswegen man, anders als bei Gasen, bei Wasser praktisch keine Temperaturseparation erhält. Bei Gasgemischen, die Helium beinhalten, erreicht man im Vergleich mit Sauerstoff, Methan und Luft höhere Temperaturdifferenzen (Eiamsa-ard, 2007). Bei Verwendung von Druckluft gilt es zu beachten, dass sich die Leistung mit steigendem Feuchteanteil verschlechtert, da die Energie nicht in Temperatur-Separation, sondern in Konsensation und Eis geht. Bei mehr als 20 g Wasser pro kg feuchter Luft gibt es keine Energieseparation mehr (Takahama, 1978). Andere Untersuchungen bei einem zweiphasigen Fluid haben ergeben, dass die Energieseparation bei 200 g flüssiger Substanz pro kg Gesamtsubstanz unbedeutend wird, sie lässt sich jedoch noch immer beobachten (Eiamsa-ard, 2007).

3.6.2 Einfluss des Eingangsdrucks

Prinzipiell gilt: Je höher der Eingangsdruck, desto höher ist auch die Temperaturseparation. Bei zu hohem Eingangsdruck steigt jedoch nicht automatisch der Eingangsmassenstrom. Demnach existiert eine kritische Reynoldszahl am Eingang (Marshall, 1975). Vergleicht man den Eingangsdruck mit den Drücken an den Wirbelrohrausgängen, so hängt der Wirkungsgrad eher vom Druckverhältnis von Ein- und Ausgangsdruck ab, als von den absoluten Druckwerten (Ahlborn,

1995). Die höchste Wirkungsgrad wird bei einem Eingangsdruck von 2 bar erreicht (Eiamsa-ard, 2007).

3.6.3 Einfluss der Massenströme

Das Verhältnis der beiden Ausgangsmassenströme wird über das axial bewegliche Kegelventil geregelt. Je weiter man das Kegelventil in das Wirbelrohr hinein bewegt, desto kleiner wird die ringförmige Öffnungsfläche, durch die dann nur der heißeste äußerste Bereich des Wirbels entweichen kann. Folglich wird ein größerer Teil des Wirbelstroms am Kegelventil umgelenkt und entweicht auf der Kaltseite. Da auf dieser Seite nun nicht nur der kälteste innere Bereich des Wirbels, sondern auch die etwas wärmere Luft abgeführt wird, erreicht man auf der Kaltseite einen größeren Massenstrom bei kleinerer Temperaturseparation. Die Temperaturdifferenz zwischen Kalt- und Heißausgang ist näherungsweise konstant, die jeweiligen Absoluttemperaturen lassen sich jedoch wie vorgestellt mit dem Kegelventil einstellen. Wenn man das Wirbelrohr über einen Kühlwassermantel kühlt, sinkt die Heißtemperatur ab. Da die Temperaturdifferenz zwischen Heiß- und Kaltausgang konstant bleibt, erreicht man so auf der Kaltseite eine größere Temperaturseparation (Eiamsa-ard, 2009).

3.7 Betrachtung der Einflüsse der Geometrieparameter auf die Temperaturseparation

Da das Zusammenspiel des thermischen Diffusionsprozesses mit der Temperaturseparation noch nicht vollständig verstanden ist, wird seit Jahrzehnten daran geforscht auf theoretische oder experimentelle Weise optimale Wirbelrohr-Geometriewerte für konstante Ein- und Ausgangsdruckbedingungen zur bestimmen. Bisher wurden keine kritischen Geometrie-Parameter gefunden, die zu einer bestimmten Wirbelrohrgeometrie mit maximaler Temperaturseparation führen könnten. Im Gegenteil: viele Wirbelrohre erreichen trotz unterschiedlicher Abmessungen die gleiche Temperaturseparation (Eiamsa-ard, 2007).

Die bisherigen Untersuchungen des Wirbelrohres lassen sich in verschiedene Geometrieparameter unterteilen (vergleiche Abbildung 3.8):

- Rohrdurchmesser D
- Blendendurchmesser b
- Anzahl, Größe und Platzierung der Eingangsdüsen
- Rohrlänge L
- Form des Kegelventils

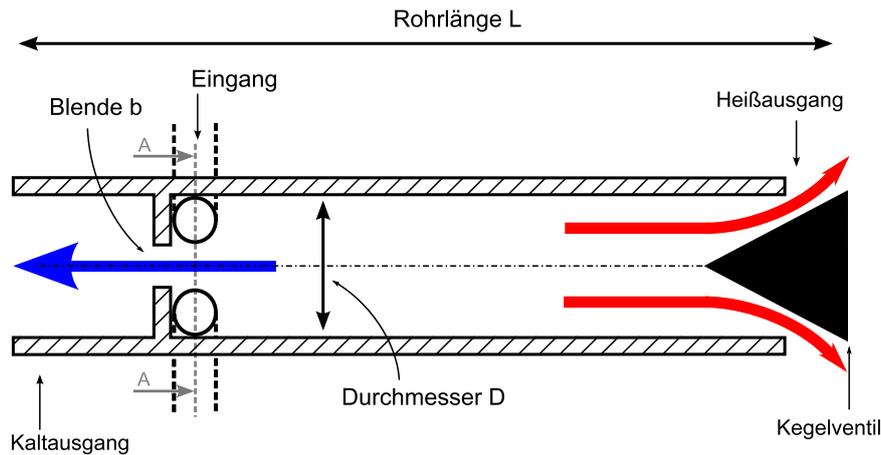


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung eines gegenläufiges Wirbelrohr mit den verschiedenen Geometrieparametern

3.7.1 Einfluss des Wirbelrohrdurchmessers

Bei sehr kleinem Durchmesser D steigt der Druck p und damit die Dichte ρ des Fluides im Wirbelrohr stark an. Bei hoher Dichte – resultierend aus hohen Drücken – liegt eine geringere kinetische Energie vor, und damit auch geringere tangentielle Geschwindigkeiten. Da sich parallel hierzu noch hohe Axialgeschwindigkeiten im Wirbelkern ausbilden, führt ein sehr kleiner Durchmesser zu geringer thermischer Diffusion (vergleiche 2.2.2).

Wenn man nun bei ansonsten gleichbleibenden Bedingungen den Rohrdurchmesser stark vergrößert, sinkt der Druck und die Dichte zwar ab, aber es liegen trotzdem geringere tangentielle Geschwindigkeiten vor. Der Grund hierfür liegt in den Eingangsdüsen, die nun Massenstrom und Geschwindigkeit begrenzen, und aufgrund des stark vergrößerten Durchmessers für eine relativ geringe Winkelgeschwindigkeit sorgen. Dies resultiert wiederum zu einem kleinen Gradienten kinetischer Energie und einer geringen Temperatur-Separation.

Bei Ähnlichkeit der Wirbelrohr-Geometrie ist der Rohrdurchmesser der am meisten beeinflussende Parameter (Eiamsa-ard, 2007).

3.7.2 Einfluss des Blendendurchmessers

Je kleiner der Blendendurchmesser b , desto weniger Fluid kann durch die Kaltöffnung entweichen. Daher wählt man für eine möglichst niedrige Temperatur einen möglichst kleinen Durchmesser, um nur den kalten Kern des Wirbels abzuführen. Wenn der Blendendurchmesser aber sehr klein ist, erhöht sich im Wirbelrohr wiederum der Gegendruck und damit sinkt wie oben diskutiert der kinetische Gradient und damit die Energieseparation.

Für eine möglichst große Kühlleistung muss der Blendendurchmesser im Vergleich zur maximalen Temperatur-Separation etwas größer gewählt werden, da ansonsten zwar eine niedrigere Temperatur, aber ein zu geringer Massenstrom vorliegt, welcher durch die Schallgeschwindigkeit im Austrittsquerschnitt beschränkt wird. Bei weiterer Vergrößerung des Durchmessers sinkt die

neben der Temperaturseparation auch die Kühlleistung aufgrund der Abführung des heißeren, äußeren Wirbelbereichs auf der Kaltseite. Bei sehr großer Blendenöffnung fließt beim gegenläufigen Wirbelrohr das einströmende Fluid zum Teil direkt zum Kaltausgang, sodass keine vollständigen Wirbel oder zumindest schwächere tangentiale Geschwindigkeiten entstehen, was auch für deutlich geringere Temperaturseparation sorgt. (Eiamsa-ard, 2007)

3.7.3 Einfluss der Dimensionierung der Eingangsdüsen

Prinzipiell gilt, dass mit steigender Anzahl von tangentialen Eingangsdüsen auch eine höhere Temperaturseparation erreicht wird (Eiamsa-ard, 2007).

Bei sehr kleinen Eingangsdüsen wird der Massenstrom durch den engsten Düsen-Querschnitt beschränkt, in dem Schallgeschwindigkeit erreicht wird. Mit dem damit verbundenen starken Druckabfall entsteht mit der Entspannung nach der Eingangsdüse ein Wirbel mit relativ geringer tangentialer Geschwindigkeit und einem kleinen Gradienten kinetischer Energie.

Eine zu große Düse sorgt nicht nur für einen hohen Druck und damit geringe Geschwindigkeiten im Wirbelrohr, sondern auch für eine Hemmung der Wirbelausbildung, da die gemittelte Achse des einströmenden Fluides bei größer werdender Eingangsfläche immer weiter in Richtung lotrechter Einführung wandert, als weniger tangentiale Anteile aufweist, und damit einen schwächeren Wirbel ausbildet.

Beim gegenläufigen Wirbelrohr sollten die Eingangsdüsen möglichst nah an der Blendenöffnung sein, da die tangentialen Geschwindigkeiten beim Ausgang für große Temperaturseparationen möglichst groß und stark ausgebildet sein müssen. Je größer der Abstand der Eingangsdüsen von der Blendenöffnung ist, desto schwächer sind die tangentialen Geschwindigkeiten direkt an der Blende, da der Wirbel auf seinem Weg in Richtung Blende an der Wirbelrohrwand kinetische Energie in Wärme dissipiert. Die Gestalt der Blende hat gegenüber der Form der Eingangsdüsen einen untergeordneten Einfluss auf die Temperaturseparation (Eiamsa-ard, 2007). Das Abrunden der Umlaufkante beim Eingangsdüsenausgang verstärkt die sekundäre Zirkulation (vergleiche Abschnitt 3.4) und die Leistung des Wirbelrohres (Gao, 2005).

Wenn man statt der tangentialen Eingangsdüsen einen koaxialen Schneckeneingang verwendet, kann der kaltseitige Temperaturabfall erhöht werden (Eiamsa-ard, 2005).

3.7.4 Einfluss der Länge des Wirbelrohres

Ein längeres Wirbelrohr führt nicht zwangsläufig zu einer höheren Temperaturseparation. Beispielsweise wurde herausgefunden, dass die Variation der Länge des Wirbelrohres im Bereich $45 - 55L/D$ keinen Einfluss auf die Leistung hat (Eiamsa-ard, 2007).

3.7.5 Einfluss der Form des Kegelventils

Durch einem divergenten Heißausgang kann der Wirkungsgrad des Wirbelrohres verbessert werden,

Der Einfluss eines divergenten Heißausgangs zur Verbesserung des Wirkungsgrades wurde häufig untersucht. Der Einsatz eines divergenten Rohres am Heißausgang mit einem kleinen Divergenzwinkel führt zu einer Verbesserung der Temperaturseparation. (Eiamsa-ard, 2007).

3.7.6 Optimale Geometrieparameter

Rückblickend auf die vorgestellten Parameter und deren Einflüsse auf die Temperaturseparation ergeben sich folgende Geometrieverhältnisse, bei denen ein höherer Wirkungsgrad (verglichen mit abweichenden Geometrieverhältnissen) vorliegt (Eiamsa-ard, 2007):

1. Blendendurchmesser b zu Rohrdurchmesser D : $b/D \approx 0,5$
2. Durchmesser der Eingangsdüse d zu Rohrdurchmesser D : $d/D \approx 0,33$
3. Rohrlänge L zu Rohrdurchmesser D : $L/D \approx 20$
4. Winkel des Kegelventils α : $\alpha \approx 50^\circ$

3.8 Vergleich zu anderen Kühlverfahren

Die Wirkungsgrade des Wirbelrohres berechnen sich aus dem Verhältnis von der kaltseitigen Enthalpiestromabsenkung $\Delta\dot{H}_{\text{kalt}}$ zum eingehenden Gesamtenthalpiestrom $\Delta\dot{H}_{\text{ein}}$ (vergleiche Abschnitt 2.1.6) und liegen im Bereich von 15%. Verglichen mit herkömmlichen Kühlverfahren hat das Wirbelrohr einen niedrigen Wirkungsgrad, da das Verhältnis zwischen Kühlleistung und der Energie zur Kompression des Fluides klein ist. Daher wird das Wirbelrohr meist nur dann verwendet, wenn ohnehin Druckluft zur Verfügung steht und wenn betragsmäßig keine allzu großen Kühlleistungen erforderlich sind. Die Anwendungskosten sind dann sehr gering, da das Wirbelrohr sehr klein ist und ohne mechanische oder elektrische Hilfe arbeitet. Es hat keine beweglichen Teile und benötigt keine Filter, weswegen es auch kaum zu Verschleiß kommt und nur eine geringe Wartung erforderlich ist. Ferner kann auf Öl-Kreisläufe oder Freon und weitere Kühlmittel verzichtet werden.

3.9 Einsatzgebiete

Das Wirbelrohr kann auf zwei verschiedene Anwendungsfälle ausgelegt werden: entweder maximale Temperaturseparation oder maximale Kühlleistung. Dies lässt sich über das Kegelventil regulieren, vergleiche Abschnitt 3.6.3. Typische Anwendungsgebiete sind lokale Kühlungen z.B. bei industriellen Schneidwerkzeugen, elektrischen oder elektronischen Steuereinheiten, oder in Klimakammern (Eiamsa-ard, 2007). Außerdem lässt sich das Wirbelrohr auch als effizienter Vorfilter bei der Entstaubung in der Abgasindustrie einsetzen (Riu, 2004).

4 Versuchsvorbereitung und Versuchsdurchführung

Motivation für die experimentelle Untersuchung der Druckeinflüsse ist die Verwendung von kalter Luft für die Kühlversorgung bei einem Prüfstand. Diese Kühlluft soll mit einem Überdruck von mindestens 0,3 bar am Prüfstand verfügbar sein, da im Prüfstand selbst mit einem Überdruck gearbeitet wird. Daher ist das Ziel der Messungen die Ermittlung des Einflusses bei kaltseitigem und beidseitigem Gegendruck an den Wirbelrohrausgängen auf den Wirkungsgrad des Wirbelrohres. Aus diesem Ziel leiten sich die charakteristischen Messgrößen ab, die im Folgenden genauer vorgestellt werden. Im weiteren Verlauf des Kapitels wird der Aufbau und die Konstruktion des Versuchstandes inklusive des verwendeten Wirbelrohres und die Vorbereitung und Durchführung der Versuche sowie die eingesetzten Messtechniken präsentiert.

4.1 Charakteristische Messgrößen

Beim Wirbelrohr ist die für den Wirkungsgrad (vergleiche Abschnitt 2.1.6) entscheidende Größe die Kühlleistung. Dieser ergibt sich aus der Enthalpieabsenkung $\Delta\dot{H}$ am Kaltausgang:

$$\Delta\dot{H} = c_p \cdot \dot{m}_{\text{kalt}} \cdot \Delta T. \quad (4.1)$$

Hierzu müssen der Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} und die kaltseitige Temperaturabsenkung ΔT experimentell ermittelt werden. Für die Berechnung des Wirkungsgrades wird neben Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ auch die aufgewandte Leistung benötigt, wozu der eingehende Massenstrom \dot{m}_{ein} und die Eingangstemperatur T_{ein} gemessen wird. Unter der Annahme, dass es sich bei der verwendeten Druckluft um ein perfektes Gas handelt, ergibt sich mit Verwendung des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik für die aufgewendete Arbeit:

$$\Delta\dot{W} = \dot{m}_{\text{ein}} \cdot R \cdot T_{\text{ein}} \cdot \ln \left(\frac{p_{\text{ein}}}{\bar{p}_{\text{Umgebung}}} \right). \quad (4.2)$$

Hierbei beträgt die Gaskonstante für Luft $R_{\text{Luft}} = 287,12 \text{ J/kg/K}$. Der Umgebungsdruck lässt sich gemittelt zu $\bar{p}_{\text{Umgebung}} = 1 \text{ bar}$ annehmen. Um den Einfluss der Drücke auf den Wirkungsgrad zu bestimmen, werden die Drücke am Eingang und an den Ausgängen mit Absperrschieberventilen reguliert und die sich einstellenden Druckwerte werden direkt vor dem Eingang bzw. direkt am Ausgang gemessen. Ziel ist also die Kühlleistung und den Wirkungsgrad des Wirbelrohres in Abhängigkeit von den Ein- und Ausgangsdruckverhältnissen zu beschreiben. Hierbei wurden verschiedene Druckkonfigurationen gewählt:

- Regulierung des kaltseitigen Gegendrucks p_{kalt} bei konstantem Eingangsdruck p_{ein} ; Heißausgang komplett geöffnet.
- Regulierung des beidseitigen Gegendrucks $p_{\text{gegen}} = p_{\text{heiß}} = p_{\text{kalt}}$, sodass der kaltseitige und der heißseitige Gegendruck gleichzeitig auf den gleichen Wert eingestellt wird, bei konstantem Eingangsdruck p_{ein} .

4.2 Aufbau des Versuchsstandes

Zum Ermitteln der in Abschnitt 4.1 diskutierten Messgrößen wird das Wirbelrohr am Eingang und an beiden Ausgängen mit Absperrschieberventilen versehen. Mit diesen Ventilen lassen sich der Eingangsdruck p_{ein} , sowie die beiden Ausgangsdrücke $p_{\text{heiß}}$ und p_{kalt} jeweils unabhängig voneinander einstellen. Zwischen den Ventilen V_{ein} , V_{kalt} und $V_{\text{heiß}}$ (siehe Abbildung 4.1) und den Wirbelrohröffnungen wird jeweils der Druck p und die Temperatur T gemessen. Zur Verdeutlichung der pneumatischen Schnittstellen dient der Schaltplan aus Abbildung 4.1.

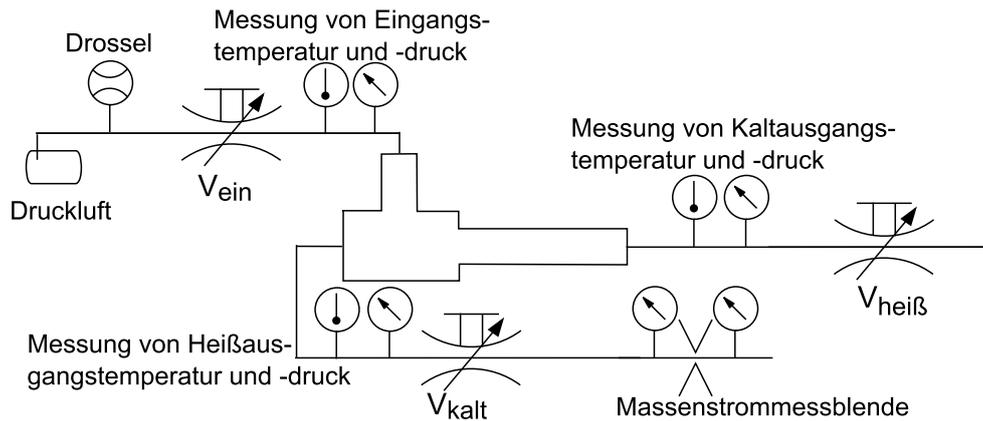


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des pneumatischen Schaltplans

Der eingehende Gesamtmassenstrom \dot{m}_{ein} wird mit einem Höntzsch Wirbelzähler ermittelt. Der am Kaltausgang ausströmende Fluidstrom \dot{m}_{kalt} wird nach dem Ventil mittels einer Massenstrommessblende nach DIN EN ISO 5167 gemessen. Der auf der Heißeite entweichende Massenstrom $\dot{m}_{\text{heiß}}$ kann aus der Differenz der beiden gemessenen Massenströme berechnet werden.

Für die Umsetzung wurde der Versuchsstand zunächst in CAD¹ modelliert (siehe Abbildung 4.2) und dann wie in Abbildung 4.3 dargestellt aufgestellt. Eine Nahaufnahme des eingebauten Wirbelrohres zusammen mit den Absperrventilen ist in Abbildung 4.4 zu sehen.

¹Computer Aided Design (CAD): rechnerunterstützte Konstruktion von Produktmodellen

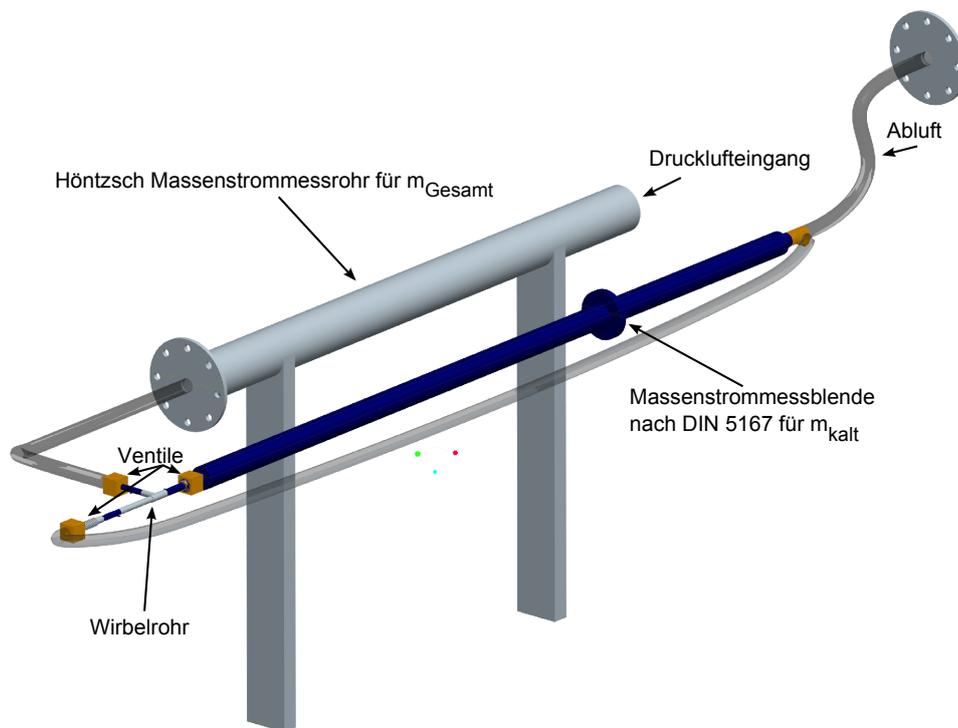


Abbildung 4.2: Ausschnitt der CAD-Konstruktion für den Versuchsstand

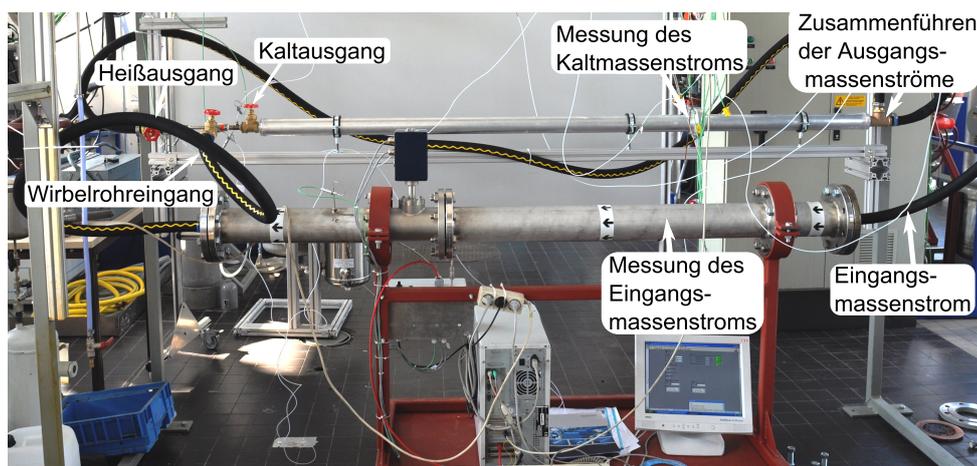


Abbildung 4.3: Versuchsstand in der ITS-Turbinenhalle

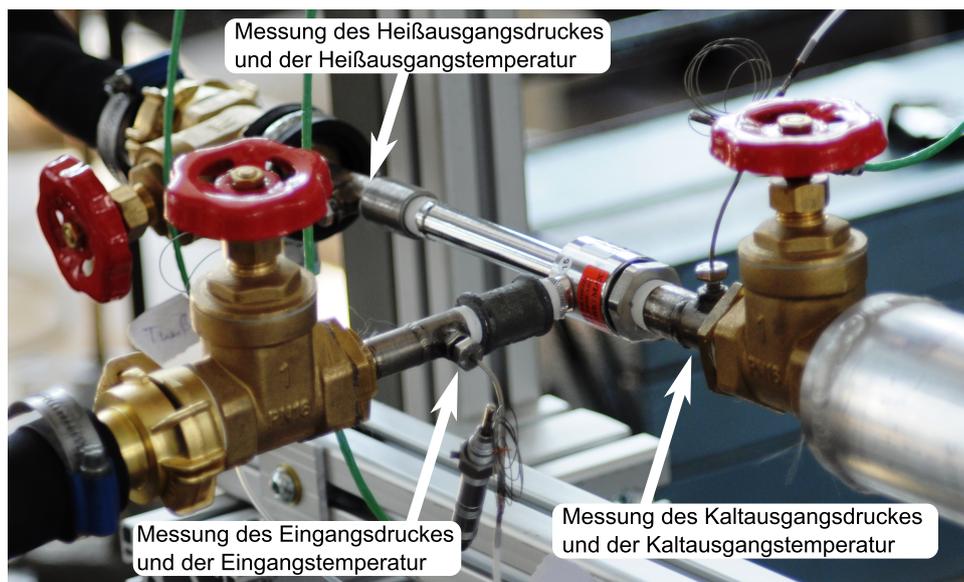


Abbildung 4.4: Nahaufnahme des eingebauten Wirbelrohres

4.2.1 Das verwendete Wirbelrohr

Im Rahmen dieser Studienarbeit wird ein gegenläufiges Wirbelrohr der Firma *eputec Drucklufttechnik GmbH* untersucht, wie es in Abbildung 4.5 zu sehen ist. *eputec* bietet das Wirbelrohr in drei verschiedenen Größenabstufungen an, wobei in diesem Fall die Größe „medium“ untersucht wird. Für das Ausbilden der Wirbelstrukturen werden sogenannte Generatoren (siehe Abbildung 4.5(c)) eingesetzt, die je nach gewünschtem Anwendungsfall leicht austauschbar sind.



