

GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT GÖTTINGEN

Uploaddatum: 03.09.2020

Uploadzeit: 18:45

Dies ist ein von FlexNow automatisch beim Upload generiertes Deckblatt. Es dient dazu, die Arbeit automatisiert der Prüfungsakte zuordnen zu können.

**This is a machine generated frontpage added by FlexNow.
Its purpose is to link your upload to your examination file.**

Matrikelnummer: 11135615





GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT
GÖTTINGEN

Masterarbeit

Einfluss von Rayleigh-Zahl und Versperrungsverhältnis auf die Strömung um einen vertikalen, beheizten Zylinder

Influence of rayleigh number and blockage ratio on the flow around a vertical, heated cylinder

angefertigt von

Stefan Winter

aus Stade

am Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik

Betreuer/in: Dr. Daniel Schmeling

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Martin Rein

Zweitgutachter/in: Prof. Dr. Andreas Dillmann

Zusammenfassung

Das Abklingverhalten der Strömung um einen beheizten, vertikalen Kreiszylinder wurde experimentell unter dem Einfluss zweier dimensionsloser Größen erforscht. Diese Größen sind die Rayleigh-Zahl Ra und das Versperrungsverhältnis Υ . Basis der Untersuchung ist eine lineare Schiene, auf der der Zylinder mit konstanter Geschwindigkeit bewegt werden kann. Dabei wurde die Rayleigh-Zahl in einem Bereich von 0 bis $3,13 \cdot 10^9$ durch eine Variation der Wärmeleistung der Zylinderoberfläche zwischen 0 W und 200 W variiert. Die Fahrstrecke wurde mittels flächigen und zylindrischen Versperrungen verengt. Strömungsgeschwindigkeit u und Temperaturdifferenz ΔT wurden in Bezug auf maximalem Ausschlag und Abklingverhalten charakterisiert. Dabei ließ sich insbesondere eine lineare Abhängigkeit der Abklingzeit von der Rayleigh-Zahl feststellen. Im Gegensatz dazu mindert ein hohes Versperrungsverhältnis die Abklingzeit. Ein Einfluss der Rayleigh-Zahl auf die Extrema der Messgrößen konnte dagegen nicht nachgewiesen werden. Schließlich wurde gezeigt, dass die Ergebnisse für flächige Geometrien auf die komplexen Geometrien eines Dummys bei der Bewegung durch ein Zugabteil übertragbar sind.

Abstract

The decay behaviour of the flow around a vertical, heated cylinder under the influence of two dimensionless numbers was studied experimentally. These numbers are the Rayleigh number Ra and the blocking ratio Υ . Basis of the study is a linear rail on which the cylinder is moved at a constant velocity. The Rayleigh number was varied between 0 and $3.13 \cdot 10^9$ by changing the heating energy output of the cylinder within the range between 0 W and 200 W. A portion of the cylinder's movement plane was narrowed with planar and cylindrical bodies. The maximal flow velocity u and temperature difference ΔT were determined and the decay behaviours were characterised. As a result, the decay time depends linearly on the Rayleigh number. Whereas a higher blocking ratio reduces the decay time. In contrast, no Rayleigh number dependency on the extremes of the measurands could be verified. Finally, it was shown that the results for planar bodies can be applied to the complex geometries of a dummy moving through a train compartment.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Grundgleichungen	5
2.1.1	Potentialströmung	7
2.1.2	Boussinesq-Approximation	7
2.1.3	Dimensionslose Kennzahlen	8
2.2	Grenzschicht	10
2.2.1	Strömungsgrenzschicht	11
2.2.2	Temperaturgrenzschicht	12
2.2.3	Grenzschichtablösung	12
2.3	Zylinderumströmung	13
2.3.1	Laminare, periodische und turbulente Strömungen	13
2.3.2	Kármánsche Wirbelstraße	15
2.4	Konvektion	16
2.4.1	Freie Konvektion an der isothermen Wand	17
2.4.2	Freie Konvektion am isothermen Zylinder	19
2.5	Ziele der Arbeit	21
3	Experimentelle Vorgehensweise	23
3.1	Traversensystem	23
3.2	Versuchsaufbau	25
3.2.1	Bewegter, beheizter Zylinder	25
3.2.2	Versperrungen	25
3.2.3	Komplexe Geometrien	26
3.3	Messtechniken	31
3.4	Durchführung der Messungen	32

4	Ergebnisse	33
4.1	Allgemeines	33
4.1.1	Konvergenz der Messwerte	34
4.1.2	Auswertungsmethodik	37
4.2	Umströmung des frei fahrenden Zylinders	38
4.3	Zylinder mit flächigen Versperrungen	44
4.4	Zylinder mit zylindrischen Versperrungen	50
4.5	Komplexe Geometrien	55
5	Diskussion	61
5.1	Einordnung der Ergebnisse	61
5.1.1	Einfluss der Rayleigh-Zahl	61
5.1.2	Einfluss des Versperrungsverhältnisses	62
5.2	Übertragbarkeit auf komplexe Geometrien	64
5.3	Weiterführende Untersuchungen	66
6	Zusammenfassung	67
	Abbildungsverzeichnis	69
	Tabellenverzeichnis	75
	Literaturverzeichnis	77