(a) zusammengebautes Wirbelrohr

(b) auseinandergebautes Wirbelrohr

(c) Detailaufnahme eines Generators

Abbildung 4.5: Wirbelrohr zusammen- und auseinandgebaut

Die Firma *eputec* bietet zwei Baureihen der Generatoren an: die R-Generatoren zielen auf eine hohe Kühlleistung ab, während die C-Generatoren eine starke Temperaturabsenkung bewirken. Im Rahmen dieser Studienarbeit wurden die Generatoren R10, R25, R40, C10, C25 und C40 untersucht. Die steigende Zahlenkennzeichnung steht hierbei für den steigenden Massendurchfluss durch den Generator. Ein genauer Zusammenhang zwischen der Zahl und einem zu

dem jeweiligen Generator passenden Strömungswert konnte nicht ermittelt werden. Die geometrischen Unterschiede sowie der genaue Aufbau des Generators sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Eine vollständig bemaßte Zeichnung sowie eine detaillierte Übersicht über alle Generatoren ist im Anhang A.1.4 zu finden.

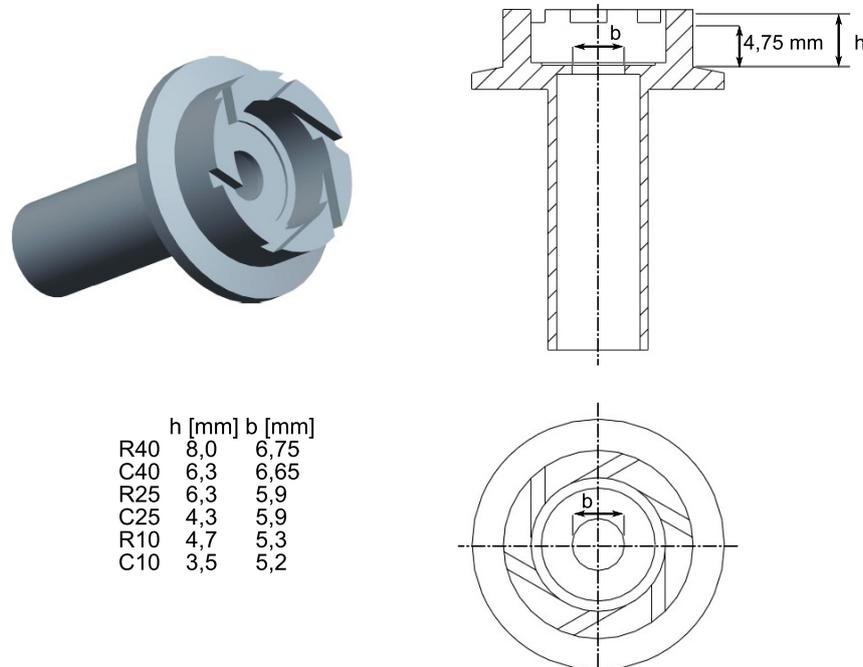


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung eines Generators

4.2.2 Druckluftversorgung

Das Mitteldrucknetz des ITS liefert einen absoluten Druck von maximal 11 bar, welcher durch den Einsatz eines Schraubenverdichters erreicht wird. Der Schraubenverdichter liefert einen konstanten Volumenstrom komprimierter Luft, welchem über eine Bypass-Regelung genau der gerade benötigte Teilstrom entnommen werden kann. Die verwendete Umgebungsluft ist nach der Kompression und Abkühlung teilweise entfeuchtet. Aus einer Abschätzung wird pro kg trockener Luft 3 g gelöster Wasserdampf mitgeführt (siehe Anhang A.1.1).

Das in der Druckluft gelöste Wasser stellte sich erwartungsgemäß als nicht vernachlässigbar heraus, da in Folge der Expansion und der tiefen Temperaturen entlang der Wirbelrohrachse die engsten Querschnitte im Generator in Richtung des Kaltausgangs in unregelmäßigen Abständen zufroren und aufgrund des dadurch steigenden Drucks im Wirbelrohr wieder aufplatzten. Dieses Problem lässt sich durch vollständigen Entfeuchtung der Druckluft umgehen, was aber im Rahmen dieser Untersuchung nicht möglich war. In Abbildung 4.7 ist das von außen vereiste Absperrventil, sowie das daran angeschlossene und ebenfalls von außen vereiste Aluminiumrohr der Massenstrommessblende zu sehen. Es lässt sich nur vermuten, dass es im Inneren ähnlich aussehen kann. In Abbildung 4.8 ist zu sehen, dass neben dem Wasser auch etwas Öl, Verunreinigungen und Schmutz in der Luft mitgeführt wird.

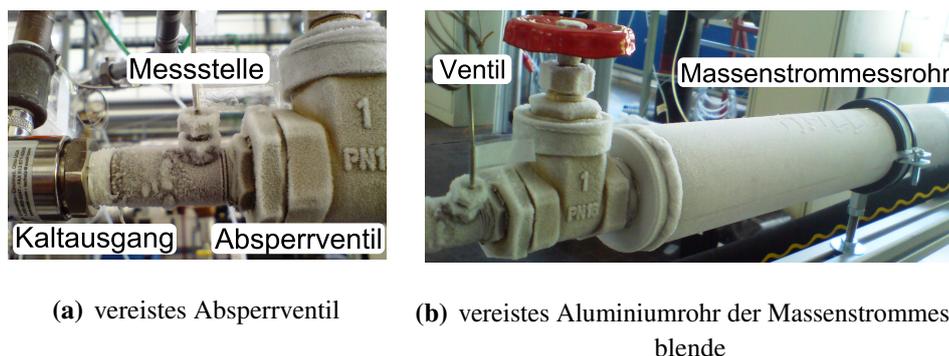


Abbildung 4.7: außenseitige Vereisung des Kaltausgangsbereichs



Abbildung 4.8: Schmutzablagerungen am Generator des Wirbelrohres

4.3 Erfassung der Messgrößen

Dieser Abschnitt gibt eine kurze Übersicht über die eingesetzten Messtechniken zur Erfassung der Messgrößen. Es wird gezeigt wie im jeweiligen Falle der Druck-, Temperatur- und Massenstrommessungen die Strömungswerte auf ein auswertbares elektrisches Signal zurückgeführt werden kann. Eine kurze Fehlerabschätzung sowie Änderungen im Rahmen der Versuchsdurchführung werden jeweils vorgestellt.

4.3.1 Temperaturmessungen

Bei der Temperaturmessung durch thermischen Kontakt findet eine Wärmeleitung zwischen Mesobjekt und Sensor statt. Der Sensor weist mechanische oder elektrische Eigenschaften auf, die von der Temperatur abhängig sind. Als Beispiel für temperaturabhängige elektrische Eigenschaften wird im Folgenden das beim Versuchsstand eingesetzte Thermoelement genauer vorgestellt. Zwischen zwei Stellen eines elektrischen Leiter, die unterschiedliche Temperaturen aufweisen, entsteht eine elektrische Thermospannung (Seebeck-Effekt). An den Enden des Leiters kann jedoch noch keine Spannung gemessen werden, da sich die Ladungen im Innern des Leiters

ausgleichen. Daher verbindet man zwei unterschiedliche Leitermaterialien (Metall A und B), wie in Abbildung 4.9¹ dargestellt:

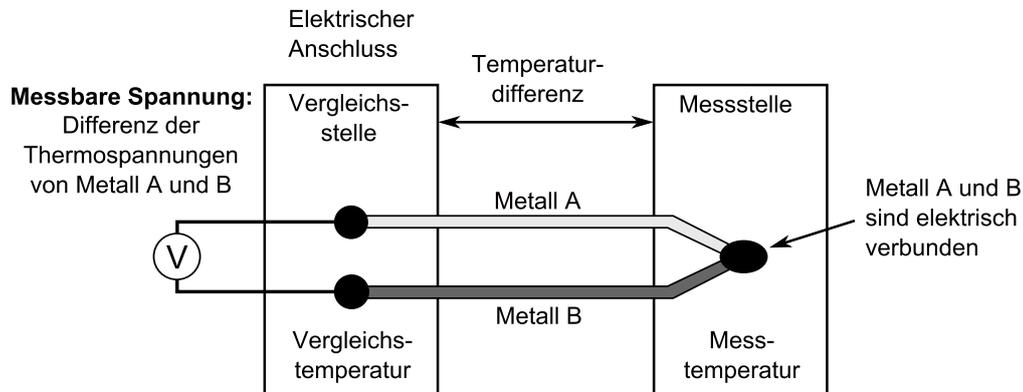


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung eines Thermoelements (Quelle: Hückelheim¹, 2008)

An der Messstelle wird die Messtemperatur von beiden Leitern erfasst, da sie an dieser Stelle fest miteinander verbunden sind. Die freien Enden der beiden Leiter bei der Vergleichstemperatur (meist Raumtemperatur) mit einem Draht verbunden. Nun stellen die Enden der Leiter die Vergleichsstelle dar, an der die Differenz der Thermospannungen zwischen den Metallen A und B gemessen wird. Über diese Spannung wird dann die Messtemperatur berechnet. Die Messungen mit Thermoelementen weisen typischerweise eine Ungenauigkeit von 0,75 % auf.

4.3.2 Druckmessungen

Für Druckmessungen in Fluiden muss unterschieden werden zwischen dem statischen und dem totalen Druck (vergleiche Abschnitt 2.1.4). Beim Messen des statischen Drucks in einer Rohrströmung wird eine kleine Bohrung in der Wand eingebracht. Durch diese kann der statische Druck ohne den Einfluss der Fluidgeschwindigkeit gemessen werden kann, wie in Abbildung 4.10(a) dargestellt. Für die Messung des totalen Drucks wird ein Pitotrohr (vergleiche Abbildung 4.10(b)) eingesetzt, welches neben dem statischem Druck auch den dynamischen Druck der Fluidgeschwindigkeit erfasst.

Zur eigentlichen Druckmessung wird der Druckmessausgang des Rohres mit einem Drucksensor verbunden. Für Druckluftmessungen bietet sich hierfür das Membranmanometer an, bei welchem der Druck auf eine nichtdurchlässige Membran drückt. Über die druckabhängige Durchbiegung der Membran lässt sich kapazitiv oder induktiv eine Spannung messen, welche linear von der Wölbung der Membran abhängt. Das Membranmanometer lässt sich auch als Differenzdrucksensor verwenden, in dem zwei Drücke jeweils auf eine Seite der Membran geleitet werden, sodass die messbare Durchbiegung der Membran linear mit der Differenz der angelegten Drücke einhergeht. Der erwartete Fehler der eingesetzten Druckaufnehmer liegt bei $\pm 0,6\%$. Sämtliche Druckaufnehmer wurden vor der Versuchsdurchführung mit einem Druckkalibrator getestet

¹<http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Thermoschema.svg&filetimestamp=20081218044027>

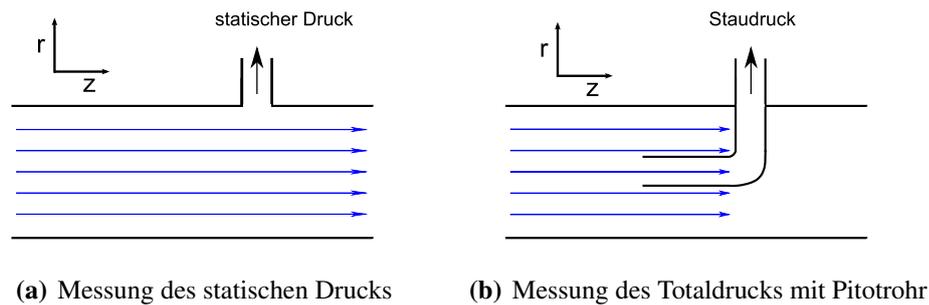


Abbildung 4.10: Messung von statischem Druck und Totaldruck in Fluiden

und lieferten fehlerfreie Werte. Bei dem Versuchsstand wird bei allen Druckmessungen der Totaldruck gemessen, außer bei den statischen Drücken, die im Zuge der Massenstrommessung gemessen werden.

4.3.3 Massenstrommessungen

Im Rahmen dieser Studienarbeit werden drei verschiedene Messmethoden zur Ermittlung eines Massenstromes eingesetzt:

- Höntzsch Wirbelzähler
- Durchflussmessung mit einer Messblende nach ISO 5167
- Balgengaszähler

Im Höntzsch Wirbelzähler lösen sich in einem fluiddurchströmten Rohr hinter einer den Fluss störenden Querstrebe periodisch Wirbel ab. Die kapazitiv erfassbare Ablösefrequenz ist proportional zum Volumenstrom \dot{V} . Die Dichte wird mit dem idealen Gasgesetz über die Messung des statischen Drucks bestimmt. Der Hersteller gibt als maximale Messunsicherheit $\pm 1\%$ an.

Laut Herstellerangabe hat das Wirbelrohr mit dem größten Generator, welcher den größten Massenstrom durchlässt, bei einem Eingangsdruck von 6,9 bar einen Durchfluss von 1133 l/min. Bei den Messungen wurde festgestellt, dass sich diese Angabe nicht auf den komprimierten Eingangsmassenstrom, sondern auf die addierten expandierten Ausgangsmassenströme bezieht. Aufgrund der Kompression vor der Eingangsseite liegt hier bei einem Eingangsdruck von 6,9 bar ein maximaler Volumendurchfluss von nur 165 l/min vor. Dies bedeutet, dass die resultierende Strömungsgeschwindigkeit von 0,36 m/s im Höntzsch-Massenstrommessrohr außerhalb des unteren Messbereichs von 0,4 m/s liegt. Dies und die Tatsache, dass der Druckaufnehmer des Höntzsch-Massenstrommessrohres lediglich einen Überdruck von 5 bar messen kann, führte zu einer Änderung in der Versuchsstandkonstruktion: die beiden auf Umgebungsdruck expandierten Ausgangsmassenströme werden wieder zusammengeführt, und danach wird dieser Ausgangsmassenstrom mit dem vor dem Wirbelrohreingang ausgebauten Höntzsch-Massenstrommessrohres

erfasst. Hier ist der Volumenstrom jetzt aufgrund der Expansion mitten im Messbereich des Höntzsch-Massenstrommessrohres.

Im Gegensatz zum Höntzsch Massenstrommessrohr lässt sich mit der Messblende direkt der Massenstrom ermitteln. Über die definierte Rohrquerschnittsverengung mit einer Blende kann aus dem resultierenden Druckabfall der Massenstrom berechnet werden. Die geometrischen Bedingungen und die Umrechnungsformeln werden von der Norm ISO 5167 vorgegeben und erlauben eine kalibrierungsfreie Verwendung. Als untere Anwendungsgrenze wird eine Reynoldszahl von $Re_D = 5000$ angegeben. Wenn die Geometrie und die gemessenen Druck- und Temperaturwerte als exakt angenommen werden, beträgt die relative Unsicherheit der Umrechnungsformel $\pm 1\%$.

Das Verschließen des Heißausgangs (vergleiche Abbildung 4.2) ist gleichbedeutend mit einer Reihenschaltung der beiden Massenstrom-Messinstrumente. Die Messungen ergaben eine Abweichung der Massenströme um ca. 20% bzw. um ca. 5 g/s, wobei Leckage ausgeschlossen werden kann. Zur Überprüfung wurde mit dem Balgengaszähler ein weiteres Massenstrommessinstrument eingesetzt, welches einen Volumenstrom ermittelt, in dem gezählt wird wie oft sich eine Kammer füllt und wieder entleert. Der einmalige Einsatz des Balgengaszählers ergab den gleichen Messwert wie die Messwerte der Massenstrommessblende nach DIN 5167, allerdings wurde nach dieser Überprüfung herausgefunden, dass der 1991 zuletzt kalibrierte Balgengaszähler einen irreparablen Schaden aufweist.

Das Höntzsch-Massenstrommessrohr weist eine druck- und durchflussunabhängige Schwankung von ± 2 g/s um den Messwert auf. Die Messwerte der Massenstrommessblende bewegen sich bei kleinen Generatoren mit geringem Massenstromdurchfluss im Bereich der unteren Anwendungsgrenze.

4.4 Datenerfassung

Um die Messdaten zu erfassen, werden verschiedene Datenerfassungskarten benutzt. Für die Temperatur- und Drucksignale werden die *National Instrument*-Karten SCXI-1302 und SCXI-1303 eingesetzt. Diese werden über den Modulrahmen *National Instrument SCXI 1000* mit dem PC verbunden. Dort werden die Signale mit der Software *National Instrument LabVIEW* erfasst. Der Messfehler in den Datenerfassungskarten liegt bei unter 1%. Für die Umrechnung der elektrischen Signale in Druck-, Temperatur- und Massenstromwerte wurden verschiedene LabVIEW-Programme geschrieben. Als Abtastrate für die Signalerfassung war eine Frequenz von 50 Hz vorgesehen. Die Berechnungsergebnisse der letzten zwei Sekunden werden auf dem Bildschirm angezeigt und können parallel dazu in Textdateien abgespeichert werden. Die Programme werden im Anhang A.1.2 genauer vorgestellt.

Bei einer Abtastrate von 50 Hz kam es zu einer Rückkopplung mit den elektrischen Feldern des Wechselstroms in der Nähe des Versuchsstandes. Wie in Abbildung 4.11 dargestellt, unterlagen einige der Signale hohen Schwankungen. Diese Schwankungen gingen ab etwa 5000 Hz zurück, bei 6000 Hz lag die Anwendungsgrenze des Rechners. Aus einer Liste der Primzahlen zwischen 5000 und 6000 wurde mit einer Abtastrate von 5333 Hz eine Frequenz ausgewählt, die weit von einem Vielfachen von 50 Hz entfernt liegt. Eine Zusammenfassung der Fehlersuche ist im

Anhang A.1.3 beigefügt. Inwiefern die elektrischen Felder auch bei hoher Abtastrate die Signale noch verfälschten, konnte nicht ermittelt werden.

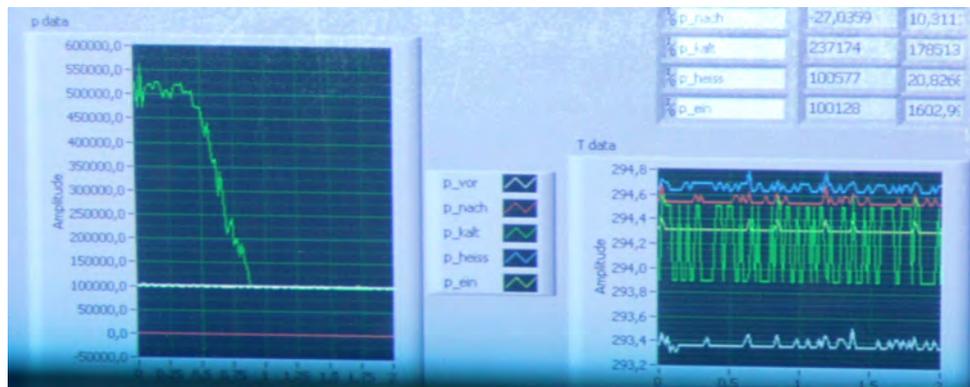


Abbildung 4.11: Rückkopplung mit Wechselstromfeldern

4.5 Bewertung der Daten

Von den in Abschnitt 4.3 vorgestellten Fehlern der jeweiligen Erfassung der Messgrößen ist der Fehler des Höntzsch Massenstrommessrohres von herausragender Bedeutung. Im Folgenden werden die Werte der Massenstrommessblende als korrekt betrachtet, da hier mit der Ermittlung der Reynoldszahl auch ein gutes Filterkriterium zur Verwendung der Daten angewandt werden kann. Wenn die Reynoldszahl der kaltseitigen Ausgangsströmung von $Re = 5000$ deutlich unterschritten wird, wird die Messung aufgrund der Unterschreitung der Messgrenze als fehlerhaft herausgefiltert.

Sofern die Werte des Höntzsch-Massenstrommessrohres keine zu großen Standardabweichungen haben, werden die Werte zum Berechnen des Wirkungsgrades verwendet. Allerdings mussten etwa 3/4 der Messergebnisse für die Messung des Gesamtmassenstroms \dot{m}_{ein} (bzw. nach Umbau \dot{m}_{aus}) als fehlerhaft herausgefiltert werden, da die Standardabweichung zu groß war. Dies äußerte sich unter anderem auch dadurch, dass die gemessenen Werte des Gesamtmassenstroms negativ waren. Lediglich bei Eingangsdrücken ab $p_{\text{ein}} = 7,4$ bar und mehr und bei Verwendung von Generatoren, die einen hohen Durchfluss ermöglichen (R40, C40, R25), haben die Werte des Höntzsch-Massenstrommessrohres kleinere Standardabweichungen und erreichen sinnvolle Werte verglichen mit der Kaltmassenstrommessung.

5 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Messungen und ihre jeweiligen Ergebnisse vorgestellt. Der Einfluss des Eingangsdruckes im Verhältnis zu den Gegendrücken, sowie der Einfluss der Generatoren und der Einfluss der Schraubenstellung am Heißausgang werden dargestellt. Die Untersuchungen werden hierbei unterteilt in die Konfigurationen kaltseitiger Gegendruck und beidseitiger Gegendruck. Zur besseren Vergleichbarkeit wird der Gegendruck auf den Eingangsdruck normiert, wodurch sich das Druckverhältnis Π folgendermaßen definiert:

$$\Pi_i = \frac{p_{\text{gegen},i}}{p_{\text{ein}}} \quad (5.1)$$

Bei der Untersuchung mit kaltseitigem Gegendruck wird der Index i zu $i = k$, bei beidseitigem Gegendruck zu $i = b$ gesetzt. Für die Auswertung der Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ wird die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p zu $c_p = \text{konst.} = 1$ angenommen.

5.1 Untersuchung des Wirbelrohres bei kaltseitigem Gegendruck

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse bei kaltseitigem Gegendruck am Wirbelrohr präsentiert.

5.1.1 Einfluss des Eingangsdruckes bei kaltseitigem Gegendruck

Zunächst wird der Einfluss des Eingangsdruckes auf die Temperaturabsenkung ΔT betrachtet. Aus Abbildung 5.1 lässt sich entnehmen, dass die Temperaturabsenkung ΔT bei steigendem Druckverhältnis Π_k abnimmt.

Hierbei ist bemerkenswert, dass alle Kurven in Abbildung 5.1 trotz der unterschiedlichen Eingangsdrücke bei Betrachtung des Druckverhältnisses Π_k praktisch das gleiche Verhalten zeigen: bei einer Erhöhung des kaltseitigen Gegendruckes von $\Pi_k = 0,2$ auf $\Pi_k = 0,4$ sinkt die Temperaturabsenkung ΔT um etwa 25 %.