Nomenklatur

Dimensionslose Kennzahlen

Kennzahl	Bezeichnung
Ar	Archimedes-Zahl
Gr	Grashof-Zahl
Nu	Nußelt-Zahl
Pe	Péclet-Zahl
Pr	Prandtl-Zahl
Ra	Rayleigh-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
Sr	Strouhal-Zahl

Lateinische Buchstaben

Variable	Bedeutung	Einheit
c_p	isobare spezifische Wärmekapazität	J/(kg·K)
d	Zylinderdurchmesser	m
f	Frequenz	Hz
F	Kraft	N
g	Erdbeschleunigung	m/s ²
h	Wärmeübergangskoeffizient	W/(m ² ·K)
H	Zylinderhöhe	m
l	Abstand der Versperrungen zueinander	m
L	Charakteristische Länge	m
$\hat{n}$	Normalenvektor	
p	Druck	Pa
P	Heizleistung der Zylinderoberfläche	W

Variable	Bedeutung	Einheit
t	Zeit	s
T	Temperatur	K
u	Strömungsgeschwindigkeit	m/s

Griechische Buchstaben

Variable	Bedeutung	Einheit
α	Temperaturleitfähigkeit	m ² /s
β	Thermischer Ausdehnungskoeffizient	1/K
δ	Grenzschichtdicke	m
Δ	Differenz der nachstehenden Größe	
λ	Wärmeleitfähigkeit	W/(m·K)
μ	Dynamische Viskosität	kg/(m·s)
ν	Kinematische Viskosität	m ² /s
ξ	Krümmungsparameter	1
ρ	Dichte	kg/m ³
σ	Fehler/Standardabweichung	wie Index
Υ	Versperrungsverhältnis	1
∇	Differentialoperator Nabla	

Indizes

Index	Bedeutung
i	dimensionsloser Abstand zwischen Zylinder und Versperrung
max	Maximum der Strömungsgeschwindigkeit
T	bezogen auf die Temperatur
u	bezogen auf die Strömungsgeschwindigkeit
x	Komponente des Vektors in x -Richtung
y	Komponente des Vektors in y -Richtung
z	Komponente des Vektors in z -Richtung
∞	Ausgangswert

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
CDV	Cabin Displacement Ventilation
CFD	Computational Fluid Dynamics
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
HLMV	Hatrack integrated Low Momentum Ventilation
NGT-HST	Next Generation Train - High Speed Train

1 Einleitung

Die Interaktion zwischen einem umströmten Körper und dem umgebenden Fluid ist bereits seit Jahrhunderten ein Schwerpunkt von Forschungen. Schon Leonardo da Vinci untersuchte das Strömungsverhalten von Wasser um eine ebene Platte und analysierte die entstehenden Strukturen [1]. Die im Laufe der Zeit erzielten Erkenntnisse in der Analyse von Strömungsphänomenen sind für viele moderne Anwendungsbereiche sowie die effiziente Nutzung von Ressourcen essentiell. So gelang die Entwicklung von Flugzeugen sowie die Verringerung des Strömungswiderstands diverser Fortbewegungsmittel. Die betrachteten Strömungsphänomene reichen dabei über mehrere Größenordnungen von fliegenden Insekten bis hin zu gigantischen Frachtschiffen. Physikalisch beschrieben werden derlei Phänomene durch die Gesetze der Kontinuumsmechanik.

Grundlegende Forschungen fokussieren sich auf regelmäßige geometrische Formen. So wurde die Umströmung eines Zylinders schon weitreichend erforscht. Eines der vielleicht bekanntesten Phänomene dabei ist die Kármánsche Wirbelstraße, eine periodische Wirbelablösung, welche ihr Namensgeber Theodore von Kármán Anfang der 1910er Jahre beschrieb [2]. Eine sehr ausführliche Beschreibung dieses Strömungsverhaltens liefert C. H. K. Williams in *Vortex Dynamics in the Cylinder Wake* [3], der darin diverse Ergebnisse aus dem Zeitraum zwischen 1972 und 1996 bezüglich der wirbelartigen Strukturen der Nachlaufströmung eines Zylinders zusammenfasst. Hauptaugenmerk liegt dabei auf Entstehung und Zerfall der Wirbel in der Nachlaufströmung. Dazu werden sowohl zwei- als auch dreidimensionale Visualisierungen der Wirbel genutzt und der Wirbelzerfall analysiert. Außerdem wird die kritische Reynolds-Zahl diskutiert, bei der die Wirbelformation einsetzt und Vergleiche mit numerischen Simulationen gezogen.

Eine wichtige Einflussgröße innerhalb der Strömungsmechanik unter Einfluss der Gravitation ist die Temperatur. Einige Fluideigenschaften wie Viskosität und Dichte verändern sich mit der Temperatur. Ein Dichteunterschied innerhalb des Fluids, welcher auch schon bei geringen Temperaturunterschieden auftreten, kann eine Strö-

mung induzieren. Dieser Mechanismus wird als thermische Konvektion bezeichnet. Ein konstant erhitztes Objekt kann demnach durch die an das umgebende Fluid abgegebene Wärme eine solche konvektive Strömung verursachen. Für den Fall eines Zylinders hängt die Form der Strömung von dessen Lage im Schwerfeld ab. Die Eigenschaften der konvektiven Strömung entlang eines vertikalen Zylinders werden unter Anderem von U. Müller und P. Ehrhard [4] theoretisch beschrieben. Diese ähnelt der einer beheizten vertikalen Platte und geht für einen großen Zylinderradius in diesen über.

Die Kombination dieser konvektiven Strömung entlang eines beheizten Zylinders mit einer laminaren Anströmung quer zu dieser wurde unter Anderem von J. C. Lecordier et al. [5] für einen horizontalen und von E. Achenbach [6] und H. Peller et al. [7] einen vertikalen Zylinder experimentell für verschiedene Reynolds-Zahlen untersucht. Aus ihren Ergebnissen folgerten J. C. Lecordier et al., dass die durch die Wärmezufuhr bedingte Erhöhung der dynamischen Viskosität des umgebenden Fluids zu einer Veränderung des Ablösepunkts der Strömung führt.

Die Umgebung um das Objekt beeinflusst ebenfalls die Nachlaufströmung. So bilden sich hinter mehreren nebeneinander stehenden Zylindern andere Strukturen als hinter einem einzelnen. Dabei spielt auch das Versperrungsverhältnis, gebildet aus der durch die Zylinder abgedeckten Fläche und der gesamten freien Querschnittsfläche zwischen den seitlichen Aufbauten, eine Rolle. Strömungsphänomene sowie der Wärmetransport bei verschiedenen Konfigurationen dieser Art wurden von M. Hiwada et al. [8–10] experimentell und von E. Buyruk et al. [11] auch numerisch untersucht.

Steht der Zylinder zwischen parallelen Wänden verändert das Versperrungsverhältnis den Ablöswinkel der Strömung am Zylinder. Dabei zeigen die Untersuchungen von W. A. Khan et al. [12], dass sich der Winkel bei steigendem Versperrungsverhältnis verringert.

Auch an den Enden eines Zylinders unterscheidet sich das Strömungsverhalten von dem einer klassischen Zylinderumströmung. Für den Fall eines beschränkten Zylinders, wie für den Fall dass dieser auf dem Boden steht, haben Ozturk et al. [13] die auftretenden Strukturen mittels Particle Image Velocimetry visualisiert.

Die Erkenntnisse in Bezug auf die Zylinderumströmung, wie die Strömungsstrukturen im Nachlauf sowie der Luftwiderstand, sind auch für technische Anwendungen relevant. So induzieren periodische Wirbelablösungen Schwingungen von Gebäuden oder Schornsteinen unter Windeinfluss [14] sowie an Automobilantennen während

der Fahrt. Durch die Analyse der Strömungsstrukturen als Ursache solcher Schwingungen konnten Gegenmaßnahmen wie die Scruton-Wendel entwickelt werden. Die Interaktion der Umströmung mehrerer zylinderförmiger Objekte ist unter Anderem im Bereich der erneuerbaren Energien von Bedeutung. So stellen Windparks eine solche Konfiguration dar, weshalb der Einfluss der Turbinen untereinander auf die Stromproduktion, wie zum Beispiel von J. Bleeg et al. [15], untersucht wird.

In diesem Fall sind die Zylinder natürlich stationär zueinander angeordnet. Speziell im Personenverkehr existiert jedoch auch der Fall, dass sich Passagiere relativ zueinander oder zu den Einbauten bewegen, wenn sie an besetzten oder unbesetzten Sitzreihen vorbei den Gang entlang gehen. Dies ist in Zügen vor allem an Bahnhöfen der Fall, in Flugzeugen aber auch während des Flugs, wenn Passagiere ihre Sitze verlassen oder die Flugbegleiter ihren Aufgaben nachgehen. Zum einen führt die zusätzlich eingebrachte Wärmemenge zu einer lokalen Veränderung des Klimas, worauf die Klimaanlage im optimalen Fall reagieren sollte. Zum anderen induzieren die Personen auf ihrem Weg durch die Kabine eine Strömung, die sowohl Wärme als auch Verunreinigungen und Krankheitserreger in dieser umverteilen kann. Eine Analyse dieser Strömung wurde von S. B. Poussou et al. [16] experimentell als auch mittels CFD durchgeführt. Dabei wurde in einem verkleinerten Modell einer Flugzeugkabine mit halbkreisförmigem Querschnitt ohne Einbauten ein Quader mit Dimensionen von $0,02\text{ m} \times 0,05\text{ m} \times 0,17\text{ m}$ an Stelle der Person genutzt. Weiterführende Experimente von S. Mazumdar et al. [17] zeigen mittels CFD Veränderungen der Strömung bei Verwendung eines Kreiszylinders oder einer personenähnlichen Form und zwischen einer leeren und einer voll bestuhlten und besetzten Flugzeugkabine. Eine ähnliche Untersuchung für einen Krankenhauskorridor unternahm R. Wood [18]. Darin wird durch experimentelle Messungen auch gezeigt, dass die Nachlaufströmung einer Person der eines Zylinders sehr ähnelt.