Der in Abbildung 5.2 gezeigte kaltseitige Massenstrom \dot{m}_{kalt} geht bei steigendem kaltseitigem Gegendruck zurück, allerdings in stärkerem Ausmaß als der Rückgang der Temperaturabsenkung ΔT (vergleiche Abbildung 5.1): bei einer Erhöhung des kaltseitigen Gegendruckes von $\Pi_k = 0,2$ auf $\Pi_k = 0,4$ sinkt der kalte Massenstrom \dot{m}_{kalt} um mehr als 50 %. Ebenfalls auffällig ist, dass die Kurven trotz der Normierung auf den Eingangsdruck nicht mehr das gleiche Verhalten zeigen, sondern im Bereich $\Pi_k = 0,2$ bis $\Pi_k = 0,4$ bei steigendem Eingangsdruck weniger stark abfallen. Der Massenstrom \dot{m}_{kalt} ist im Vergleich zur Temperaturabsenkung ΔT die stärker beeinflussende Größe für den in Abbildung 5.3 gezeigten Rückgang der Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei steigendem kaltseitigem Gegendruck.

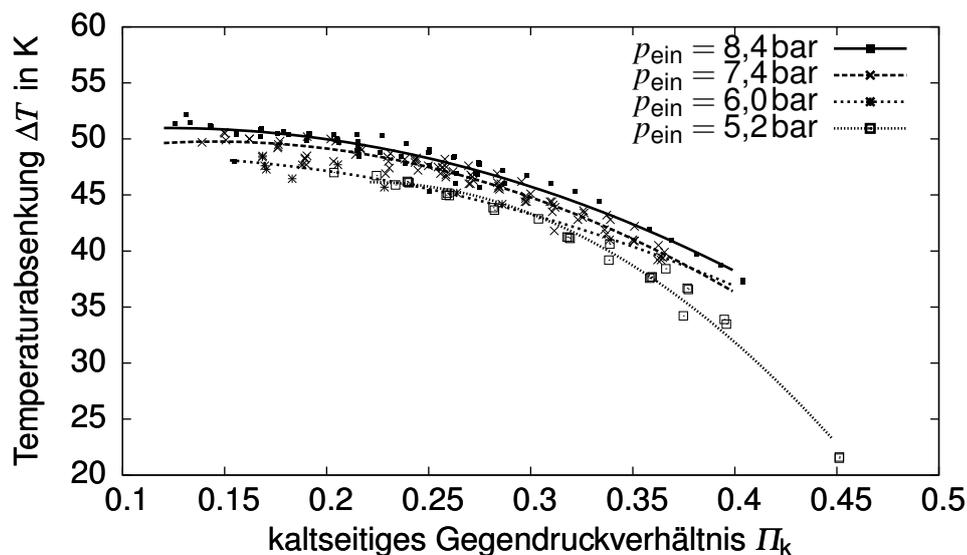


Abbildung 5.1: Temperaturabsenkung ΔT bei verschiedenen Druckverhältnissen Π_k mit dem Generator C25

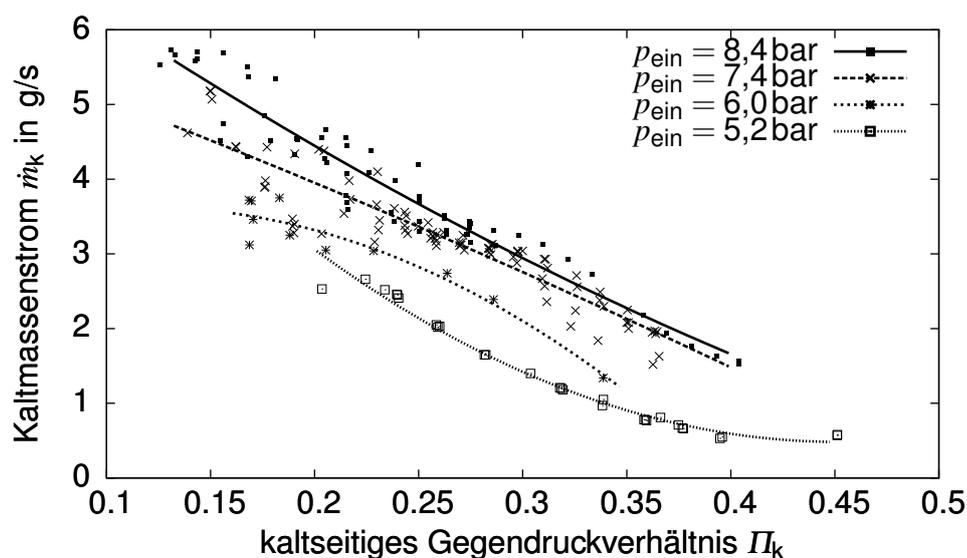


Abbildung 5.2: Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei verschiedenen Druckverhältnissen Π_k mit dem Generator C25

Im weiteren Verlauf des Kapitels 5.1 wird teils auf die Darstellung der ΔT - Π_k - und der \dot{m}_{kalt} - Π_k -Zusammenhänge verzichtet. Mit den eben diskutierten Erkenntnissen, wie die Temperaturabsenkung ΔT bzw. der Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} die Kühlleistung $\dot{\Delta H}$ beeinflussen, wird im Folgenden verstärkt auf die Kühlleistung $\dot{\Delta H}$ und den Wirkungsgrad η eingegangen. Die dazugehörigen ΔT - Π_k - und \dot{m}_{kalt} - Π_k -Zusammenhänge sind im Anhang A.2 zu finden.

In Abbildung 5.4 ist der Wirkungsgrad η für den Generator C25 dargestellt:

Man erkennt, dass die Wirkungsgradverläufe zwar ähnlich sind, aber auch, dass der Wirkungsgrad η bei einem Eingangsdruck von $p_{\text{ein}} = 7,4$ bar leicht höher ist als bei einem Eingangsdruck von

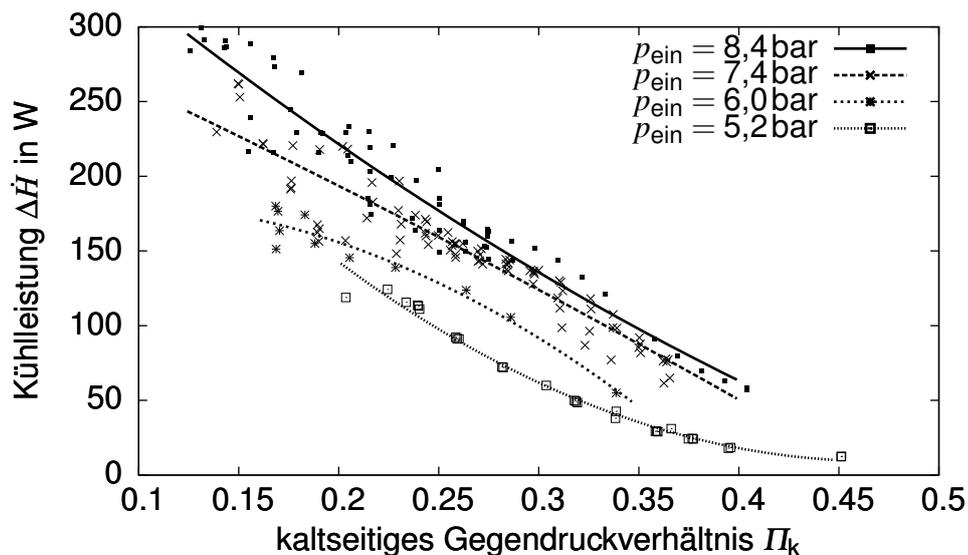


Abbildung 5.3: Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei verschiedenen Druckverhältnissen mit Generator C25

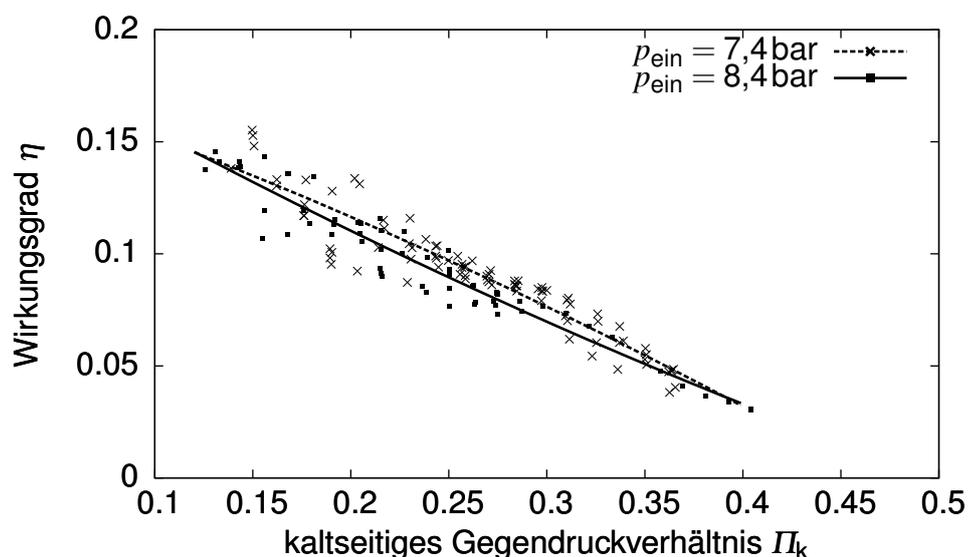


Abbildung 5.4: Wirkungsgrad η bei verschiedenen Druckverhältnissen Π_k mit Generator C25

$p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$. Noch deutlicher wird dies beim Betrachten des Generators C40, siehe Abbildung 5.5.

Das Ansteigen des Wirkungsgrades η bei sinkendem Eingangsdruck (und gleichbleibendem Druckverhältnis Π) korreliert auch mit dem maximalen Wirkungsgrad η_{max} bei $p_{\text{ein}} = 2 \text{ bar}$, wie in Abschnitt 3.6.2 vorgestellt.

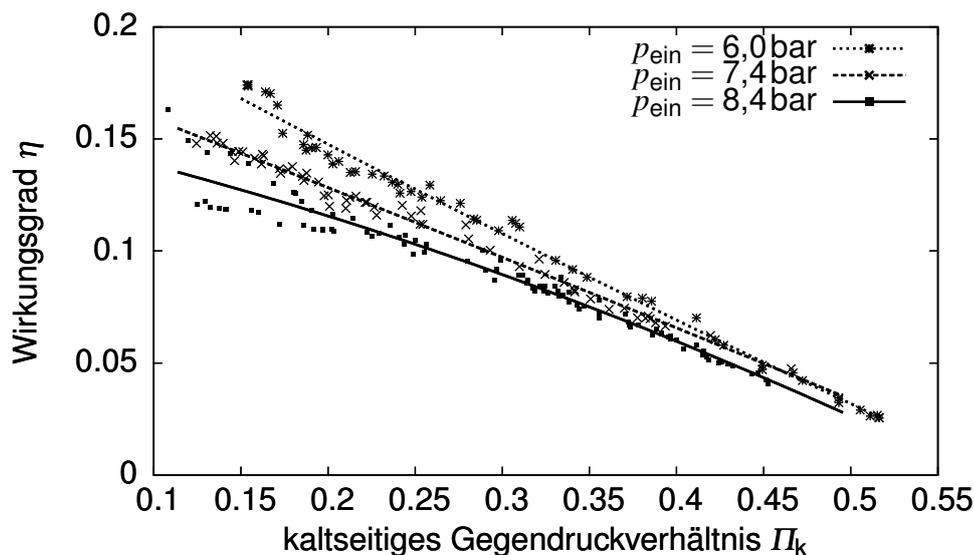


Abbildung 5.5: Wirkungsgrad η bei verschiedenen Druckverhältnissen Π_k mit Generator C40

5.1.2 Einfluss der Generatoren bei kaltseitigem Gegendruck

Diese Untersuchung wird mit zwei verschiedenen Auftragungen der Drücke vorgestellt: zunächst wird der Einfluss der Generatoren bei konstantem Eingangsdruck bei variierendem kaltseitigem Gegendruck betrachtet. Danach wird der Eingangsdruck variiert und der kaltseitige Gegendruck bleibt konstant.

Als erstes werden die Herstellerangaben hinsichtlich der Unterscheidung der Generatoren überprüft. Wie erwartet weisen die Generatoren mit größerer Kennzahl einen höheren Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} auf. Die R-Generatoren haben einen höheren Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} als der jeweilige C-Generator mit gleicher Kennzahl, wie in Abbildung 5.6 dargestellt. Erwartungsgemäß fällt der Betrag der Temperaturabsenkung ΔT bei steigendem kaltseitigem Gegendruck (und konstantem Eingangsdruck) ab.

Bei der Betrachtung der Temperaturabsenkung ΔT sind die in Abbildung 5.7 dargestellten Verläufe genau umgekehrt, d.h. Generatoren mit kleiner Kennzahl weisen eine höhere Temperaturabsenkung ΔT auf und die C-Generatoren liegen über den jeweiligen R-Generatoren. Bemerkenswert ist hier jedoch, dass der R10-Generator eine größere Temperaturabsenkung ΔT erreicht, als der C10-Generator, obwohl die C-Generatoren laut Herstellerangaben für größere Temperaturabsenkungen ΔT sorgen, vergleiche Abschnitt 4.2.1.

In Abbildung 5.8 ist zu sehen wie die Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei steigendem kaltseitigem Gegendruck bei einem konstanten Eingangsdruck von 8,4 bar sinkt. Hierbei fällt auf, dass die Kurven der R-Generatoren mit steigendem Gegendruckverhältnis Π_k steiler abfallen als die der C-Generatoren. Die Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ der C-Generatoren fällt bei steigendem Verhältnis Π_k also weniger stark ab als die der R-Generatoren. Da der Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} die beeinflussendere Größe ist, und die R-Generatoren einen größeren Massendurchfluss haben, liegen die Kühlleistungskurven der R-Generatoren wie erwartet immer über den Kurven der jeweiligen C-Generatoren mit der gleichen Kennzahl.

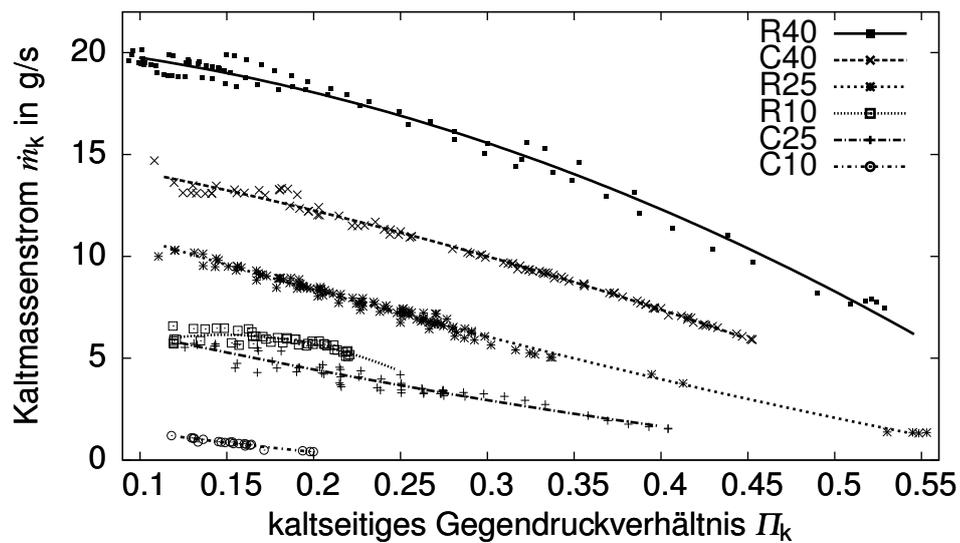


Abbildung 5.6: Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei verschiedenen Generatoren, kaltseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$

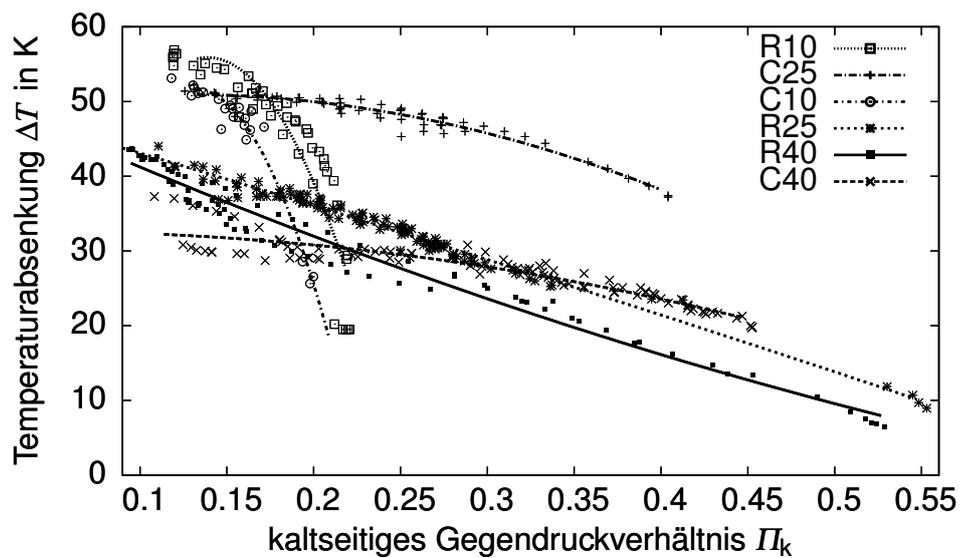


Abbildung 5.7: Temperaturabsenkung ΔT bei verschiedenen Generatoren, kaltseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$

Der in Abbildung 5.9 dargestellte Wirkungsgrad η der verschiedenen Generatoren zeigt erwartungsgemäß die gleiche Reihenfolge wie die eben diskutierte Kühlleistung $\Delta \dot{H}$.

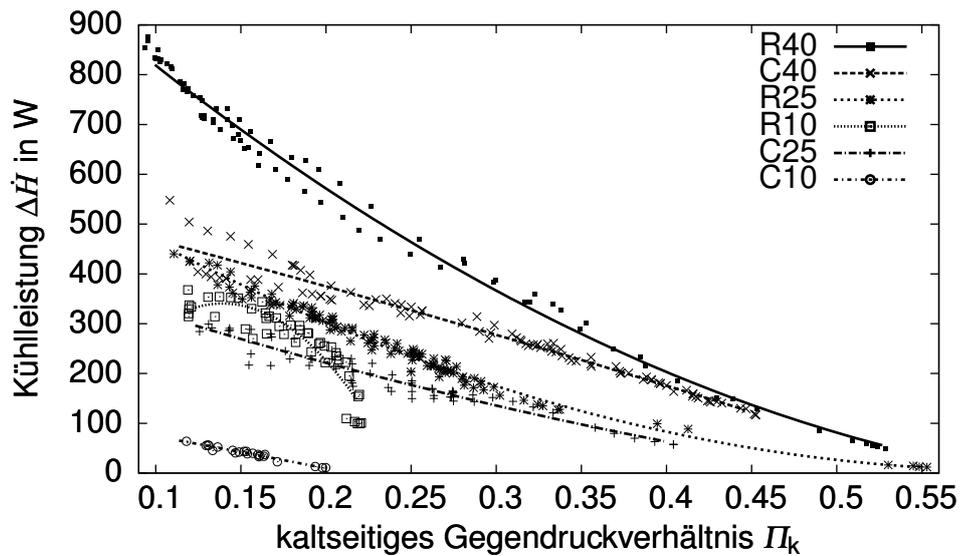


Abbildung 5.8: Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei verschiedenen Generatoren, kaltseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$

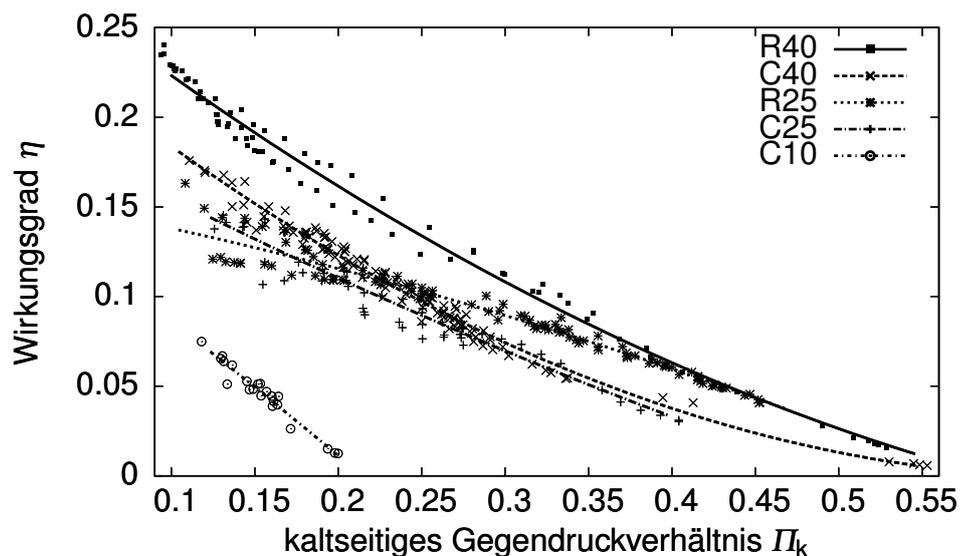


Abbildung 5.9: Wirkungsgrad η bei verschiedenen Generatoren, kaltseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$

Betrachtet man nun die verschiedenen Generatoren in Abhängigkeit des steigenden Eingangsdruckes bei konstantem kaltseitigem Gegendruck von 1,2 bar, so ergibt sich der in Abbildung 5.10 dargestellte Verlauf der Kühlleistung $\Delta\dot{H}$. Die Temperaturabsenkungs- und Kaltmassenstromkurven sind im Anhang A.2.1 zu finden.

Bemerkenswert ist, dass der R10-Generator trotz des vermeintlich kleineren Durchlasses teilweise einen höhere Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ als der C25-Generator aufweist.

Betrachtet man den in Abbildung 5.11 gezeigten Wirkungsgrad η , so fällt auf, dass sich die Wirkungsgrade η bei sinkendem Eingangsdruck angleichen.