In den beiden zuletzt genannten Untersuchungen wird jedoch nicht auf die von einer Person eingebrachten Wärme eingegangen. Ein Einfluss dieser auf die induzierte Strömung kann jedoch nicht ausgeschlossen werden. Außerdem zeigen S. Mazumdar et al. [17], dass auch Hindernisse, die eine enge Passage im Raum bilden, massiven Einfluss auf die Strömung haben. Eine Variation der Parameter dieser Hindernisse wie die breite der Passage oder die Form der Hindernisse wurde dabei jedoch nicht umgesetzt.

Eine Weiterführung dieser Forschung kann sich daher auf diese Einflüsse sowie die Kombination dieser beziehen. Deshalb soll im Folgenden deren Einfluss auf die

1 Einleitung

durch einen bewegten und beheizten Zylinder induzierte Strömung experimentell untersucht und quantifiziert werden. Dafür wird ein Zylinder, dessen Oberfläche elektrisch beheizt wird, auf einer Schiene mit konstanter Geschwindigkeit linear bewegt. Der Aufbau ermöglicht es, die Wärmeleistung der Zylinderoberfläche sowie Aufbauten neben der Schiene bezüglich Form und Abstand zu variieren. Mittels kombinierter Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen im Strömungsfeld lässt sich der Einfluss der Wärme und der Aufbauten quantifizieren. Durch die generischen Formen sollen die Ergebnisse die physikalische Grundlage für Untersuchungen von laufenden Passagieren in Fahrzeugkabinen darstellen. Zum Vergleich wird zusätzlich ein lebensgroßes Personenmodell für anwendungsbezogene Messungen in einem Zugabteil mit demselben System untersucht. Erste Ergebnisse wurden bereits im Rahmen der Konferenz *Roomvent & Ventilation 2018* veröffentlicht [19].

2 Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Fluidodynamik und Wärmeübertragung dargelegt. Dazu werden zunächst die nötigen Grundgleichungen und die dimensionslosen Kennzahlen eingeführt. Die Herleitung orientiert sich an den Ausführungen von D. J. Tritton in *Physical Fluid Dynamics* [20] und von W. Polifke und J. Kopitz in *Wärmeübertragung* [21]. Dann folgt eine Einführung in das Thema Grenzschicht, welche zusätzlich den Erklärungen in *Strömungslehre* [22] von H. Schade, E. Kunz, F. Kameier und C. O. Paschereit folgt. Für die Darlegung der Eigenschaften von Konvektionsströmungen wurden *Wärmeübertragung* [21] sowie *Freie Konvektion und Wärmeübertragung* [4] von U. Müller und P. Ehrhard herangezogen.

2.1 Grundgleichungen

Die Dynamik von newtonschen Fluiden wird durch die Navier-Stokes-Gleichung beschrieben, welche auf die Physiker C. Navier und G. G. Stokes zurückgeht, die diese unabhängig voneinander entwickelten. Äquivalent zum zweiten Newtonschen Gesetz der klassischen Mechanik, beschreibt diese in der Kontinuumsmechanik die auf das Fluid mit der Dichte ρ wirkenden Kräfte $\vec{F}_i$ pro Einheitsvolumen. Ausgehend vom zweiten Newtonschen Gesetz, ergibt sich zunächst die folgende Gleichung:

$$\frac{D(\rho\vec{u})}{Dt} = \sum_i \vec{F}_i \quad (2.1)$$

Der Differentialoperator $\frac{D}{Dt}$, welcher auch substantielle Ableitung genannt wird, beschreibt dabei die zeitliche Änderung sowie eine gerichtete räumliche Änderung des volumennormierten Impulses, also des Produkts aus Dichte ρ und Geschwindigkeit u :

$$\frac{D}{Dt} := \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \quad (2.2)$$

Zur Vereinfachung kann angenommen werden, dass die Masse des Fluids erhalten

2 Grundlagen

bleibt. Folglich wird die Kontinuitätsgleichung erfüllt, welche im Allgemeinen über die Dichte ρ des Fluids sowie die Strömungsgeschwindigkeit $\vec{u}$ wie folgt dargestellt wird:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.3)$$

Eine weitere wichtige Annahme ist die Inkompressibilität des Fluids. Diese Annahme ist für Luft bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten bis etwa 30 Prozent der Schallgeschwindigkeit anwendbar [23], so dass im Folgenden die Dichte $\rho = \rho_\infty$ unabhängig von Zeit und Ort konstant ist. Dadurch vereinfacht sich Gleichung 2.1 (wegen $\frac{D\rho}{Dt} = 0$) und aus Gleichung 2.3 folgt direkt die Divergenzfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.4)$$

Für die Beschreibung der Konvektionsströmung im Labormaßstab sind drei Kräfte $\vec{F}_i$ von Relevanz: Die Druckkraft $\vec{F}_p$ durch die auftretenden Druckgradienten ∇p , die Auftriebskraft $\vec{F}_A$, welche von der Temperaturdifferenz ΔT , der Erdbeschleunigung $\vec{g}$ und dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten β abhängt, sowie die der Strömung entgegen wirkende Reibungskraft $\vec{F}_R$ in Abhängigkeit von der dynamischen Viskosität μ bzw. der kinematischen Viskosität $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ und der Strömungsgeschwindigkeit $\vec{u}$ des Fluids. Damit folgt aus Gleichung 2.1 die Navier-Stokes-Gleichung für inkompressible Fluide:

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{1}{\rho_\infty} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{u} - \beta \vec{g} \Delta T \quad (2.5)$$

Dabei handelt es sich um eine inhomogene Differentialgleichung zweiter Ordnung, da der Term der Reibungskraft die zweite Ableitung ∇^2 enthält. Folglich sind für die Lösungsfindung zwei Randbedingungen notwendig. Diese lassen sich in Bezug auf die Oberflächen der festen Objekte beziehen: Zum einen sind diese für das Fluid undurchlässig. Dadurch verschwindet direkt an der Oberfläche (mit dem Einheitsnormalenvektor $\hat{n}$) die Normalenkomponente des Geschwindigkeitsfeldes:

$$\vec{u} \cdot \hat{n} = 0 \quad (2.6)$$

Zum anderen gilt dort die sogenannte Haftbedingung, die besagt, dass die Tangentialkomponente des Geschwindigkeitsfeldes an festen Wänden ebenfalls verschwindet:

$$\vec{u} \times \hat{n} = 0 \quad (2.7)$$

Durch diese Bedingung ist die Bildung einer sogenannten Grenzschicht notwendig, welche in Kapitel 2.2 näher erläutert wird.

2.1.1 Potentialströmung

Wegen des teils großen Aufwands Lösungen der Navier-Stokes-Gleichung zu finden, können weitere vereinfachende Annahmen gemacht werden. Neben der außerhalb von konvektiven Strömungen üblichen Bedingung konstanter Temperatur wird auch die Reibung innerhalb des Fluids häufig vernachlässigt. Kann die Strömung zusätzlich als rotationsfrei ($\nabla \times \vec{u} = 0$) angenommen werden, so ergibt sich die sogenannte Potentialströmung, bei der die Strömungsgeschwindigkeit als Gradient eines Potentials Φ ergibt:

$$\nabla \Phi = \vec{u} \quad (2.8)$$

Wegen der Divergenzfreiheit der inkompressiblen Strömung (Gleichung 2.4) erfüllt dieses Potential die Laplace-Gleichung:

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (2.9)$$

2.1.2 Boussinesq-Approximation

Die Annahme einer konstanten Dichte steht jedoch im Widerspruch zu dem Mechanismus thermischer Konvektion, für den temperaturbedingte Dichteunterschiede essentiell sind. Aufgrund der hohen Komplexität, die bei der Beschreibung eines Systems mit Temperaturunterschieden auftritt, wird üblicherweise die Boussinesq-Approximation angewandt. Diese beinhaltet die Annahme, dass die auftretenden Temperaturunterschiede so gering sind, dass der resultierende Dichteunterschied zwar im Auftriebsterm zu beachten ist, für andere Terme sowie für die Stoffeigenschaften wie die kinematische Viskosität jedoch vernachlässigt werden kann. Dadurch behalten die in Kapitel 2.1 hergeleiteten Gleichungen ihre Gültigkeit.

Die temperaturabhängige Änderung der Dichte ρ wird durch den thermischen Ausdehnungskoeffizienten β beschrieben. Bei geringen Temperaturunterschieden genügt dessen linearisierte Form:

$$\beta \equiv -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \approx \frac{1}{\rho} \left(\frac{\rho_\infty - \rho}{T - T_\infty} \right) \quad (2.10)$$

2.1.3 Dimensionslose Kennzahlen

Für die Charakterisierung von Strömungszuständen ist ein Vergleich eines Satzes dimensionsloser Kombinationen physikalischer Größen üblich. Diese unter Anderem nach Physikern benannten Kennzahlen werden über physikalische Konstanten des Fluids und des umströmten Objekts gebildet. Mögliche Interpretation der Kennzahlen sind Verhältnisse verschiedener Kräfte.

Die Anzahl der für die Beschreibung des Systems notwendigen Kennzahlen zeigt das Buckingham'sche Pi-Theorem. Dieses besagt, dass k physikalische Einflussgrößen mit r unterschiedliche Grunddimensionen zu $m = k - r$ Kennzahlen zusammengefasst werden können. Zunächst müssen also diese Anzahlen k und r für den folgenden Fall bestimmt werden.

Für die Beschreibung der inkompressiblen Fluidmechanik bei konstanter Temperatur bei der Umströmung eines Körpers sind die vier physikalischen Größen Strömungsgeschwindigkeit u , charakteristische Länge L , Dichte ρ und dynamische Viskosität μ nötig. Diese Größen sind auch im Druck- und Reibungsterm der Navier-Stokes-Gleichung 2.5 zu finden. Durch Temperaturunterschiede im System kommt auch ΔT als Parameter, sowie die temperaturabhängigen Größen Wärmeleitfähigkeit λ , Wärmeübergangskoeffizient h und spezifische Wärmekapazität c_p hinzu. Wegen des Auftriebsterms sind außerdem der thermische Ausdehnungskoeffizient β und die Erdbeschleunigung g notwendig. Diese werden durch Anwendung der Boussinesq-Approximation mit dem Temperaturunterschied ΔT zusammengefasst, da keine der Größen separat voneinander auftreten. Folglich genügen für die Beschreibung der freien Konvektion mit von außen zugeführter Strömung ein Satz von $m = 8 - 4 = 4$ unabhängigen dimensionslosen Kennzahlen Π der Form

$$\Pi = u^{a_1} L^{a_2} \rho^{a_3} \mu^{a_4} \lambda^{a_5} h^{a_6} c_p^{a_7} (\Delta T \beta g)^{a_8} \quad (2.11)$$

mit ganzzahligen Exponenten a_ξ . Im Fall der thermischen Konvektion werden typischerweise die Reynolds-Zahl Re , Prandtl-Zahl Pr , Grashof-Zahl Gr und Nußelt-Zahl Nu als Kennzahlen verwendet. Im Folgenden werden die physikalischen Interpretationen dieser Kennzahlen und den aus Kombinationen dieser gebildeten Péclet- und Archimedes-Zahl kurz dargelegt.

Einer der wichtigsten Ähnlichkeitsparameter in der Fluidmechanik ist die Reynolds-Zahl Re . Sie ist benannt nach Osborne Reynolds, welcher als erstes die Existenz laminarer und turbulenter Strömung zeigte und den Übergang zwischen diesen

erkannte. Dieser geschieht bei einem kritischen Wert des später nach ihm benannten dimensionslosen Parameters. Die Reynolds-Zahl kann als das Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskraft interpretiert werden. Sie ist definiert über die Anströmgeschwindigkeit u_∞ , eine charakteristische Länge L und der kinematischen Viskosität $\nu = \frac{\mu}{\rho}$:

$$\text{Re} = \frac{u_\infty L}{\nu} \quad (2.12)$$

Das Produkt aus Anströmgeschwindigkeit u_∞ und charakteristischer Länge L bildet auch im Verhältnis zur Temperaturleitfähigkeit $\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_p}$, mit der Wärmeleitfähigkeit λ und der isobaren spezifischen Wärmekapazität c_p , eine dimensionslose Kennzahl, nämlich die Péclet-Zahl Pe . Treten innerhalb des Systems Temperaturunterschiede auf, so stellt diese Zahl ein Maß für den Einfluss dieser Unterschiede dar. Sie ist allerdings lediglich das Produkt zweier anderer Kennzahlen, nämlich der bereits eingeführten Reynolds-Zahl Re und der stoffspezifischen Prandtl-Zahl $\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha}$, dem Verhältnis zwischen kinematischer Viskosität ν und Temperaturleitfähigkeit α :

$$\text{Pe} = \text{Re} \cdot \text{Pr} = \frac{u_\infty L}{\alpha} \quad (2.13)$$

Durch Temperaturunterschiede im System entsteht zusätzlich eine Auftriebskraft, die vom Temperaturunterschied ΔT , dem Volumenausdehnungskoeffizient β und der Schwerkraftbeschleunigung g abhängt. Dieser entgegen wirkt die Zähigkeitskraft innerhalb des Fluids. Das Verhältnis dieser Kräfte kann durch die nach Franz Grashof benannte Kennzahl beschrieben werden:

$$\text{Gr} = \frac{g \beta \Delta T L^3}{\nu^2} \quad (2.14)$$

Aus mehreren Kennzahlen lassen sich, dadurch dass sie dimensionslos sind, weitere Kennzahlen entwickeln. Eine dieser Kennzahlen ist die Archimedes-Zahl Ar , welche sich aus Grashof-Zahl und Reynolds-Zahl bildet, wodurch sie unabhängig von der kinematischen Viskosität ν ist:

$$\text{Ar} = \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} = \frac{g \beta \Delta T L^3}{u_\infty^2} \quad (2.15)$$

Eine weitere Kennzahl mit Bezug auf Konvektion ist die Rayleigh-Zahl Ra , welche die Auftriebskraft und die Wärmeleitfähigkeit ins Verhältnis setzt. Sie stellt

außerdem die Kombination der Grashof-Zahl mit der Prandtl-Zahl Pr dar:

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{g \beta \Delta T L^3}{\nu \alpha} \quad (2.16)$$

Zuletzt kann auch der konvektive Enthalpietransport in Relation zur Wärmeleitung durch die Grenzschicht durch eine dimensionslose Kennzahl, die Nußelt-Zahl Nu , ausgedrückt werden. Dabei sind der Wärmeübergangskoeffizient h , die charakteristische Länge L und die Wärmeleitfähigkeit λ die relevanten physikalischen Größen:

$$Nu = \frac{h L}{\lambda} \quad (2.17)$$

All diese Kennzahlen dienen der Charakterisierung der Fluidodynamik eines Systems und der Vergleichbarkeit mit anderen Systemen.