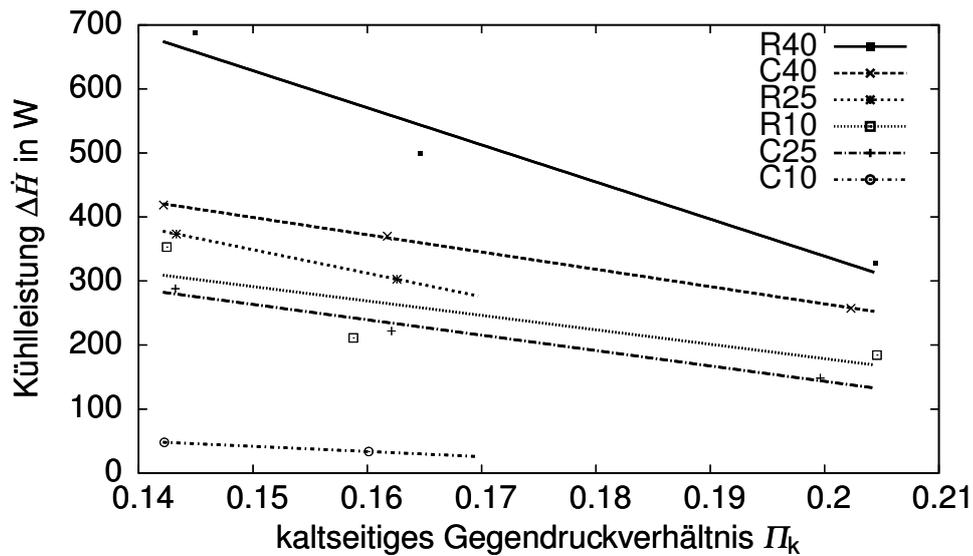


Abbildung 5.10: Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei konstantem kaltseitigem Gegendruck von 1,2 bar

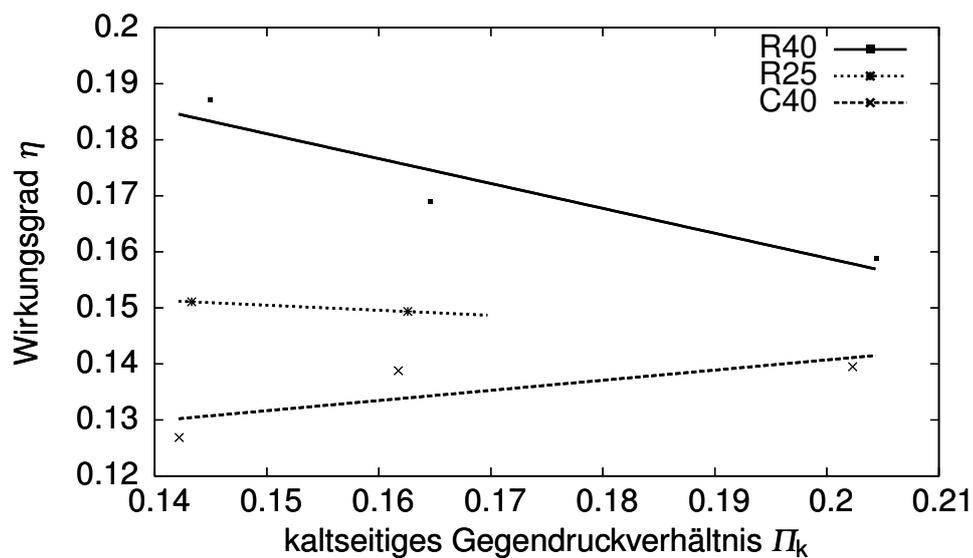


Abbildung 5.11: Wirkungsgrad η bei konstantem kaltseitigem Gegendruck von 1,2 bar

5.1.3 Einfluss der Schraubenstellung bei kaltseitigem Gegendruck

Die Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ lässt sich neben der Druckvariationen und der verschiedenen Generatoren auch durch die Schraubenstellung am Heißausgang des Wirbelrohres einstellen. Für die in Abbildung 5.12(a) dargestellte Schraube liegt keine Skala vor, zu welcher Schraubenstellung welche heißseitige Austrittsfläche gehört bzw. mit welcher Schraubenstellung sich auf der Kaltseite eine bestimmte Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ oder ein bestimmter Massenstrom einstellen lässt. Die Schraube kann mit sechs Umdrehungen herausgedreht werden. Im Rahmen dieser Studienarbeit wurden zwei Schraubenstellungen untersucht:

- Stellung A: zwei Umdrehungen ausgehend vom komplett verschlossenem Zustand, siehe Abbildung 5.12(b)
- Stellung B: drei Umdrehungen ausgehend vom komplett verschlossenem Zustand

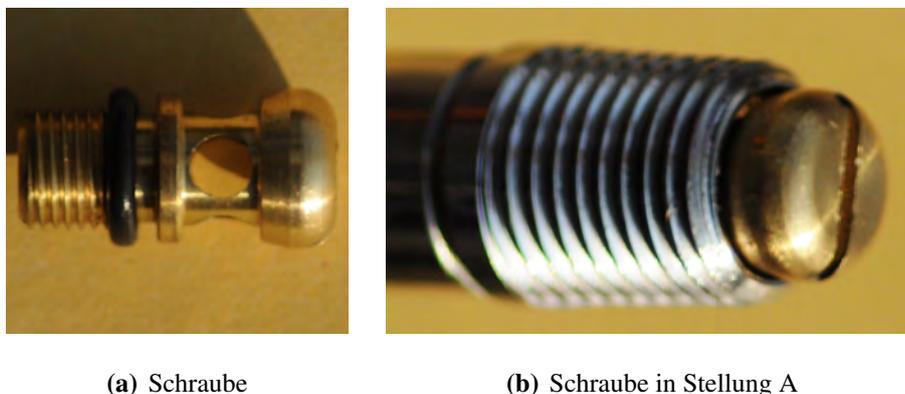


Abbildung 5.12: Die Schraube des Wirbelrohres zur Regulierung von $\dot{m}_{\text{heiß}}$

Die unterschiedlichen Einflüsse der Schraubenstellungen A und B auf die Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ sind in Abbildung 5.13 dargestellt. Für die Einflüsse auf die Temperaturabsenkung ΔT , den Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} und den Wirkungsgrad η wird auf den Anhang A.2.2 verwiesen.

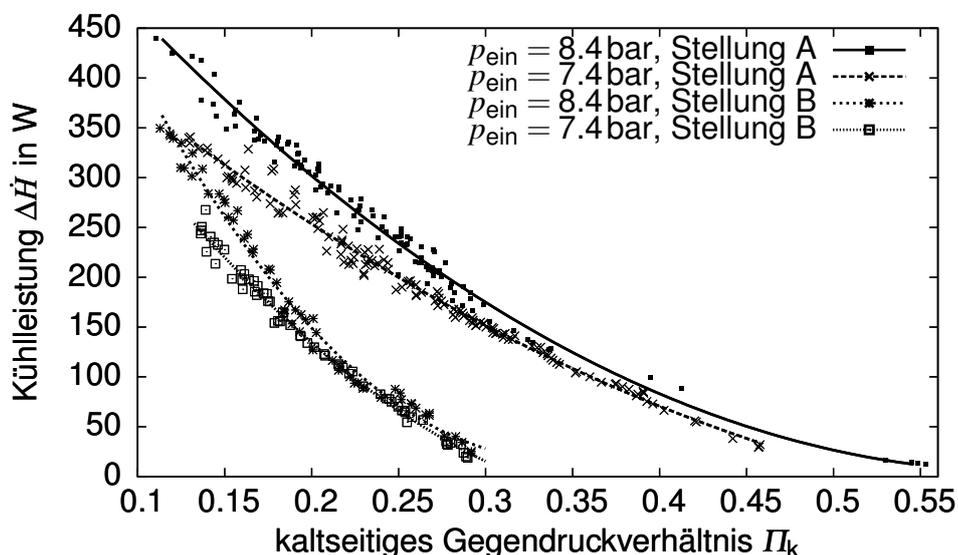


Abbildung 5.13: Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, kaltseitigem Gegendruck und Generator R25

Bei nur einer Öffnungsumdrehung ist die Austrittsfläche auf der Heißseite sehr klein weswegen angenommen wird, dass ein Großteil der Druckluft auf der Kaltseite entweicht, ohne für einen signifikanten Kühleffekt zu sorgen. Bei vier Öffnungsumdrehungen wird angenommen, dass die Flächenänderung zwischen vier und drei Öffnungsumdrehungen deutlich weniger starke

Kühlleistungsänderungen hervorruft als die Änderung zwischen drei und zwei Öffnungsumdrehungen. Da bei drei Öffnungsumdrehungen (Stellung B) eine geringere Kühlleistung als bei zwei Öffnungsumdrehungen (Stellung A) vorliegt, ist davon auszugehen, dass auch bei mehr als drei Öffnungsumdrehungen die Kühlleistung weiter abfällt. Eine mögliche Erklärung ist, dass der kaltseitig abgeführte Massenstrom sehr klein wird, wodurch die Kühlleistung sinkt. Aufgrund der höheren Kühlleistungen wurden alle vorangegangenen und alle nachfolgenden Untersuchungen mit Schraubenstellung A durchgeführt.

5.1.4 Vergleich zwischen dem Einfluss der kaltseitigen Druckdifferenz zum Eingangsdruck und dem Druckverhältnis von kaltseitigem Gegen- druck zum Eingangsdruck

Wie in Abschnitt 3.6.2 vorgestellt, hängt der Wirkungsgrad η eher vom Druckverhältnis von Ein- und Ausgangsdruck ab, als von den absoluten Druckwerten. Daher wurde der Einfluss des kaltseitigen Gegendruckes sowohl bei einem konstanten Druckverhältnis von $\Pi_k = 0,2$ untersucht, als auch bei einer konstanten Differenz zum Eingangsdruck p_{ein} von $\Delta p = p_{\text{ein}} - p_{\text{gegen,kalt}} = 6,4 \text{ bar}$. Bei dem konstanten Druckverhältnis zeigt sich, dass die Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei einer Erhöhung des kaltseitigen Gegendruckes von 1,2 bar auf 1,7 bar um bis zu 70% steigt (Generator R40), wie in Abbildung 5.14 dargestellt. Bemerkenswert ist auch, dass die Kurven der R-Generatoren leicht steiler ansteigen und damit bei Erhöhung des kaltseitigen Gegendruckes einen leicht stärkeren Anstieg der Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ haben als die Kurven der C-Generatoren.

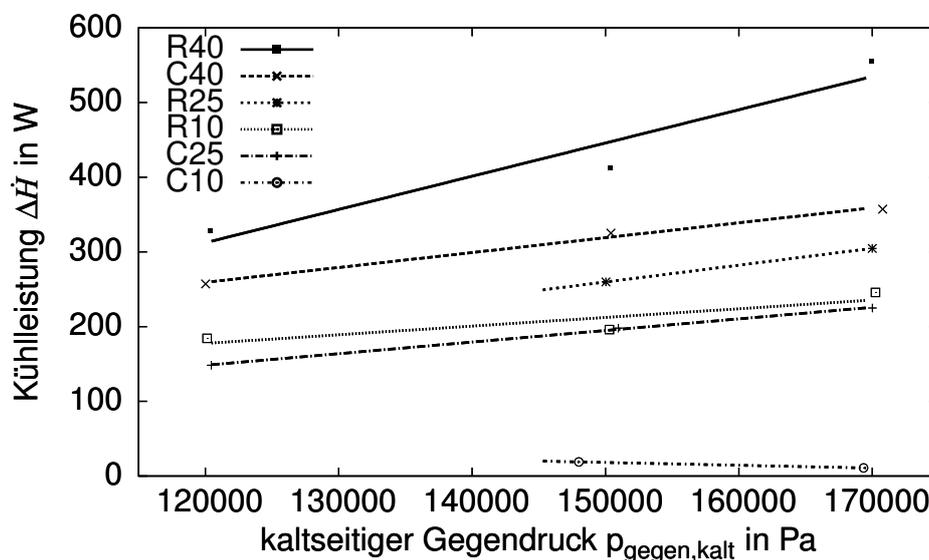


Abbildung 5.14: Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei konstantem kaltseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von $\Pi = 0,2$

In Abbildung 5.15 ist der resultierende Wirkungsgrad η bei konstantem kaltseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von $\Pi = 0,2$ dargestellt. Da bei steigendem Eingangsdruck

aufgrund der Begrenzung durch die Schallgeschwindigkeit im engsten Querschnitt der Eingangsmassenstrom nicht beliebig ansteigt, wurde hier ein Abfallen des Wirkungsgrades η bei steigendem Eingangsdruck erwartet. Entgegen dieser Erwartungen zeigt der Generator R40 einen parabelförmigen Wirkungsgradverlauf mit einem Minimum bei einem kaltseitigen Gegendruck von 1,45 bar.

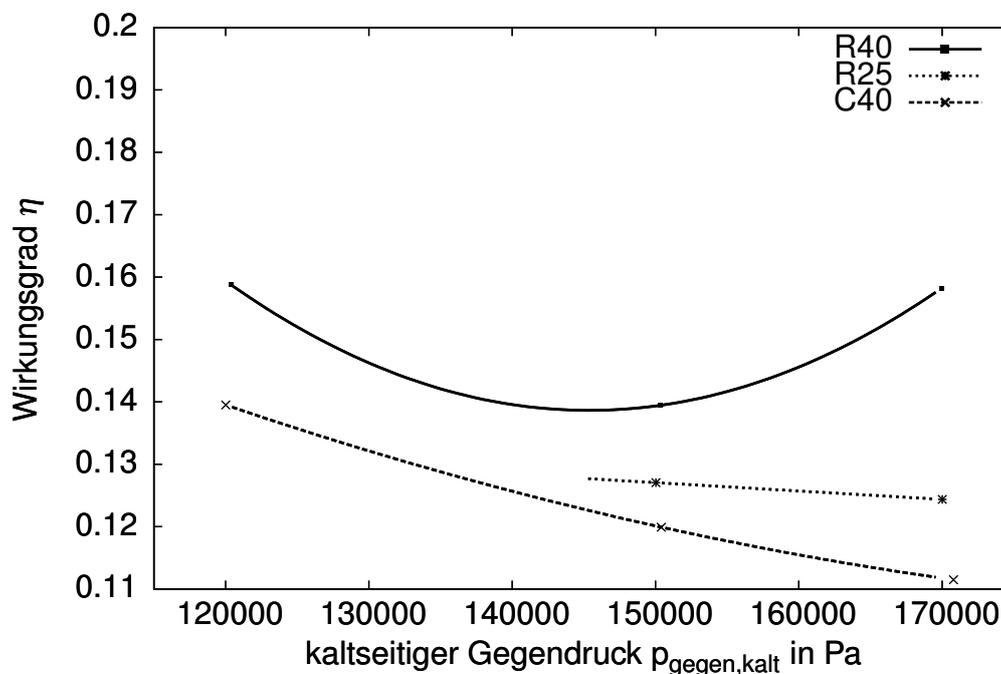


Abbildung 5.15: Wirkungsgrad η bei konstantem kaltseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von $\Pi = 0,2$

Betrachtet man nun die in Abbildung 5.16 dargestellte Erhöhung des kaltseitigen Gegendruckes bei konstanter Druckdifferenz zum Eingangsdruck, so ist erkennbar, dass die Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ trotz des sich erhöhenden Eingangsdruckes von 7,4 bar auf 8,4 bar sinkt. Der Wirkungsgrad η bei konstanter Druckdifferenz verhält sich analog zur Kühlleistung $\Delta\dot{H}$, siehe Abbildung 5.17.

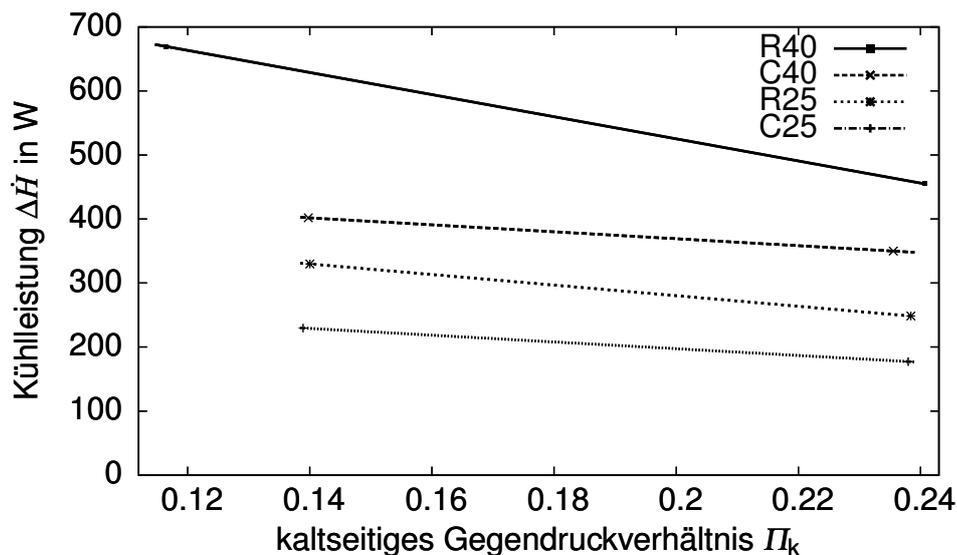


Abbildung 5.16: Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei konstanter kaltseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar

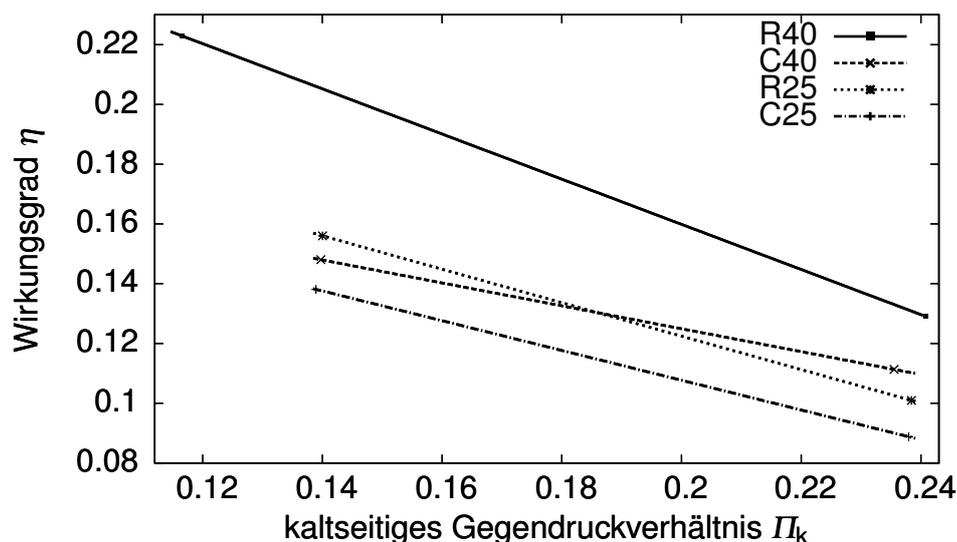


Abbildung 5.17: Wirkungsgrad η bei konstanter kaltseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar

5.2 Untersuchung des Wirbelrohres bei beidseitigem Gegendruck

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse bei beidseitigem Gegendruck am Wirbelrohr vorgestellt. Im Unterschied zu den Untersuchung aus Abschnitt 5.1, bei der am Heißausgang kein Gegendruck aufgebaut wurde, wird nun an Kalt- und Heißausgang mit den Absperrventilen jeweils der gleiche Gegendruck erzeugt.

5.2.1 Einfluss des Eingangsdruckes bei beidseitigem Gegendruck

Zunächst wird wieder der Einfluss des Eingangsdruckes auf die Temperaturabsenkung ΔT betrachtet. Aus Abbildung 5.18 lässt sich entnehmen, dass die Temperaturabsenkung ΔT bei steigendem Druckverhältnis Π_k abnimmt.

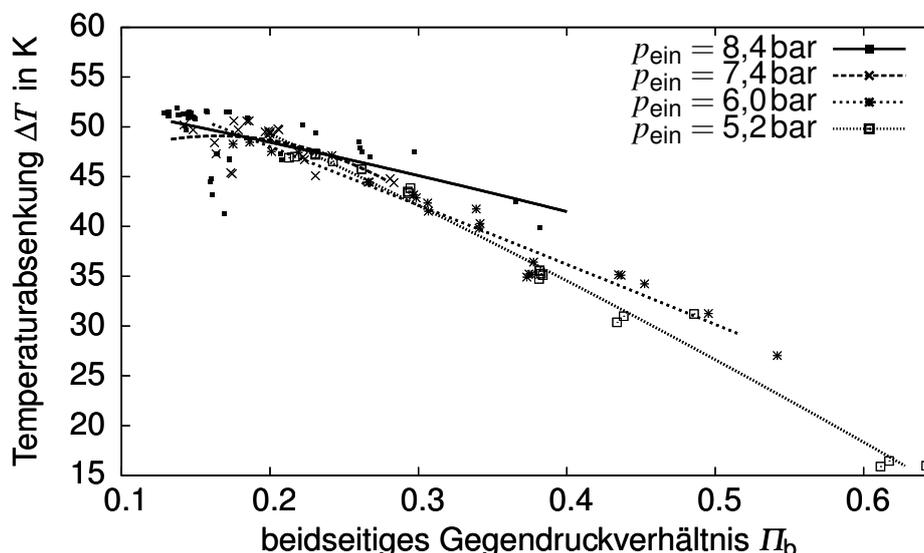


Abbildung 5.18: Temperaturabsenkung ΔT bei verschiedenen Eingangsdrücken mit Generator C25

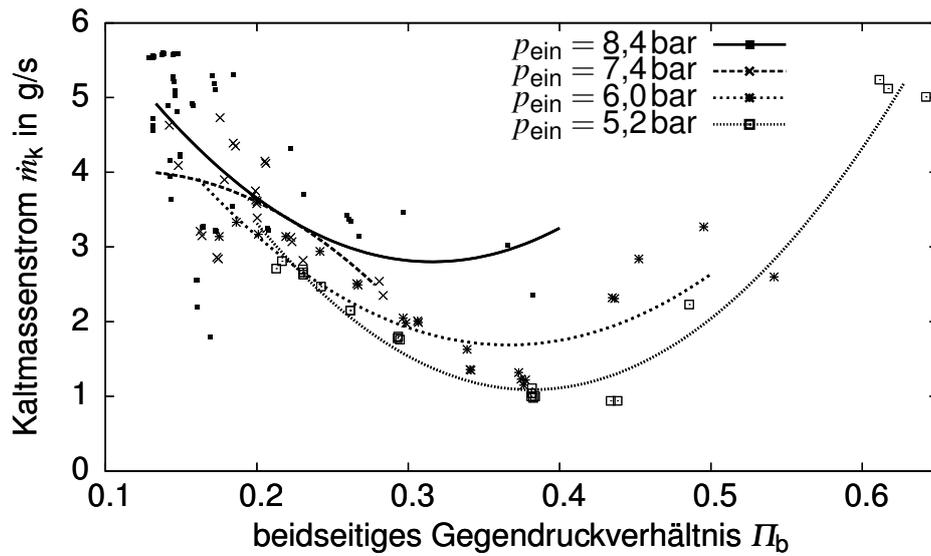
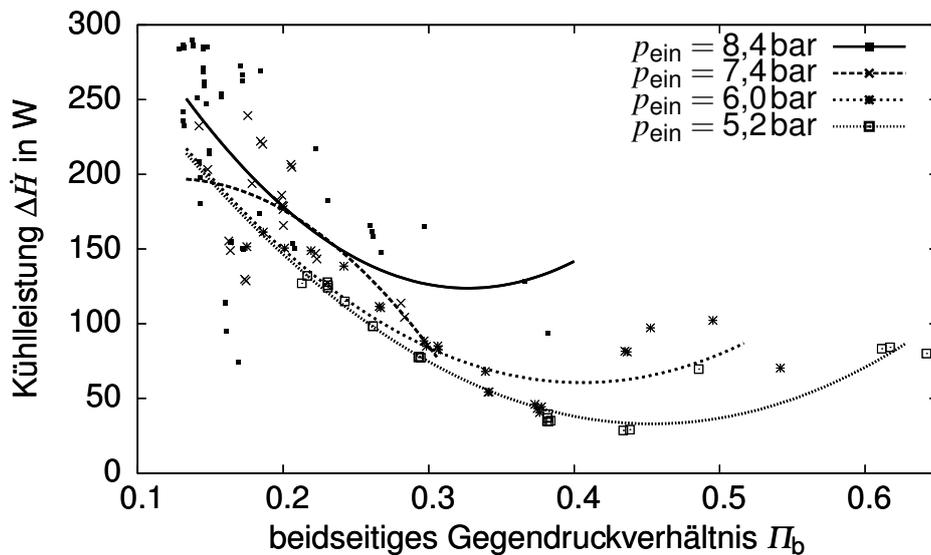
Wie auch beim kaltseitigen Gegendruck (vergleiche Abbildung 5.1) zeigen die Kurven ähnliches Verhalten: bei einer Erhöhung des kaltseitigen Gegendruckes von $\Pi_b = 0,2$ auf $\Pi_b = 0,4$ sinkt die Temperaturabsenkung ΔT um etwa 25 %.

Für die Erfassung der Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ muss neben der Temperaturabsenkung ΔT auch der kaltseitig abgeführte Massenstrom \dot{m}_{kalt} betrachtet werden, welcher in Abbildung 5.19 dargestellt ist.

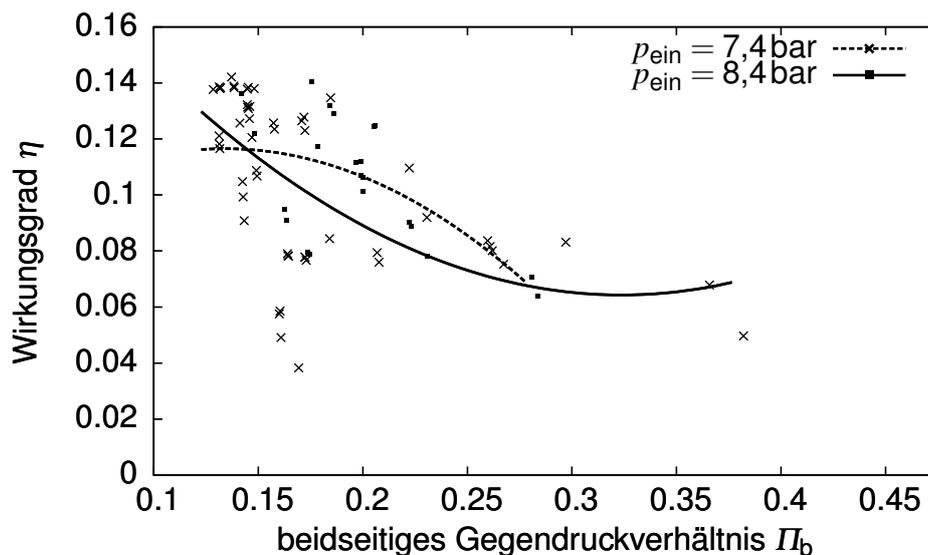
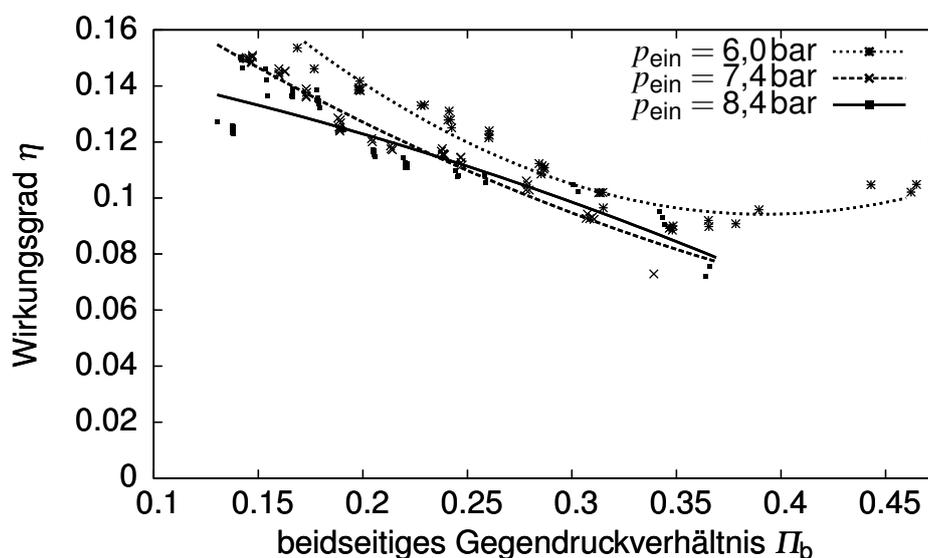
Der kaltseitige Massenstrom \dot{m}_{kalt} geht bei steigendem beidseitigem Gegendruck zurück, zunächst auch in einem stärkeren Ausmaß als beim kaltseitigen Gegendruck (vergleiche Abbildung 5.2). Ab einem Gegendruckverhältnis von $\Pi_k = 0,3 - 0,4$ zeigen die Massenstromkurven jedoch teils stagnierende und auch teils wieder ansteigende Verläufe. Ein möglicher Grund hierfür ist, dass es bei dem steigendem Druckverhältnis und damit auch bei steigenden Ausgangstemperaturen nicht mehr zu einer Vereisung im Inneren des Wirbelrohres kommt, was einen höheren Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} ermöglicht.