2.2 Grenzschicht

Strömt ein Fluid über eine Oberfläche oder um einen Körper, so wirkt ein Widerstand der Strömung entgegen. Dieser entsteht durch die sogenannte Haftbedingung (vgl. Kapitel 2.1): Direkt an einer (Körper-)Oberfläche ist die Strömungsgeschwindigkeit relativ zu der Oberfläche gleich null; das Fluid muss also abgebremst werden, was den Widerstand erzeugt. Um diesen zu berechnen, kann man die Navier-Stokes-Gleichung lösen um aus dem Geschwindigkeitsfeld die Wandschubspannung zu erhalten, um schließlich über das Oberflächenintegral die Reibungskraft zu erhalten. Dies kann ein überaus komplizierter Prozess sein, da die Navier-Stokes-Gleichung, je nach Randwertproblem, lediglich mit enormem numerischen Aufwand lösbar sein kann.

Eine Lösung dieses Problems für viele praktische Fälle lieferte Ludwig Prandtl bereits im Jahr 1904 mit der Grenzschichttheorie. Dabei wird das Strömungsfeld der Umströmung eines Körpers in zwei Bereiche aufgeteilt: Die dünne (Grenz-)Schicht um den Körper herum sowie der Nachlauf des Körpers beinhaltet eine sogenannte Wirbelströmung. Anders als bei wirbelfreien Strömungen muss hier beachtet werden, dass sich die Zähigkeit des Fluids auf das Geschwindigkeits- und Druckfeld auswirken kann. Diese Schicht wird im Folgenden genauer beschrieben. Das übrige Strömungsfeld, die sogenannte Kernströmung, lässt sich in guter Näherung als wirbelfreie Potentialströmung beschreiben.

2.2.1 Strömungsgrenzschicht

Ausgehend von einem reibungsfreien Fluid wird sich die Strömung um einen Körper nach dem speziellen Thomsonschen Satz¹ wie eine Potentialströmung verhalten. Der entstehende Widerspruch mit der Haftbedingung lässt sich durch Einfügen einer Wirbelschicht direkt an der Wand lösen, die eine sprunghafte Veränderung der Strömungsgeschwindigkeit induziert. Dafür muss die Zirkulation pro Längeneinheit überall mit der Geschwindigkeit der Potentialströmung übereinstimmen. Gemäß des zweiten Helmholtzschen Wirbelsatzes², welcher für reibungsfreie Fluide gilt, bleibt diese Wirbelschicht direkt an der Oberfläche des Körpers.

Die Methodik des Einfügens einer Wirbelschicht erfüllt auch die Bewegungsgleichung für ein newtonsches Fluid. Durch die Reibung innerhalb des Fluids diffundieren die Wirbel jedoch von der Körperoberfläche zu den in der Nähe der Wand strömenden Fluidteilchen, wobei die umgebende Potentialströmung gleichzeitig die Wirbelstärke in Strömungsrichtung abträgt. Es bildet sich also eine wirbelbehaftete Strömungsschicht zwischen der Körperoberfläche und der umgebenden Potentialströmung (Wandgrenzschicht) und ein wirbelbehafteter Nachlauf hinter dem Körper (freie Grenzschicht) aus. Abbildung 2.1 zeigt eine typische Linie konstanter Wirbelstärke.

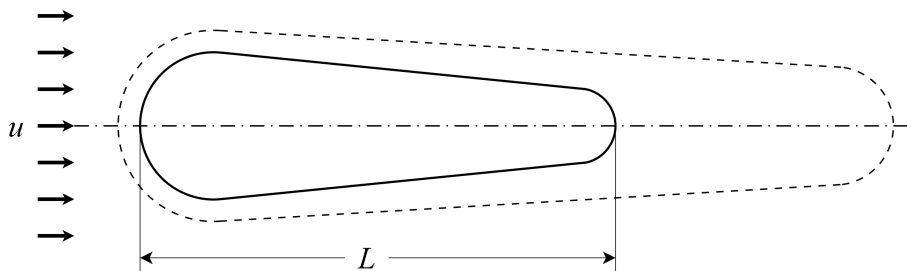


Abb. 2.1: Umströmung eines Körpers mit der Länge L mit der Anströmgeschwindigkeit u . Die gestrichelte Linie bezeichnet gleichermaßen eine Isotherme sowie eine Linie konstanter Wirbelstärke. [22]

Es lässt sich folgern, dass die dimensionslose Grenzschichtdicke $\frac{\delta_u}{L}$ kleiner wird, je größer die charakteristische Länge L oder die Anströmgeschwindigkeit u_∞ ist und größer wird, je größer die Reibung innerhalb des Fluids, also die kinematische Viskosität ν , ist. Folglich ist diese Dicke umso größer, je kleiner die Reynoldszahl

¹ „Die Bewegung eines reibungsfreien, inkompressiblen Fluids in einem äußeren Kraftfeld, dessen Kraftdichte wirbelfrei ist, ist zirkulationserhaltend.“, [22], S.269.

² „Wirbel haften an Materie.“, [22], S.272.

des Systems ist:

$$\frac{\delta_u}{L} = f(\text{Re}) \quad (2.18)$$

Als Folge des Abtragens von Wirbelstärke durch die Strömung muss in der reibungsbehafteten Strömung für den Erhalt der Wandhaftung andauernd Wirbelstärke an der Körperoberfläche erzeugt werden. Dies induziert einen (zusätzlichen) Strömungswiderstand.