Da der Massenstrom \dot{m}_{kalt} im Vergleich zur Temperaturabsenkung ΔT die stärker beeinflussende Größe auf die Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ ist, ergeben sich ähnliche Verläufe für die in Abbildung 5.20 gezeigte Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei beidseitig steigendem Gegendruck.

Bezieht man die Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ auf die aufgewandte Arbeit zur Kompression, so erhält man den Wirkungsgrad η . In Abbildung 5.21 ist der Wirkungsgrad η für den Generator C25 dargestellt.

Abbildung 5.19: \dot{m}_{kalt} bei verschiedenen Eingangsdrücken mit Generator C25Abbildung 5.20: Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei verschiedenen Druckverhältnissen mit Generator C25

Man erkennt, dass die Wirkungsgradverläufe zwar ähnlich sind, aber auch, dass der Wirkungsgrad η bei einem Eingangsdruck von $p_{\text{ein}} = 7,4 \text{ bar}$ leicht höher ist als bei einem Eingangsdruck von $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$. Noch deutlicher wird dies beim Betrachten des Generators C40, siehe Abbildung 5.5. Auffällig ist hierbei, dass die Wirkungsgrade η im Bereich $\Pi_k = 0,2 - 0,35$ sehr ähnliche Werte annehmen.

Abbildung 5.21: Wirkungsgrad η bei verschiedenen Druckverhältnissen mit Generator C25Abbildung 5.22: Wirkungsgrad η bei verschiedenen Druckverhältnissen mit Generator C40

5.2.2 Einfluss der Generatoren bei beidseitigem Gegendruck

Diese Untersuchung wird unter zwei verschiedenen Auftragsbedingungen der Drücke vorgestellt: zunächst wird der Einfluss der Generatoren bei konstantem Eingangsdruck bei variierendem beidseitigen Gegendruck betrachtet. Danach wird der Eingangsdruck variiert und der beidseitige Gegendruck bleibt konstant.

Als erstes werden wieder die Herstellerangaben hinsichtlich der Unterscheidung der Generatoren überprüft. Wie erwartet weisen die Generatoren mit größerer Kennzahl einen höheren Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} auf. Die R-Generatoren haben einen höheren Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} als der jeweilige C-Generator mit gleicher Kennzahl, wie in Abbildung 5.23 dargestellt. Erwartungs-

gemäß fällt der Betrag der Temperaturabsenkung ΔT bei steigendem kaltseitigem Gegendruck (bei konstantem Eingangsdruck) ab:

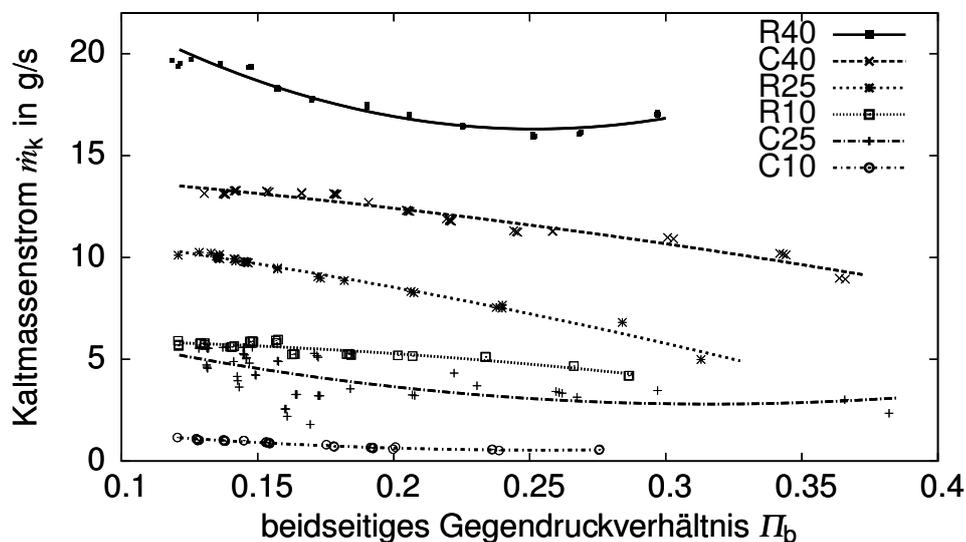


Abbildung 5.23: Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei verschiedenen Generatoren, beidseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$

Wiederum sind bei der Betrachtung der Temperaturabsenkung ΔT die in Abbildung 5.24 dargestellten Verläufe genau umgekehrt, d.h. Generatoren mit kleiner Kennzahl weisen eine höhere Temperaturabsenkung ΔT auf. Doch auch hier weist der R10-Generator entgegen der Herstellerangaben (vergleiche Abschnitt 4.2.1) eine größere Temperaturabsenkung ΔT auf, als der C10-Generator, und auch der R40-Generator hat eine teilweise höhere Temperaturabsenkung ΔT im Vergleich zum C40-Generator.

In Abbildung 5.25 ist zu sehen wie die Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei steigendem beidseitigem Gegendruck bei einem konstanten Eingangsdruck von 8,4 bar sinkt. Wie auch schon bei der kaltseitigen Gegendruck-Untersuchung liegen die Kurven der C-Generatoren immer unter den Kurven der R-Generatoren, auch wenn diese wieder leicht steiler abfallen als die der C-Generatoren.

Die in Abbildung 5.26 dargestellten Wirkungsgradkurven fallen tendenziell etwas flacher ab als in der kaltseitigen Gegendruck-Untersuchung (vergleiche Abbildung 5.9). Der Generator R10 stellt hierbei einen Ausreißer dar, da er Wirkungsgrade η von bis zu $\eta = 35\%$ erreicht. Der Wirkungsgrad η des R10-Generators bei kaltseitigem Gegendruck liegt mangels realistischer Gesamtmassenstromdaten nicht vor.

Für die analoge Betrachtung der verschiedenen Generatoren in Abhängigkeit des steigenden Eingangsdruckes bei konstantem beidseitigem Gegendruck von 1,2 bar wird auf den Anhang A.2.4 verwiesen.

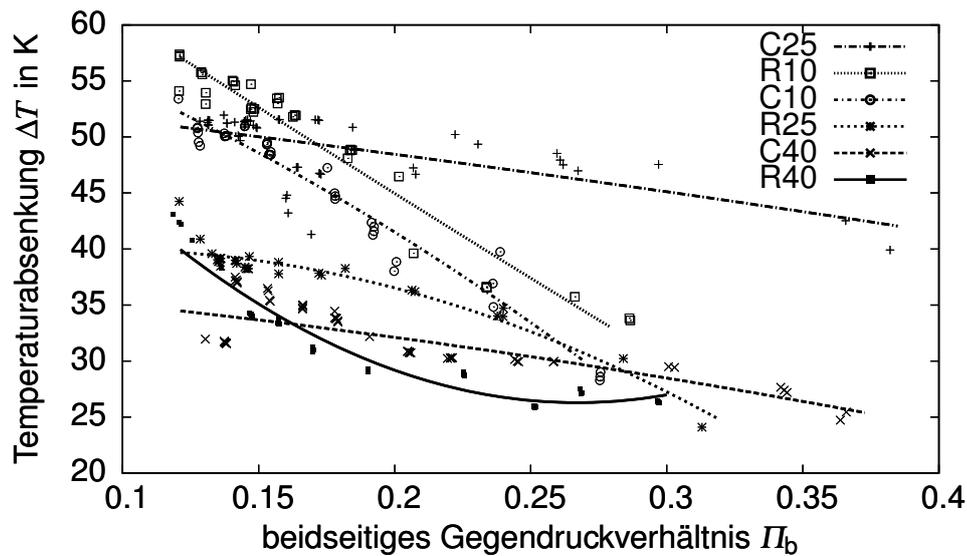


Abbildung 5.24: Temperaturabsenkung ΔT bei verschiedenen Generatoren, beidseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$

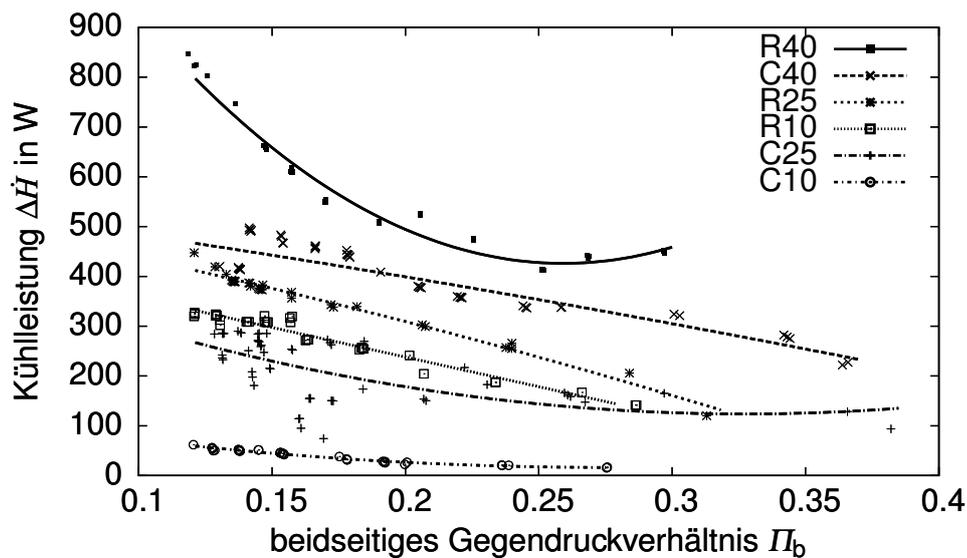


Abbildung 5.25: Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ bei verschiedenen Generatoren, beidseitigem Gegendruck und $p_{\text{pein}} = 8.4 \text{ bar}$

5.2.3 Einfluss der Schraubenstellung bei beidseitigem Gegendruck

Für die bereits in Abschnitt 5.1.3 vorgestellten Schraubenstellungen ergeben sich die in Abbildung 5.27 dargestellten Verläufe. Erwartungsgemäß ist die Kühlleistung $\Delta \dot{H}$ auch bei beidseitigem Gegendruck mit Stellung A besser als mit Stellung B. Für die Einflüsse auf die Temperaturabsenkung ΔT , den Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} und den Wirkungsgrad η wird auf den Anhang A.2.5 verwiesen.

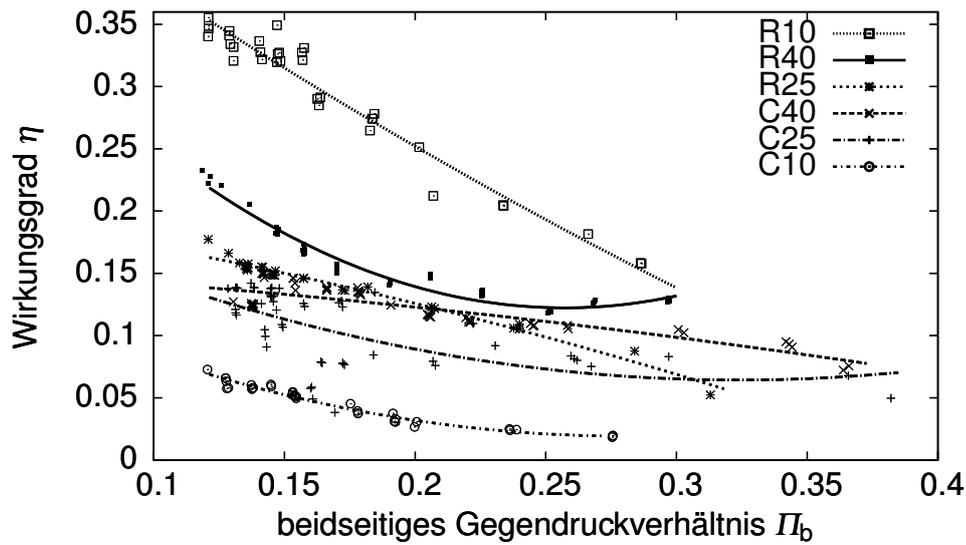


Abbildung 5.26: Wirkungsgrad η bei verschiedenen Generatoren, beidseitigem Gegendruck und $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$

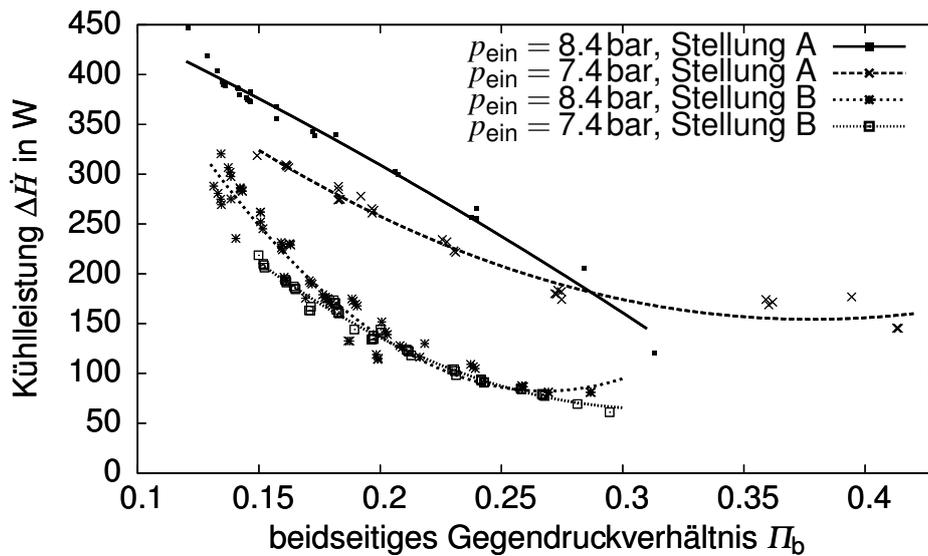


Abbildung 5.27: Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, beidseitigem Gegendruck und Generator R25

5.2.4 Einfluss des Eingangsdruckes bei konstantem Druckverhältnis von beidseitigem Gegendruck zum Eingangsdruck

Zuletzt wird nun der Einfluss des beidseitigen Gegendruckes bei einem konstanten Druckverhältnis von $\Pi_b = 0,2$ untersucht, als auch bei einer konstanten Differenz zum Eingangsdruck p_{ein} von $\Delta p = p_{\text{ein}} - p_{\text{gegen,beid}} = 6,4 \text{ bar}$.

Bei dem konstanten Druckverhältnis zeigt sich, dass die Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei einer Erhöhung des beidseitigen Gegendruckes von 1,2 bar auf 1,7 bar um etwa 40 % steigt, wie in Abbildung 5.28

dargestellt. Dieser Anstieg ist aber nicht so stark wieder Anstieg bei der Erhöhung des kaltseitigen Gegendruckes (vergleiche Abbildung 5.14). Die dazugehörigen Temperaturabsenkungs- und Kaltmassenstromverläufe finden sich im Anhang A.2.6.

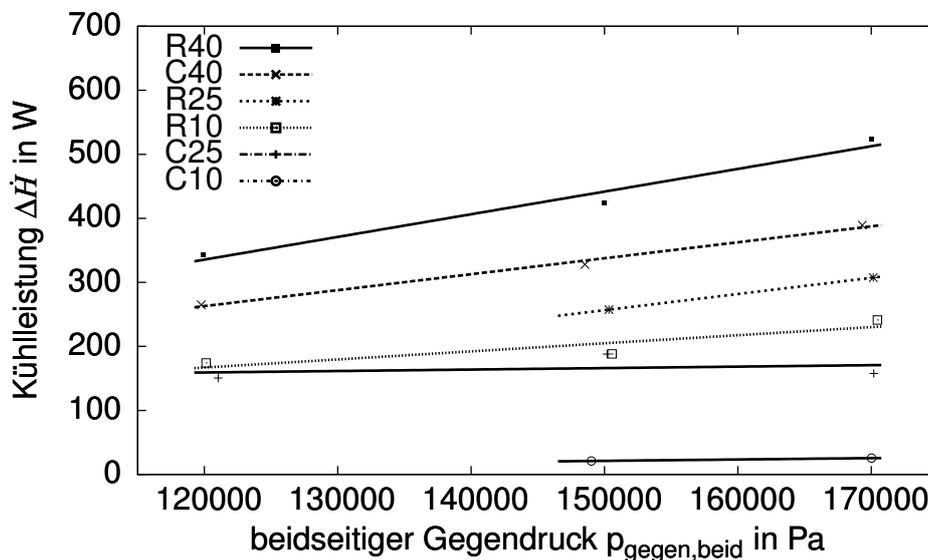


Abbildung 5.28: Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei konstantem beidseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von 0,2

In Abbildung 5.29 ist der resultierende Wirkungsgrad η bei konstantem beidseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von $\Pi = 0,2$ dargestellt. Da bei steigendem Eingangsdruck aufgrund der Begrenzung durch die Schallgeschwindigkeit im engsten Querschnitt der Eingangsmassenstrom nicht beliebig ansteigt, wurde hier ein Abfallen des Wirkungsgrades η bei steigendem Eingangsdruck erwartet. Wie schon bei der Untersuchung des kaltseitigen Gegendrucks (vergleiche Abbildung 5.15) stellt der Generator R10 nicht nur aufgrund seines parabelförmigen Verlaufs, sondern vor allem durch seinen Spitzenwert von $\eta = 48\%$ einen Ausreißer dar.

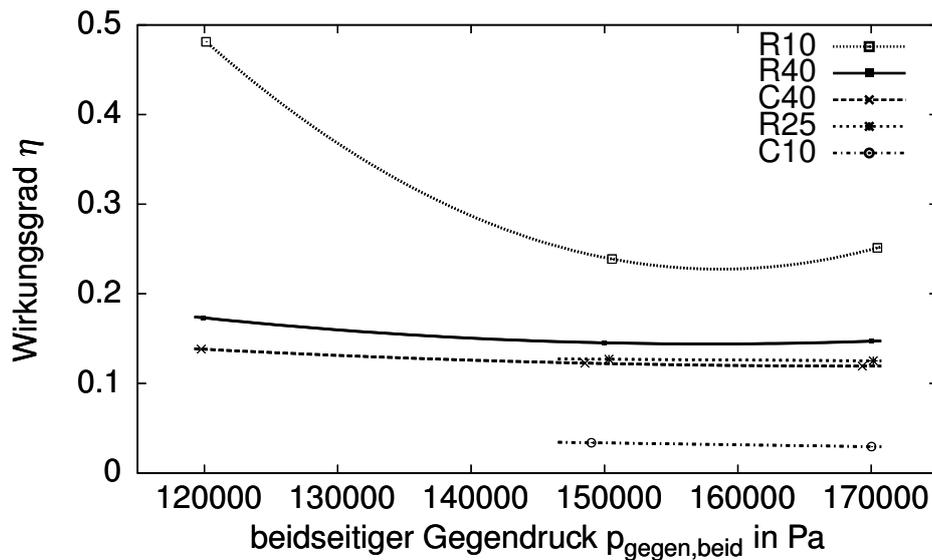


Abbildung 5.29: Wirkungsgrad η bei konstantem beidseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von 0,2

Betrachtet man nun die in Abbildung 5.30 dargestellte Erhöhung des kaltseitigen Gegendruckes bei konstanter Druckdifferenz zum Eingangsdruck, so ist erkennbar, dass die Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ trotz des sich erhöhenden Eingangsdruckes von 7,4 bar auf 8,4 bar sinkt. Auffällig ist hierbei, dass die Kurven der Generatoren C40, R25 und C25 die gleiche Steigung und damit die gleiche Leistungsänderung bei Erhöhung des kaltseitigen Gegendruckes haben. Der Wirkungsgrad η bei konstanter Druckdifferenz verhält sich analog zur Kühlleistung $\Delta\dot{H}$, siehe Abbildung 5.17. Die dazugehörigen Temperaturabsenkungs- und Kaltmassenstromverläufe finden sich im Anhang A.2.6.

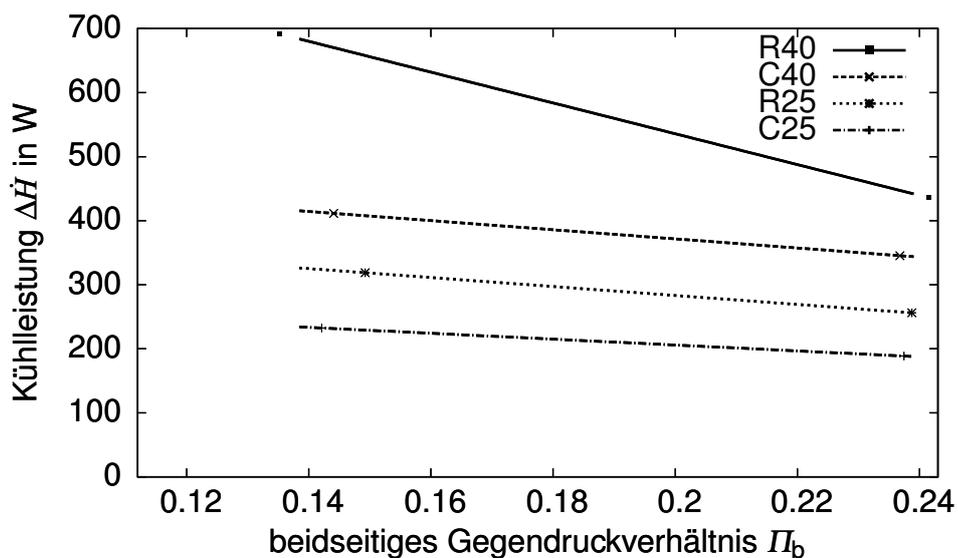


Abbildung 5.30: Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei konstanter beidseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar

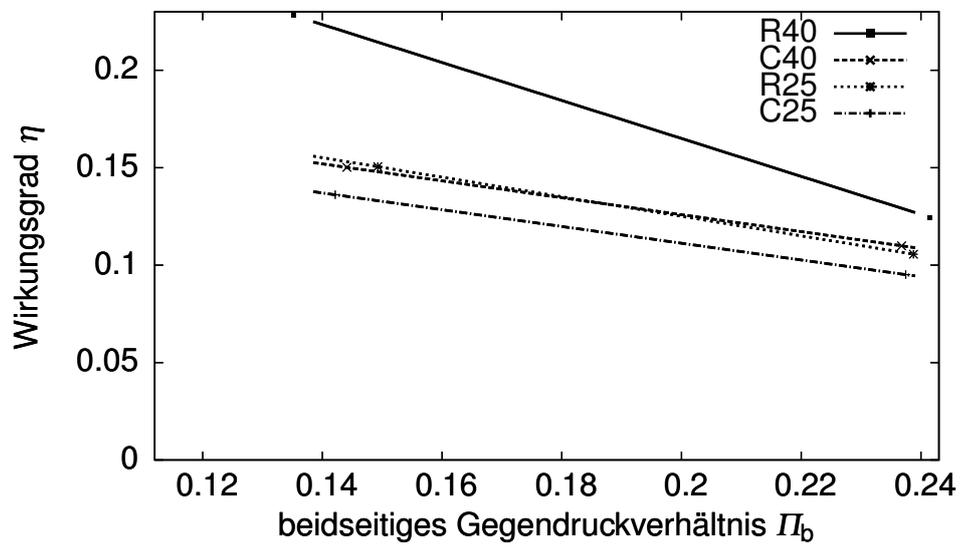


Abbildung 5.31: Wirkungsgrad η bei konstanter beidseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar

6 Zusammenfassung und Diskussion

In dieser Arbeit wird ein kommerziell erhältliches Wirbelrohr hinsichtlich seines Betriebsverhaltens bei verschiedenen Eingangs- und Gegendrücken untersucht. Hierbei wird unterschieden zwischen kaltseitigem und beidseitigem Gegendruck, der über Absperrventile an den Wirbelrohrausgängen eingestellt wird. Das Wirbelrohr besitzt verschiedene Generatoren, die je nach Anwendungsfall ausgetauscht werden können und für unterschiedliche Temperaturseparationen und Massenstromdurchflüsse sorgen. Ebenfalls variieren lassen sich diese zwei Größen über eine Schraube am Heißausgang, welche die Massenstromaufteilung reguliert. Für die Berechnung von Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ und Wirkungsgrad η werden die Temperaturabsenkung ΔT , der kaltseitige Ausgangsmassenstrom \dot{m}_{kalt} und der eingehende Gesamtmassenstrom gemessen. Folgende Einstellungen bilden die Messkampagne:

- Variation des Gegendruckes bei verschiedenen konstanten Eingangsdrücken und konstantem Generator
- Variation des Gegendruckes bei verschiedenen Generatoren und konstantem Eingangsdruck von $p_{\text{ein}} = 8,4 \text{ bar}$
- Variation des Eingangsdruckes bei verschiedenen Generatoren und konstantem Gegendruck von $p_{\text{gegen}} = 1,2 \text{ bar}$
- Variation der Gegendruckes bei verschiedenen Schraubenstellungen, konstantem Generator und verschiedenen konstanten Eingangsdrücken
- Variation des Gegendruckes bei verschiedenen Generatoren und konstantem Verhältnis zum Eingangsdruck von $\Pi = 0,2$
- Variation des Gegendruckes bei verschiedenen Generatoren und konstanter Differenz zum Eingangsdruck von $\Delta p = 6,4 \text{ bar}$

Bei kaltseitigem Gegendruck sinken die kaltseitigen Temperaturabsenkung ΔT und der Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} jeweils ab. Bei beidseitigem Gegendruck sinken die beiden Messgrößen bei kleinen Gegendrücken zunächst stärker ab als bei dem kaltseitigen Gegendruck, aber ab einem Verhältnis von beidseitigem Gegendruck zu Eingangdruck von etwa $\Pi = 0,4$ fallen die Kurven weniger steil ab, bzw. steigen wie zum Beispiel beim Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} teilweise wieder an. Aufgrund der weiterhin abfallenden Temperaturabsenkungskurven ergibt sich dadurch eine ebenso sinkende Kühlleistung $\Delta\dot{H}$.

Es wurde herausgefunden, dass der kaltseitige Massenstrom \dot{m}_{kalt} einen größeren Einfluss auf die Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ und den Wirkungsgrad η hat, als die Temperaturabsenkung ΔT . Die größte kaltseitige Temperaturabsenkung ΔT beträgt $\Delta T = 57,4 \text{ K}$ (Generator R10). Die größte Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ erreichte Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ beträgt $\Delta\dot{H} = 875 \text{ W}$ (Generator R40) und die der höchste Wirkungsgrad η beträgt $\eta = 48 \%$ (Generator R10). Da die Messung des Gesamtmassenstroms teilweise fehlerhaft ist, kann der Wirkungsgrad η teilweise nicht berechnet werden. Angesichts

der konstanten Druckluftversorgung verliert in der Praxis die Betrachtung des Wirkungsgrades η an Bedeutung.

Bezogen auf die geplante Verwendung des Wirbelrohres im ITS lässt sich der Einsatz des Wirbelrohres empfehlen, da bei einem Gegendruck (sowohl kaltseitig als auch beidseitig) und unter Verwendung des Generators R10 Temperaturen im Bereich von 240 K erreicht wurden. Die Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ liegt im Bereich von $\Delta\dot{H} = 300 \text{ W}$. Wenn eine größere Kühlkapazität angestrebt wird, so steigen allerdings die kaltseitigen Temperaturen etwas an, was nicht erwünscht ist. Daher lässt sich die Kühlkapazität nur über die parallele Verwendung mehrerer Wirbelrohre jeweils mit dem Generator R10 erreichen.

Anhang

A.1 Ergänzungen zur Versuchsvorbereitung

In diesem Teil des Anhangs werden die Berechnung des Wasseranteils in der verwendeten Druckluft und das zur Auswertung des Messdaten geschriebene LabVIEW-Programm präsentiert. Außerdem ist eine Tabelle beigefügt, welche die verschiedenen Generatoren vorstellt.

A.1.1 Berechnung des Wasseranteils in der verwendeten Druckluft

Die Berechnung des Wasseranteils in der verwendeten Druckluft erfolgte mit Maple, siehe Abbildung A.1:

```

> restart:
  with(linalg):
  with(plots):

[ Gegeben Eingang
> T_ein:=293*K:           # grob
  p_ein:= 9*10^5*N/m^2:   # etwa 9 bar
  d_ein:=0.01*m:         # 1 cm Durchmesser
  Massenstrom_ein:=0.05*kg/s: # maximaler Massenstrom ca 50 g/s

[ Berechnungen eingehende Wassermasse

> Phi_ein:=1:           # Luft zu 100 % gesättigt
  p_Dampfdruck:= 0.042467 * 10^5*N/m^2; # bei 30°C, aus VDI-Wärmeatlas
  R_Luft:= 287.058 * N*m/(kg)/K;
  R_Wasserdampf:= 8.314472 * N*m/mol/K / 18.01528/(kg/1000)*mol;
  # allgemeine Gaskonstante durch Molmasse (aus Periodensystem)

                                     p_Dampfdruck :=  $\frac{4246.700000 \text{ N}}{\text{m}^2}$ 
                                     R_Luft :=  $\frac{287.058 \text{ N m}}{\text{kg K}}$ 
                                     R_Wasserdampf :=  $\frac{461.5233291 \text{ N m}}{\text{kg K}}$ 

[ da Phi = 1, gilt
> p_Siededruck:=p_Dampfdruck:
[ Berechnungen eingehende Wassermasse
> Gleichungen:=(Phi_ein = 1/p_Siededruck * p_ein / (1+1/x*R_Luft/R_Wasserdampf) );

                                     Gleichungen :=  $\left\{ 1 = \frac{211.9292627}{1 + \frac{0.6219793928}{x}} \right\}$ 

> Feuchtegrad:= solve(Gleichungen, {x});

                                     Feuchtegrad := {x = 0.002948758199}

-> Wasser für erste Grob-Dimensionierung vernachlässigbar -> Luft als perfektes Gas

```

Abbildung A.1: Berechnung des Wasseranteils in der verwendeten Druckluft

A.1.2 LabVIEW-Programme

Das erstellte LabVIEW-Programm lässt sich auf zwei verschiedene Weisen anzeigen, zum Einen gibt es das in Abbildung A.2 gezeigte Editor-Panel, über welches mit vorprogrammierten Code-Elementen das Programm erstellt wurde. Zum Anderen gibt es das in Abbildung A.3 dargestellte Frontpanel, über welches das Programm bedient werden kann. Ferner werden auf dem Frontpanel die aktuell gemessenen Daten angezeigt.

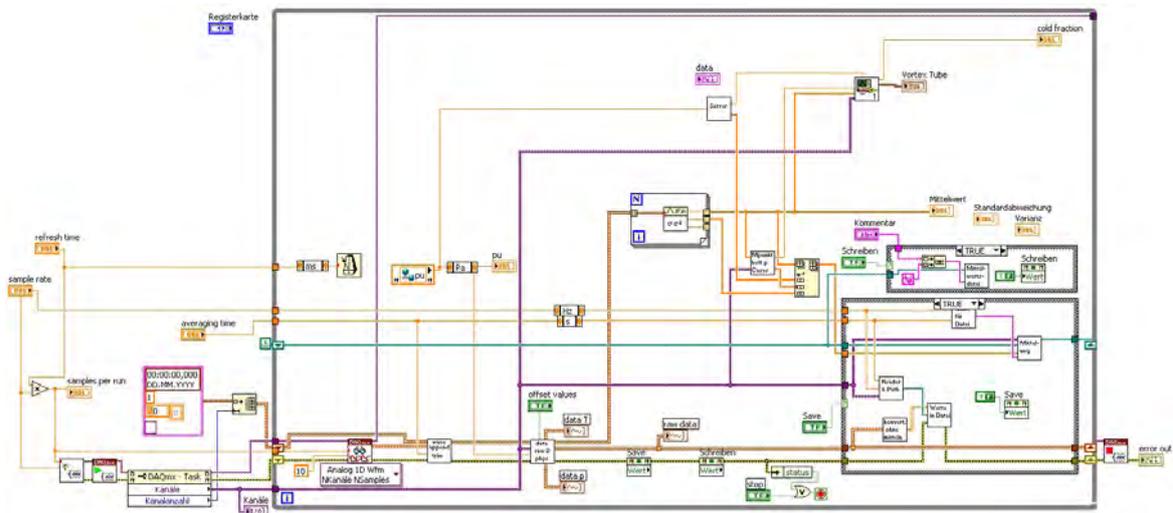


Abbildung A.2: Code-Ansicht

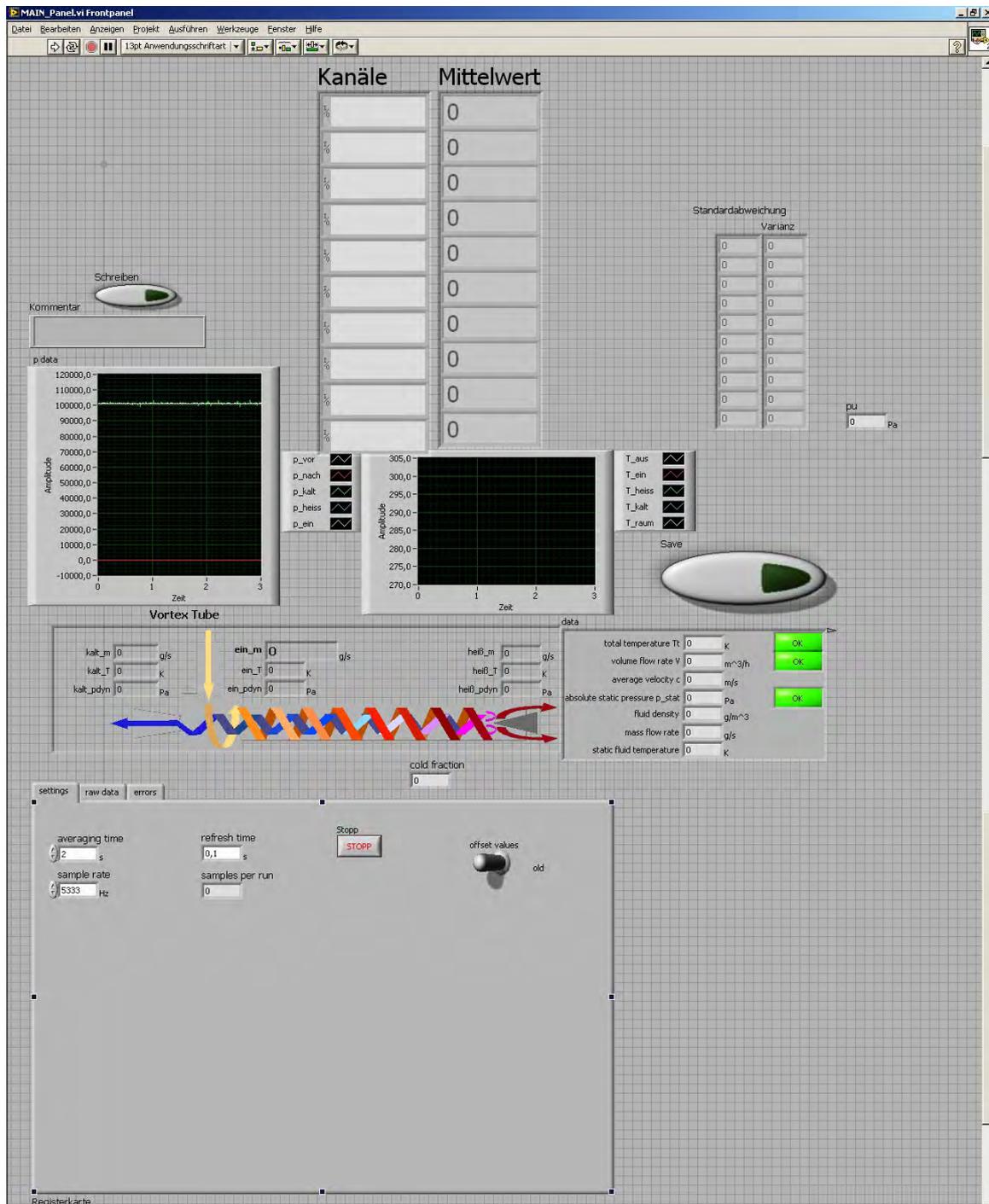


Abbildung A.3: Frontansicht

A.1.3 Fehlerprotokoll zur Ermittlung der Rückkopplung mit Wechselstrom

Tabelle A.1 – Fehlerprotokoll zur Ermittlung der Rückkopplung mit Wechselstrom

Nr.	Untersuchung	Ergebnis
1	andere Abtastraten getestet: 5Hz, 10Hz, 100Hz, 200Hz, 300Hz	keine Änderung, Störungen weiterhin da, weiterhin in gleichen Zeitabständen
2	LabVIEW-Programm neu geschrieben	Programm leistungsfähiger (Rechengrenze war vorher bei ca. 700Hz)
3	Druckaufnehmer $p_{\text{heiß}}$ und p_{kalt} umgestellt	Signale noch schlechter (wirkt sich auf alle anderen auch aus)
4	Teflondruckschläuche verlängert und BNC-Kabel ausgetauscht (verkürzt um Antennen-Wirkung zu reduzieren)	Störung stabilisiert sich
5	Gehäuse um Druckaufnehmer	keine Änderung
6	Monitore aus, benachbarte Geräte ausschalten, Nachbar-Versuchsstände checken, Nachts ausprobieren	keine Änderung
7	Rechner, Switch anders positioniert	keine Auswirkung
8	Voltmeter an alle Druckaufnehmer -> $p_{\text{heiß}}$ und p_{kalt} haben kein stabiles Signal	Verdacht auf defekten Trafo
9	Alles noch angeschlossen und $p_{\text{heiß}}$ und p_{kalt} ausgeschalten	Weiterhin Störung
10	BNC-Kabel und Druckaufnehmer getrennt, aber Druckaufnehmer an	Störung da! -> BNC-Kabel wirken als Antenne für Störung
11	p_{kalt} und $p_{\text{heiß}}$ ausgebaut	Störung immernoch da
12	Alle BNC-Kabel ausgesteckt, auch aus Karte	keine Störung
13	BNC für p_{ein} anschließen und dann Druckaufnehmer, Netzteil für p_{ein} anschließen und anschalten	keine Störung
14	BNC für p_{vor} anschließen und dann Druckaufnehmer, Netzteil für p_{vor} anschließen und anschalten	keine Störung
15	BNC für p_{nach} anschließen und dann Druckaufnehmer, Netzteil für p_{nach} anschließen und anschalten	keine Störung
16	BNC für p_{kalt} und $p_{\text{heiß}}$ anschließen	Zappeln aber keine Störung
17	Druckaufnehmer für p_{kalt} und $p_{\text{heiß}}$ an Netzteil und anschalten, BNC aber noch nicht verbinden	keine Störung

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle A.1 – Fortsetzung von vorheriger Seite

Nr.	Untersuchung	Ergebnis
18	BNC p_{kalt} und $p_{\text{heiß}}$ verbinden	Störung -> Vermutung: BNC-Anschlussstecker defekt!
19	Untersuchung der Druckaufnehmer an anderem Ort in der Halle	funktionieren einwandfrei -> doch externe Störquelle, die so stark ist, dass sie durch Gehäuse durchgeht. Frequenzanalyse der Störsignale liefert, dass die Störfrequenz 50 Hz entspricht. Also genau unserer eingestellten Abtastfrequenz des Versuchstands
20	Suche nach 50Hz-sendenden starken Störquellen	FUND: nicht abgerollte Kabeltrommel mit Wechselstrom neben PC stellt starke magnetische Spule dar, Frequenz des Wechselstroms: 50 Hz
21	Kabeltrommel durch kurzes Verteiler-Kabel ersetzen	Störung noch vorhanden
22	Kabel anders verlegen	Störung noch vorhanden
23	Abtastfrequenz ändern: 5 Hz, 10 Hz, 50 Hz, 100 Hz, 200 Hz, 500 Hz, 1000 Hz, 2000 Hz, 4000 Hz, 5000 Hz	liefern jeweils Störungen, möglicher Grund: Interferenz/Überlagerung mit Wechselstrom-Magnetfeldern im Raum
24	Abtastrate: 10000 Hz, 7000 Hz	Arbeitsspeicher der Karte läuft voll -> Programmabsturz
25	LÖSUNG: bei ca. 6000 Hz sind die Signale weitestgehend störungsfrei, unterliegen aber einem starken Rauschen	Um weitere Interferenzen zu vermeiden wird aus einer Liste der Primzahlen zwischen 5000 und 7000 eine Zahl ausgewählt, die möglichst weit von einem Vielfachen von 50 entfernt liegt.

A.1.4 Übersicht über die Generatoren

Es gibt zwei Baureihen der Generatoren: die R-Generatoren zielen auf eine hohe Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ ab, während die C-Generatoren eine starke Temperaturabsenkung ΔT bewirken. Die meisten Maße der Generatoren sind gleich (siehe Abbildung A.4), lediglich der Innendurchmesser b der entscheidet wie viel Luft in Richtung des Kaltausgangs wandern kann (vergleiche Abbildung 4.6), sowie die Höhe h der Einlaufnasen sind bei den Generatoren verschieden, wie in den Abbildungen A.5 bis A.14 dargestellt.

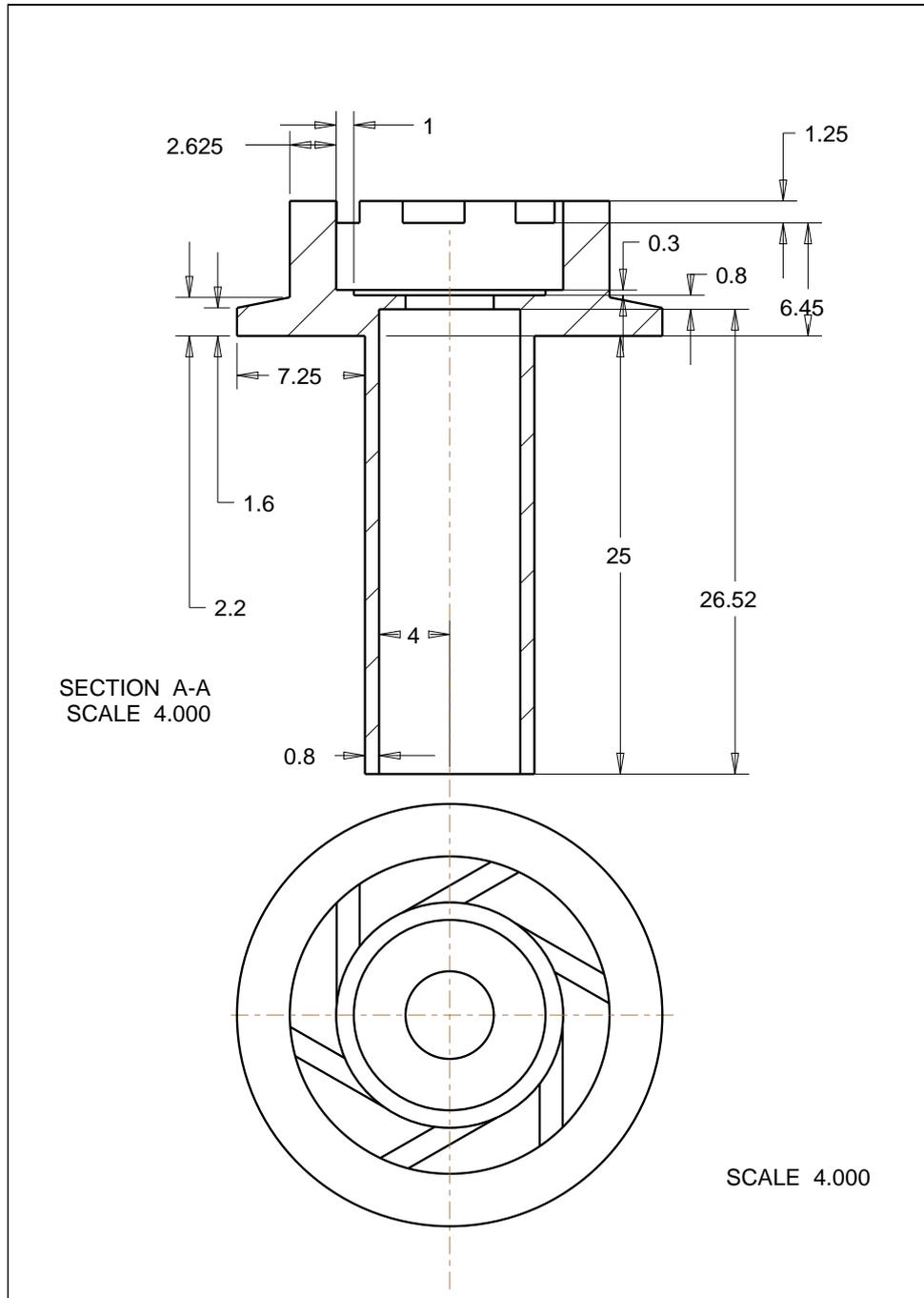
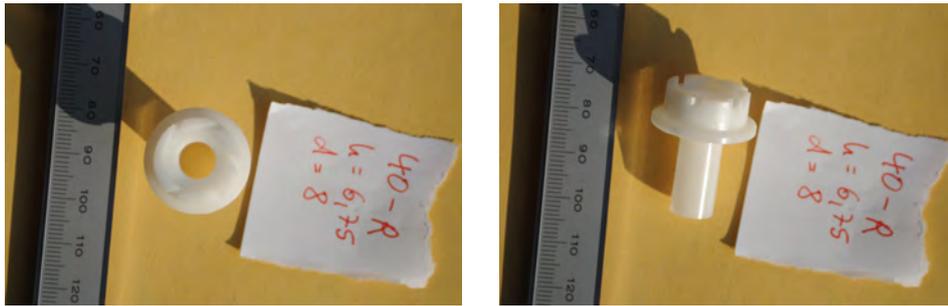
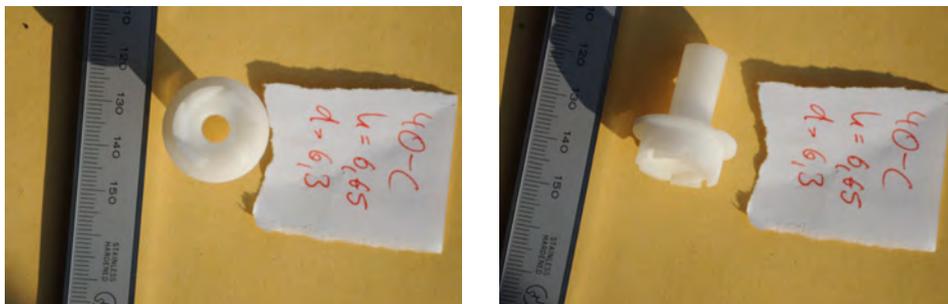
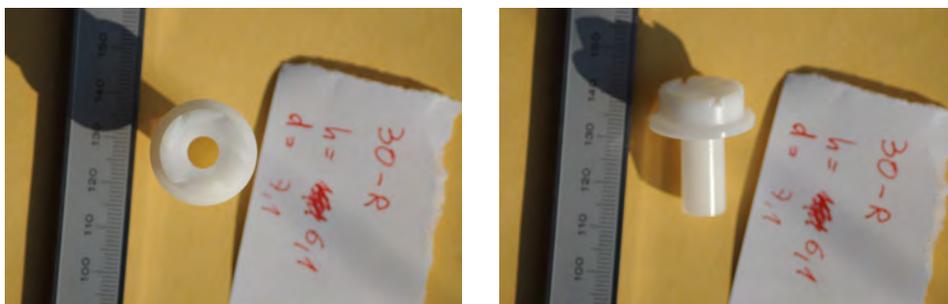
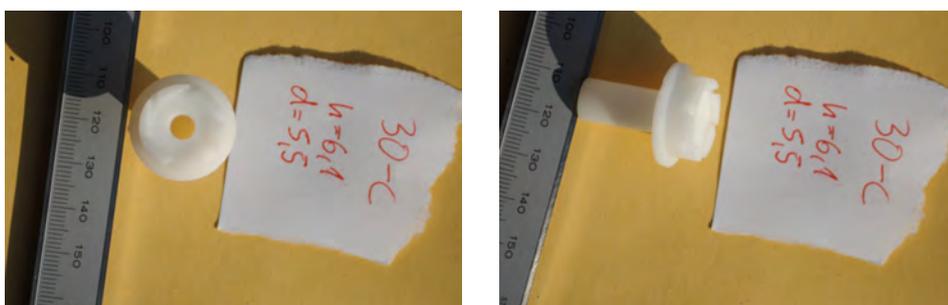
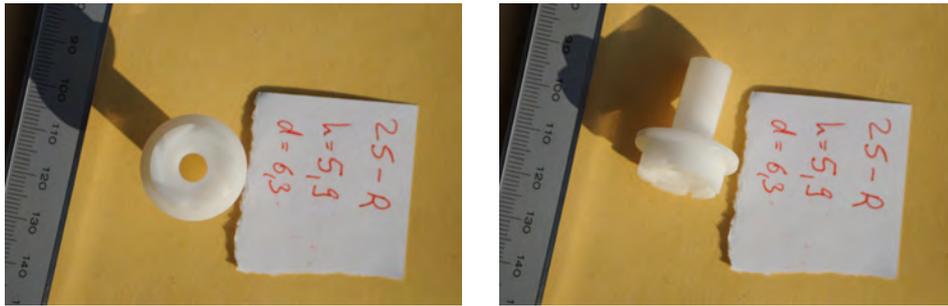
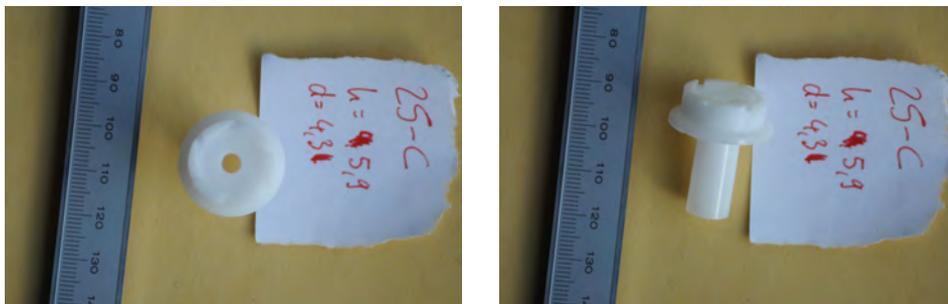
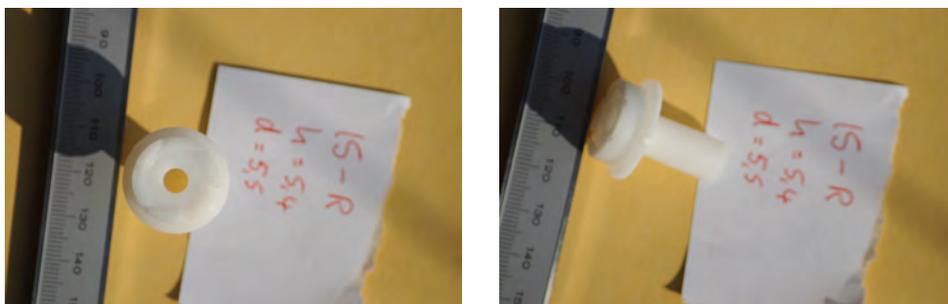
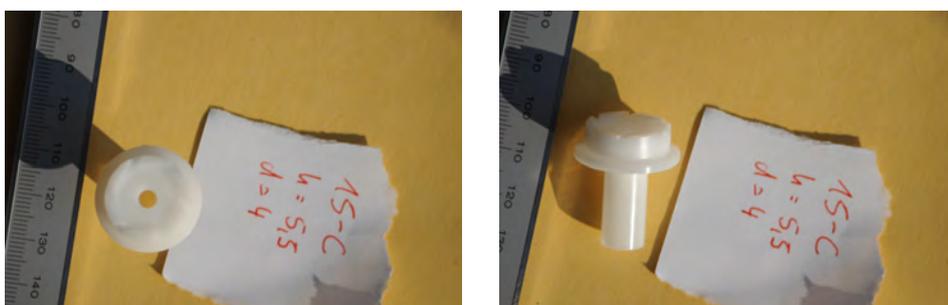
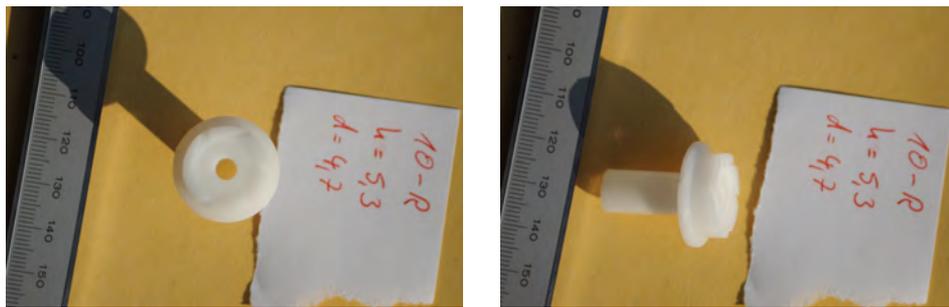


Abbildung A.4: Zeichnung des Generators mit Maßen

Abbildung A.5: Generator R40 mit $d = 8$ mm und $h = 6,75$ mmAbbildung A.6: Generator C40 mit $d = 6,3$ mm und $h = 6,65$ mmAbbildung A.7: Generator R30 mit $d = 7,1$ mm und $h = 6,1$ mmAbbildung A.8: Generator C30 mit $d = 5,5$ mm und $h = 6,1$ mm

Abbildung A.9: Generator R25 mit $d = 6,3$ mm und $h = 5,9$ mmAbbildung A.10: Generator C25 mit $d = 4,3$ mm und $h = 5,9$ mmAbbildung A.11: Generator R15 mit $d = 5,5$ mm und $h = 5,4$ mmAbbildung A.12: Generator C15 mit $d = 4$ mm und $h = 5,5$ mm

Abbildung A.13: Generator R10 mit $d = 4,7$ mm und $h = 5,3$ mmAbbildung A.14: Generator C10 mit $d = 3,5$ mm und $h = 5,2$ mm

A.2 Weitere Diagramme als Ergänzung zu Kapitel 5

In diesem Abschnitt werden die Temperatur-, Kaltmassenstrom- und Wirkungsgradverläufe vorgestellt, die in Kapitel 6 aufgrund gleichem, ähnlichem, oder zu erwartendem Verlauf nicht vorgestellt wurden.

A.2.1 Weitere Betrachtung des Einflusses der Generatoren bei kaltseitigem Gegendruck

Wie erwartet fallen die in Abbildung A.15 dargestellten Temperaturverläufe schwächer ab, als die in Abbildung A.16 dargestellten Verläufe des Kaltmassenstroms \dot{m}_{kalt}

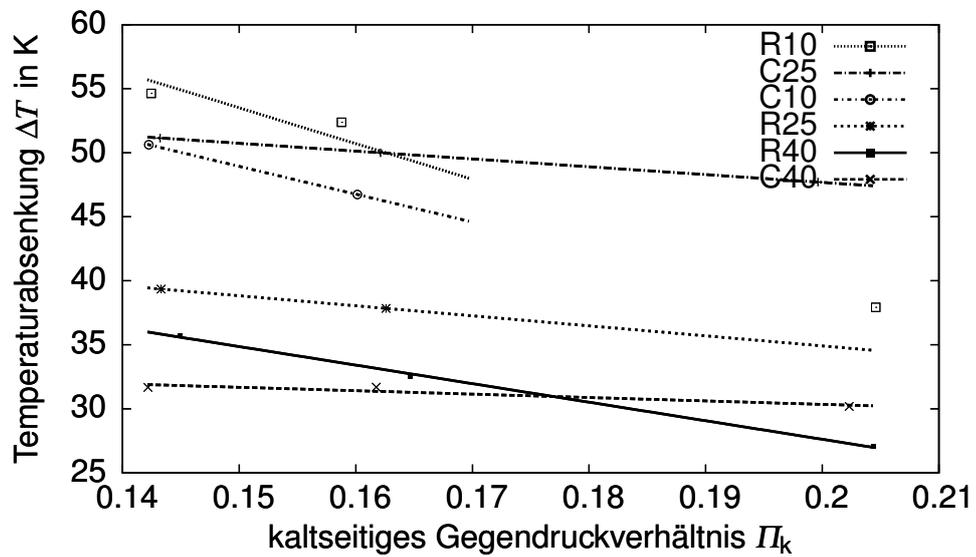


Abbildung A.15: Temperaturabsenkung ΔT bei konstantem kaltseitigem Gegendruck von 1,2 bar

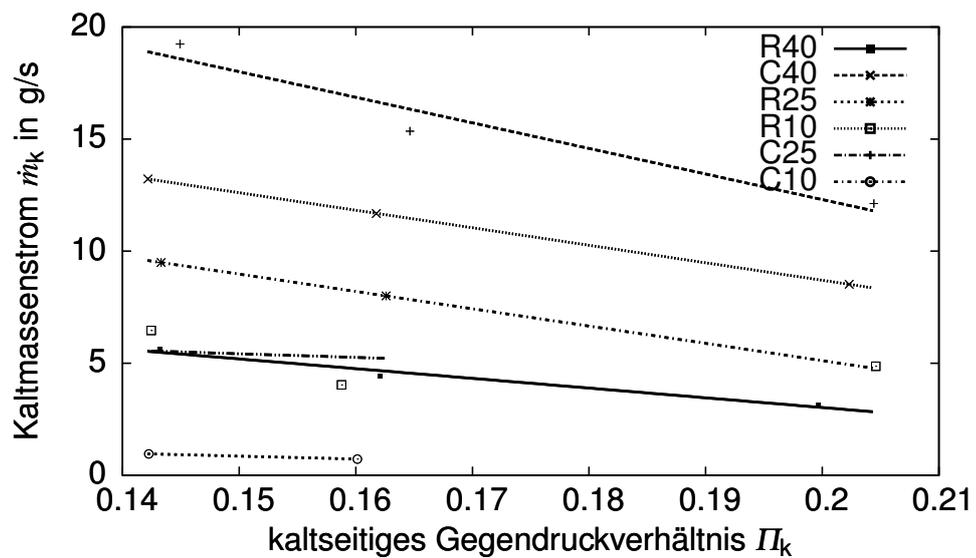


Abbildung A.16: Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei konstantem kaltseitigem Gegendruck von 1,2 bar

A.2.2 Weitere Betrachtung des Einflusses der Schraubenstellung bei kaltseitigem Gegendruck

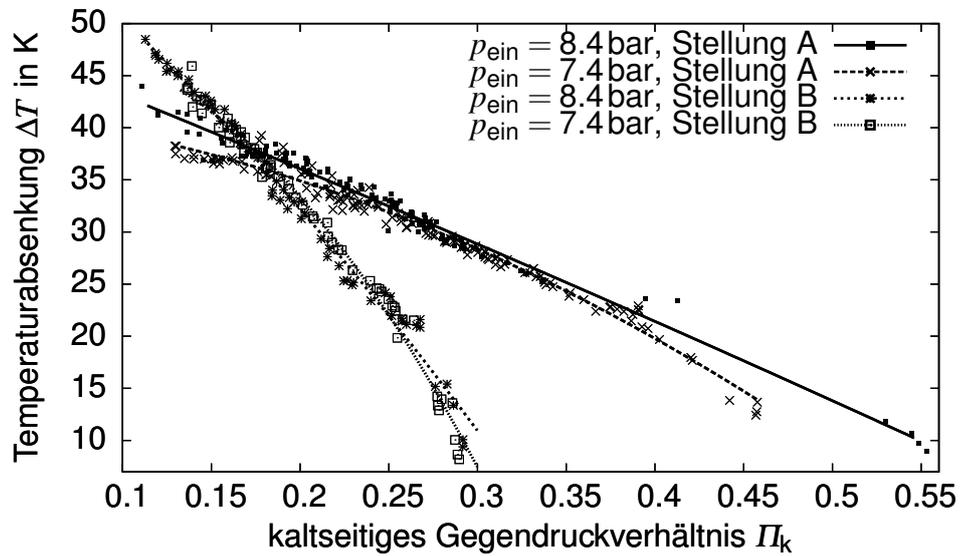


Abbildung A.17: Temperaturabsenkung ΔT bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, kaltseitigem Gegendruck und Generator R25

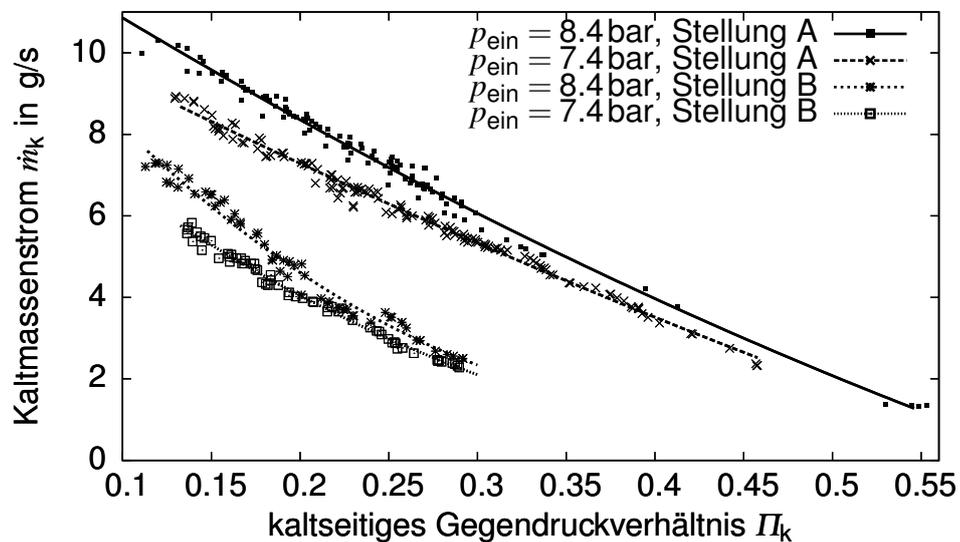


Abbildung A.18: Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, kaltseitigem Gegendruck und Generator R25

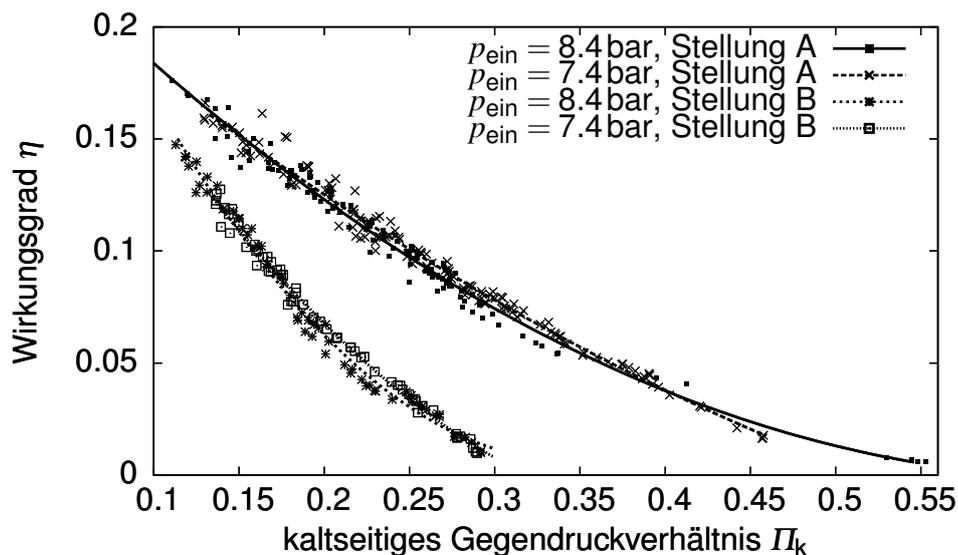


Abbildung A.19: Wirkungsgrad η bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, kaltseitigem Gegendruck und Generator R25

A.2.3 Weitere Betrachtung des Vergleichs zwischen dem Einfluss der kaltseitigen Druckdifferenz zum Eingangsdruck und dem Druckverhältnis von kaltseitigem Gegendruck zum Eingangsdruck

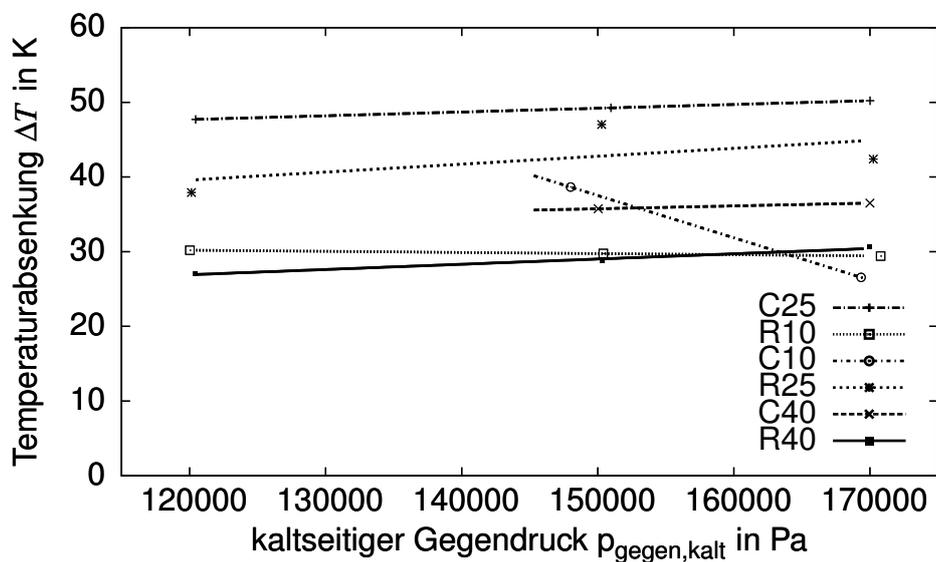


Abbildung A.20: Temperaturseparation bei konstantem kaltseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von $\Pi = 0,2$

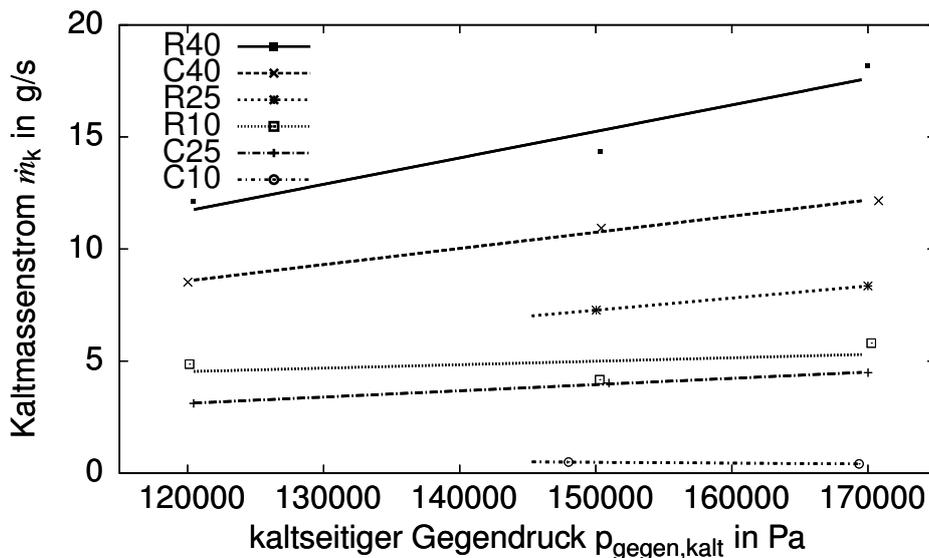


Abbildung A.21: Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei konstantem kaltseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von $\Pi = 0,2$

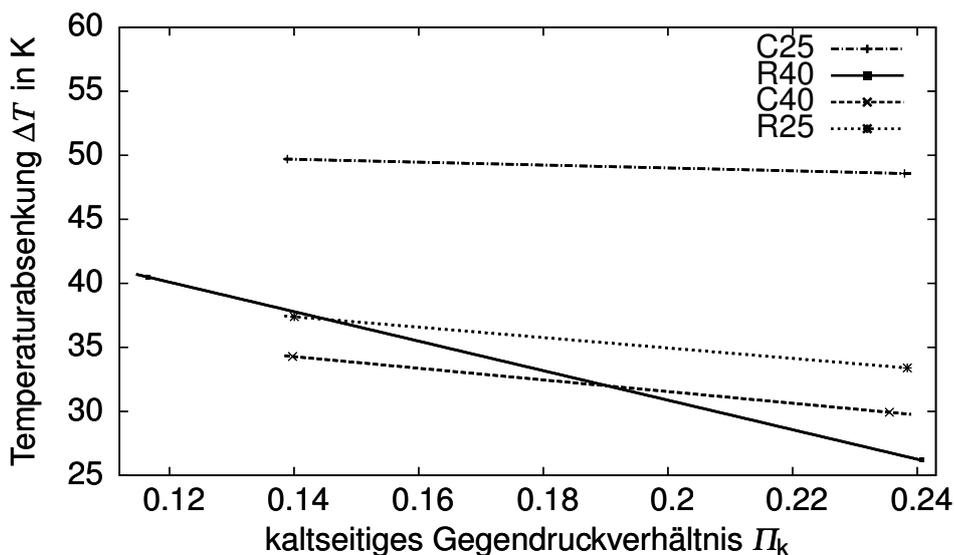
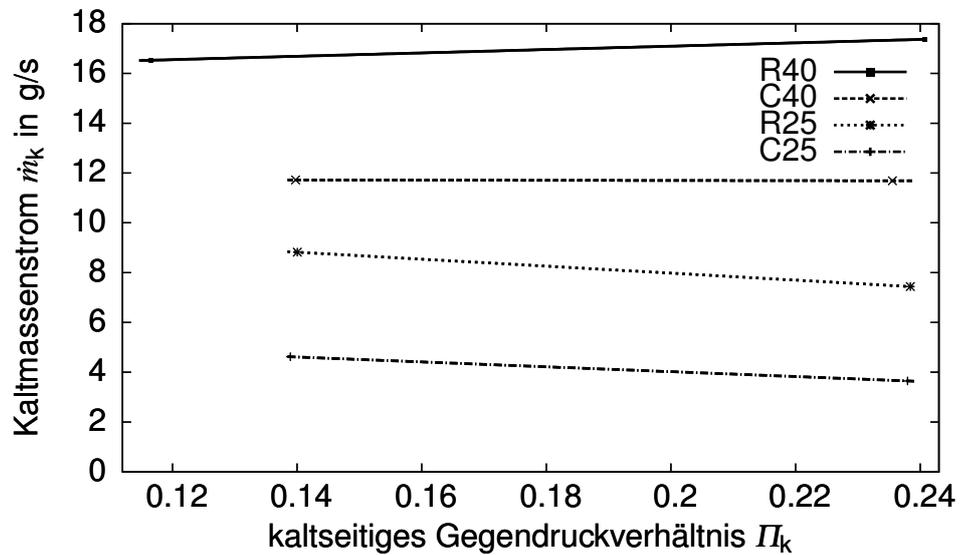
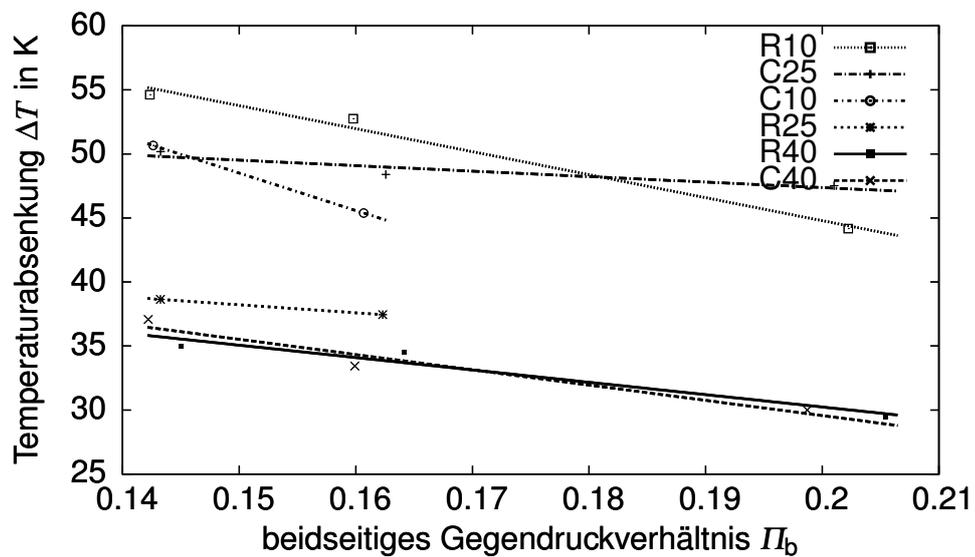
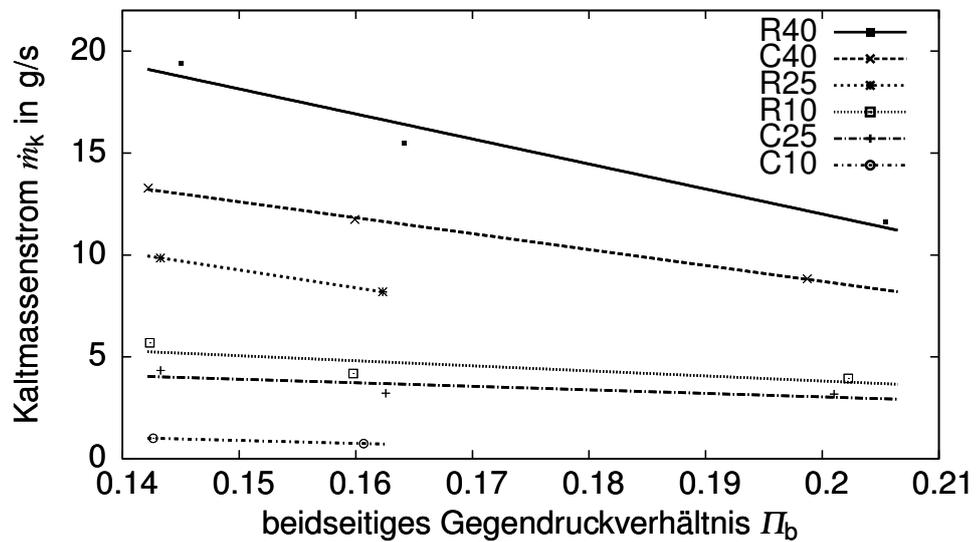
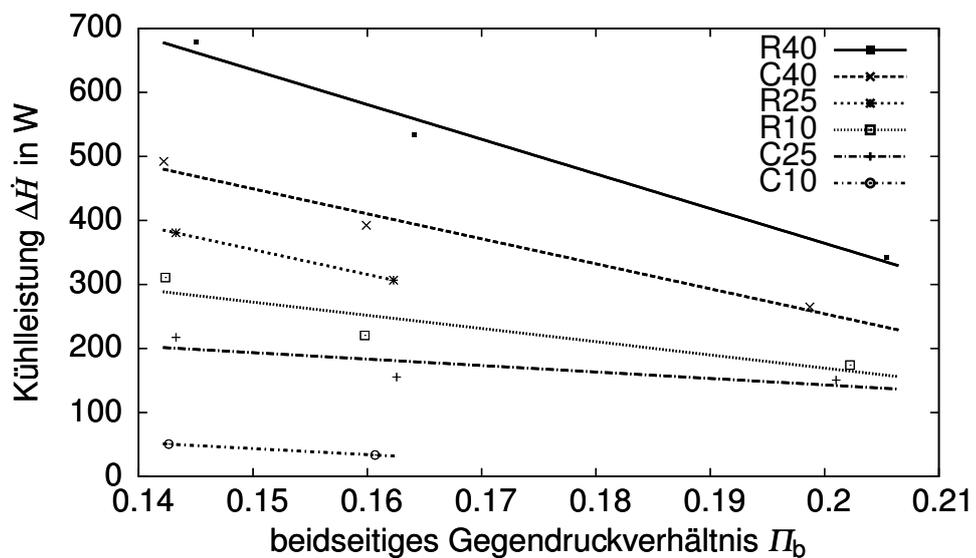
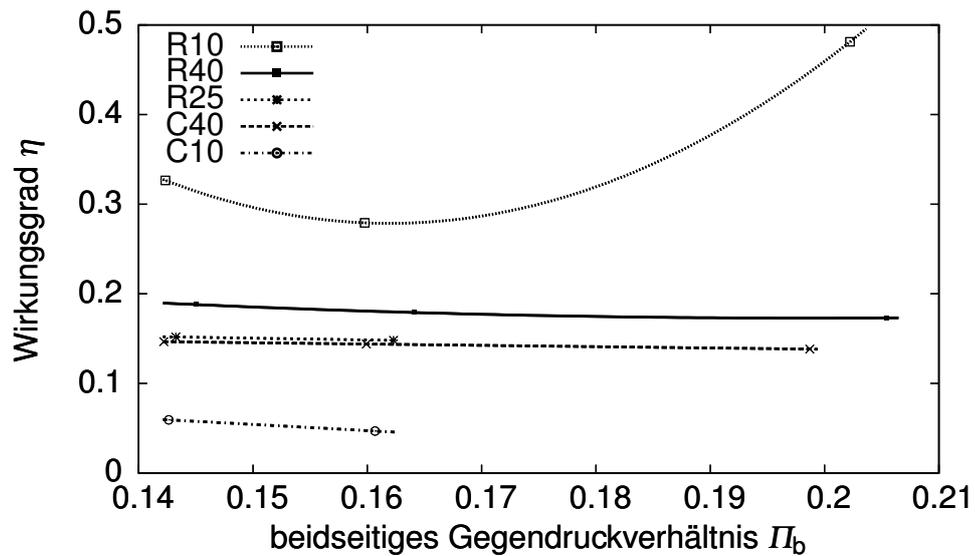


Abbildung A.22: Temperaturabsenkung ΔT bei konstanter kaltseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar

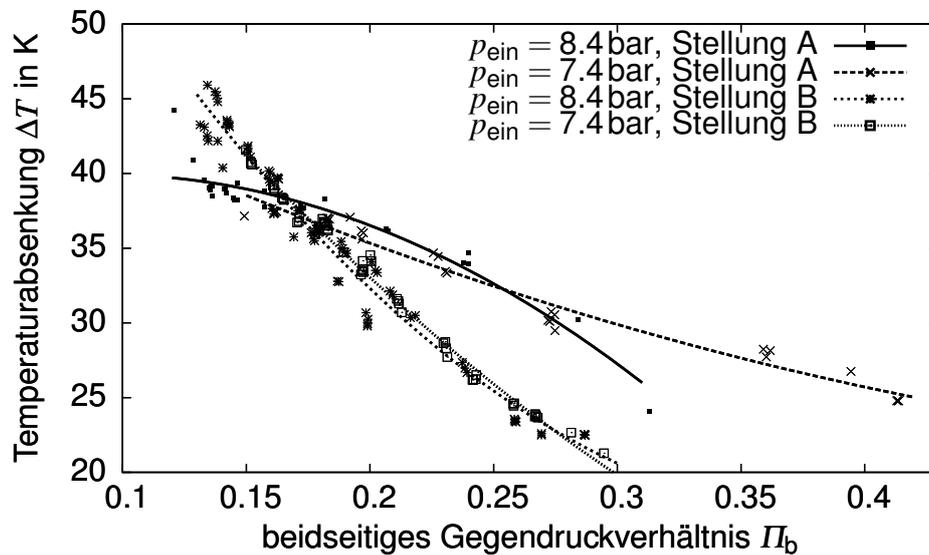
A.2.4 Weitere Betrachtung des Einflusses der Generatoren bei beidseitigem Gegendruck

Abbildung A.23: Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei konstanter kaltseitiger Druckdifferenz von 6,4 barAbbildung A.24: Temperaturabsenkung ΔT bei konstantem beidseitigem Gegendruck von 1,2 bar

Abbildung A.25: Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei konstantem beidseitigem Gegendruck von 1,2barAbbildung A.26: Kühlleistung $\Delta\dot{H}$ bei konstantem beidseitigem Gegendruck von 1,2bar

Abbildung A.27: Wirkungsgrad η bei konstantem beidseitigem Gegendruck von 1,2 bar

A.2.5 Weitere Betrachtung des Einflusses der Schraubenstellung bei beidseitigem Gegendruck

Abbildung A.28: Temperaturabsenkung ΔT bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, beidseitigem Gegendruck und Generator R25

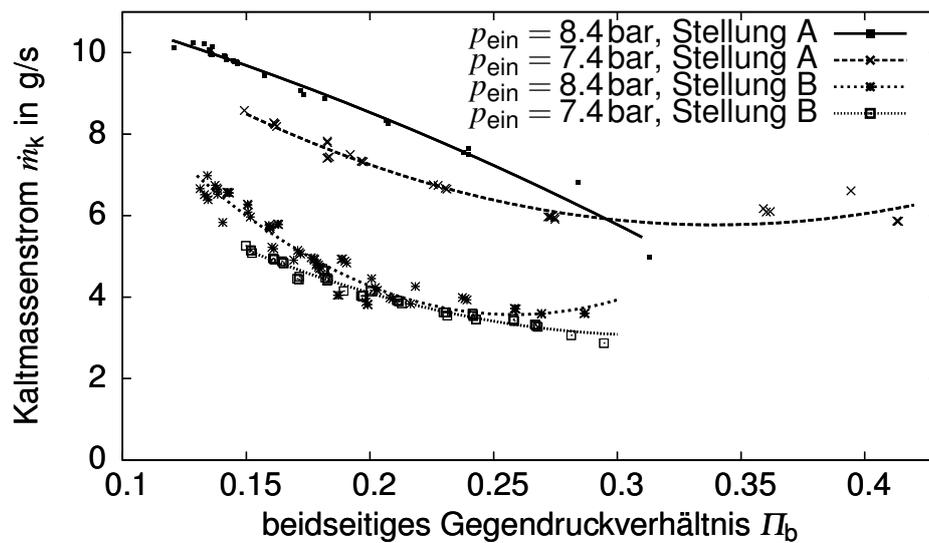


Abbildung A.29: Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, beidseitigem Gegendruck und Generator R25

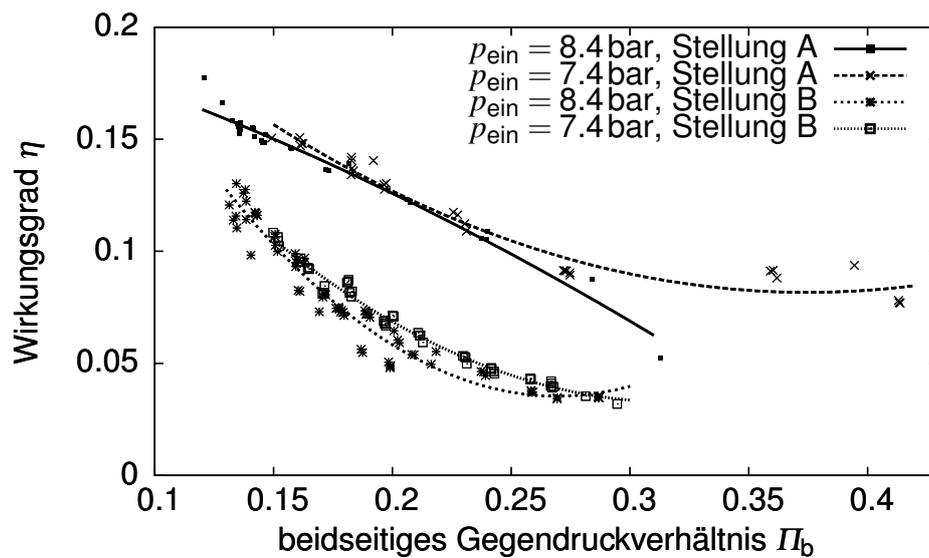


Abbildung A.30: Wirkungsgrad η bei verschiedenen Schraubenstellungen am Heißausgang, beidseitigem Gegendruck und Generator R25

A.2.6 weitere Betrachtung des Einflusses des Eingangsdruckes bei konstantem Druckverhältnis von beidseitigem Gegendruck zum Eingangsdruck

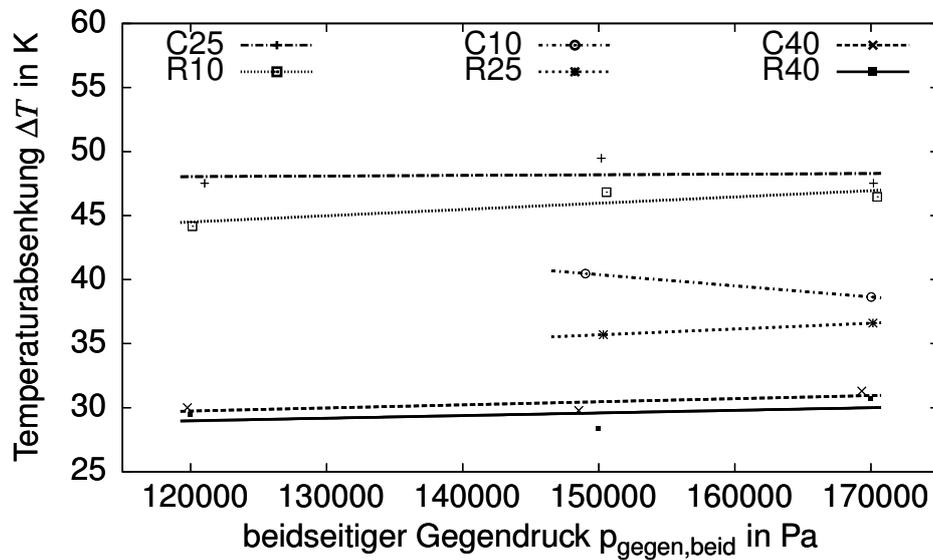


Abbildung A.31: Temperaturabsenkung ΔT bei konstantem beidseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von 0,2

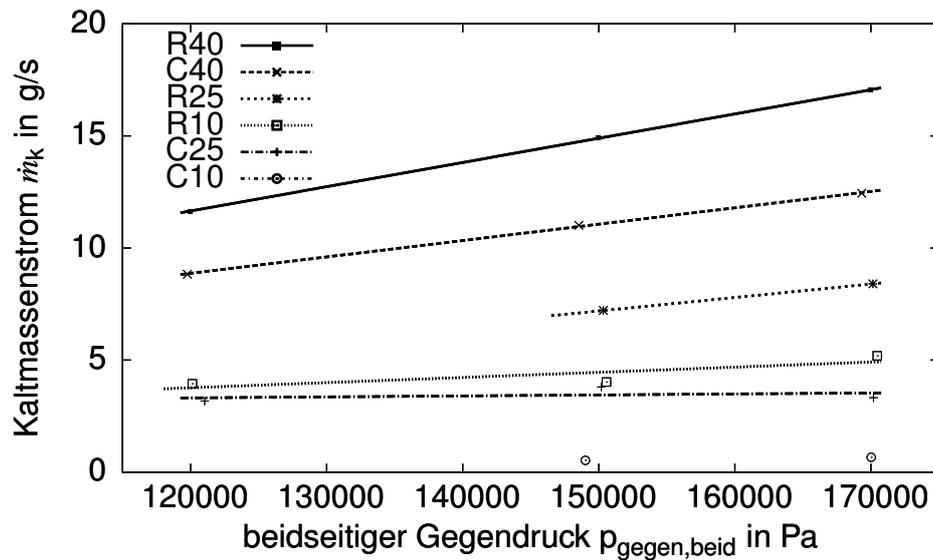


Abbildung A.32: Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei konstantem beidseitigem Gegendruckverhältnis zum Eingangsdruck von 0,2

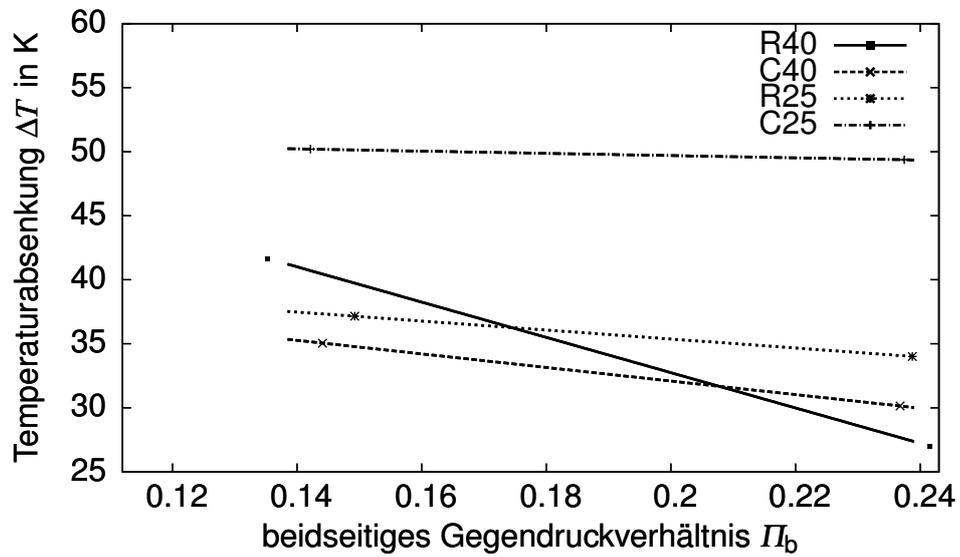


Abbildung A.33: Temperaturabsenkung ΔT bei konstanter beidseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar

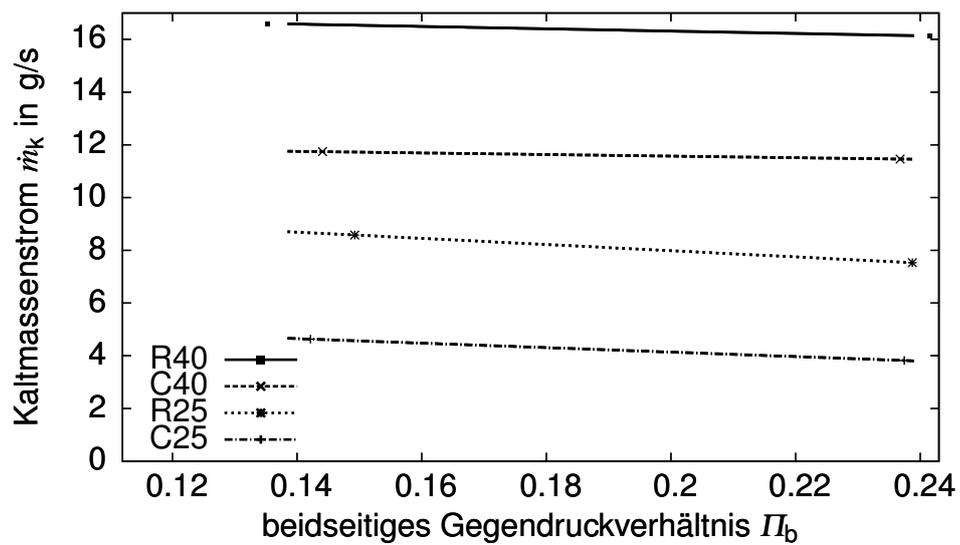


Abbildung A.34: Kaltmassenstrom \dot{m}_{kalt} bei konstanter beidseitiger Druckdifferenz von 6,4 bar

Literaturverzeichnis

- Ahlborn (1994): *Limits of temperature separation in a vortex tube*. IOPScience, Bd. 27, S. 480 – 488.
- Ahlborn (1995): *Low-pressure vortex tubes*. J Phys, Bd. 29, S. 1469 – 1472.
- Ahlborn (1996): *Secondary Flow in a vortex tube*. Fluid Dynamics Research, Bd. 21, S. 73 – 86.
- Ahlborn (1998): *The Heat Pump in a vortex tube*. J Non Equilib. Thermodyn., Bd. 23, S. 159 – 165.
- Ahlborn (2000): *The vortex tube as a classic thermodynamic refrigeration cycle*. J of Applied Physics, Bd. 88, No 6, S. 3645 – 3653.
- Amitani (1983): *A study on temperature separation in a large vortex tube*. Trans JSME, Bd. 12, S. 41 – 58.
- Arbuzov (1997): *Observation of large-scale hydrodynamic structures in a vortex tube and the Ranque effect*. Institute of Thermal Physics, Siberian Branch Novosibirsk, Bd. 23, S. 84 – 90.
- Ardenne, Manfred (1997): *Effekte der Physik und ihre Anwendungen*. Verlag Harri Deutsch.
- Baehr, Hans Dieter (2006): *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer Verlag.
- Baldauf, Stefan (2001): *Filmkühlung thermisch höchstbelasteter Oberflächen: Korrelation thermographischer Messungen*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- Bruno, TJ (1987): *Laboratory Applications of the Vortex Tube*. Journal of Chemical Education, Bd. 64 Number 11, S. 987 – 988.
- Comassar, S. (1951): *The vortex tube*. J Am Soc Naval Eng, Bd. 63, S. 99 – 108.
- Deissler, Perlmutter (1960): *Analysis of the flow and energy separation in a turbulent vortex tube*. Int J Heat Mass Transfer, Bd. 1, S. 173 – 191.
- Eiamsa-ard (2005): *Investigation on the Vortex Thermal Separation in a Vortex Tube Refrigerator*. Science Asia J, Bd. 31(3), S. 215 – 223.
- Eiamsa-ard, Wongcharee, Promvong (2009): *Experimental investigation on energy separation in a counter-flow Ranque-Hilsch vortex tube: Effect of cooling a hot tube*. International Communications in Heat and Mass Transfer, Bd. 37, S. 156 – 162.
- Eiamsa-ard, Pongjet Promvong (2007): *Review of Ranque-Hilsch effects in vortex tubes*. Renewable & Sustainable Energy Reviews, Bd. 12, S. 1822 – 1842.
- Farouk (2007): *Large Eddy Simulation of the flow field and temperature separation in the Ranque-Hilsch vortex tube*. International Journal of Heat and Mass Transfer (Elsevier), Bd. 50, S. 4724 – 4735.

- Farouk (2009): *Simulation of gas species and temperature separation in the counter-flow Ranque-Hilsch vortex tube using the large eddy simulation technique*. International Journal of Heat and Mass Transfer (Elsevier), Bd. 52, S. 3320 – 3333.
- Gao (2005): *Experimental study on a simple Ranque Hilsch vortex tube*. Cryogenics, Bd. 45(3), S. 173 – 183.
- Gierer (1953): *Molekulare Theorie der Mikroreibung*. Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen, Z. Naturforschung, Bd. 8a, S. 532 – 538.
- Herwig, Kautz (2007): *Technische Thermodynamik*. Pearson Studium.
- Kassner (1948): *Friction laws and energy transfer in circular flow*. Techn. ber., Wright-Patterson air force base, Technical report F-TR-2198ND OH.
- Kurosaka (1982): *Ranque-Hilsch effect revisited - Temperature separation traced to orderly spinning waves or 'vortex whistle'*. The Smithsonian/NASA Astrophysics Data System, Bd. 14.
- Lewins, Bejan (1998): *Vortex tube optimization theory*. Energy 24, Bd. 1, S. 931 – 943.
- Marshall (1975): *Effect of operating conditions, physical size and fluid characteristics on the gas separation performance of a linderstrom-lang vortex tube*. International Journal of Heat and Mass Transfer, Bd. 20, S. 227 – 231.
- Merziger (1999): *Repetitorium der höheren Mathematik*. Binomi Verlag.
- Oertel, Böhle, Dohrmann (2009): *Strömungsmechanik*.
- Reynolds (1961): *Energy flows in a vortex tube*. J Appl Math Phys, Bd. XII, S. 343 – 356.
- Riu (2004): *Experimental investigation on dust separation characteristics of a vortex tube*. JSME, Bd. 47, No 1, S. 29 – 36.
- Royce, Rolls (2005): *The jet engine*. Rolls Royce,.
- Saumweber, Christian (2005): *Filmkühlung thermisch hochbelasteter Gasturbinenschaufeln: Möglichkeiten und Grenzen des Einsatzes von Diffusorbohrungen*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- Stripf, Matthias (2007): *Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die transitionale Grenzschicht an Gasturbinenschaufeln: Experimentelle Untersuchungen und Entwicklung eines Berechnungsverfahrens*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- Takahama (1978): *Performance characteristics of energy separation in a steam-operated vortex tube*. International Journal of Engineering Science, Bd. 17, S. 735 – 744.
- Trofimov (2000): *Physical effects in Ranque vortex tubes*. JETP letters, Bd. 72, No 5, S. 249 – 252.

Windisch, Herbert (2008): *Thermodynamik*. Oldenbourg.

Wurm, Benno (Hrsg.) (2009): *A new test facility for investigating the interaction between swirl flow and wall cooling films in combustors*. Institut für Thermische Strömungsmaschinen.

Yunpeng Xue, Maziar Arjomandi (2008): *The effect of vortex angle on the efficiency of the Ranque-Hilsch vortex tube*. *Experimental Thermal and Fluid Science* (elsevier), Bd. 33, S. 54 – 57.