2.2.2 Temperaturgrenzschicht

Äquivalent zu der Strömungsgrenzschicht lässt sich eine Temperaturgrenzschicht definieren, welche sich um (angeströmte) Objekte bildet, dessen Oberflächentemperatur T_W durch Heizung konstant höher ist, als die Umgebungstemperatur T_∞ . Durch Wärmeleitung steigt die Temperatur der Fluidteilchen nahe der Oberfläche und die umgebende Strömung schwemmt die aufgeheizten Fluidteilchen stromabwärts. Dementsprechend gleicht eine typische Isotherme qualitativ der Linie konstanter Wirbelstärke, die in Abbildung 2.1 eingetragen ist.

Eine mögliche Definition für die Dicke δ_T dieser Grenzschicht ist der Abstand zwischen der Hinterkante des Körpers und derjenigen Isotherme, bei der sich der Temperaturunterschied zur Anströmung relativ zu der Temperaturdifferenz zwischen Anströmung und Körperoberfläche, auf ein Prozent reduziert hat. Diese, in Relation zur charakteristischen Länge L , ist genauso wie die Strömungsgrenzschicht größer, je geringer die Anströmung u_∞ und die charakteristische Länge L sind. Außerdem nimmt die Größe mit der Temperaturleitfähigkeit $\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_p}$, mit der Wärmeleitfähigkeit λ und der isobaren spezifischen Wärmekapazität c_p , zu. Die Temperaturleitfähigkeit α nimmt im Vergleich zur Strömungsgrenzschicht folglich die Position der kinematischen Viskosität ν ein. Die resultierende Péclet-Zahl Pe verhält sich äquivalent zu der Reynolds-Zahl in Relation zu der Grenzschichtdicke der Strömungsgrenzschicht: Die relative Grenzschichtdicke der Temperaturgrenzschicht $\frac{\delta_T}{L}$ ist umso größer, je kleiner die Péclet-Zahl ist:

$$\frac{\delta_T}{L} = f(\text{Pe}) \quad (2.19)$$

2.2.3 Grenzschichtablösung

Für die Bildung des Nachlaufs (bzw. der freien Grenzschicht) hinter einem angeströmten Objekt muss sich die Strömung aus der Wandgrenzschicht lösen. Die Po-

sition dieses Ablösepunkts hängt dabei unter anderem von der Reynolds-Zahl sowie von der Form des Objekts ab. Grund für die Ablösung ist das Abbremsen der Außenströmung in der Nähe der Körperoberfläche und dem damit gemäß dem Bernoullischen Gesetz verbundenen Druckanstieg. Die Fluidteilchen der Grenzschicht können wegen ihrer geringen kinetischen Energie nur geringfügig in diese Gebiete höheren Drucks eindringen, weshalb sie sich folgerichtig vom Körper ablösen um diesen auszuweichen.

Durch die Grenzschichtablösung kommt es aufgrund des Druckgradienten hinter dem Ablösepunkt in Wandnähe häufig zu einer Strömung entgegen der Außenströmung. Der Ablösepunkt lässt sich folglich als Grenze zwischen der Vor- und Rückströmung definieren. Die genaue Position dieses Punkts lässt sich theoretisch über Integration der Grenzschichtgleichungen entlang der Körperkontur berechnen. Bei diesen handelt es sich um einen Satz von Differentialgleichungen, welcher sich aus den von Prandtl gemachten Annahmen für die Grenzschicht aus der Navier-Stokes-Gleichung (2.5) und der Kontinuitätsgleichung (2.4) ergeben. Im Folgenden werden sie speziell für das jeweilige System separat eingeführt (siehe Kap. 2.4.1).

2.3 Zylinderumströmung

Die Form eines Objektes hat einen essenziellen Einfluss auf die sich ausbildenden Strömungsstrukturen bei dessen Umströmung. Die Eigenheiten der Zylinderumströmung werden seit langem sehr detailliert untersucht. Je nach Quelle sind unwesentlich unterschiedliche Reynolds-Zahlen angegeben. Die hier herangezogene Unterteilung entspricht der im Lehrbuch *Strömungslehre* [22] von Heinz Schade, Ewald Kunz, Frank Kameier und Christian O. Paschereit.

2.3.1 Laminare, periodische und turbulente Strömungen

Das Verhalten von Strömungen lässt sich unter anderem durch die Analyse von Stromlinien charakterisieren. Diese sind eine Schar von Kurven zur Veranschaulichung des Geschwindigkeitsfeldes zu einem festen Zeitpunkt. Die Kurven sind in jedem Punkt tangential zum Geschwindigkeitsvektor der Strömung an diesem Punkt, welche jeweils eindeutig sind. Folglich werden sich Stromlinien nicht schneiden. Die einzig mögliche Ausnahme sind Punkte, an denen die Geschwindigkeit gleich null ist, sogenannte Staupunkte. Um instationäre Strömungen, wie sie auch bei der Zy-

linderumströmung für einige Bereiche der Reynolds-Zahl auftreten, analysieren zu können, reicht ein einzelnes Stromlinienbild im Allgemeinen nicht aus.

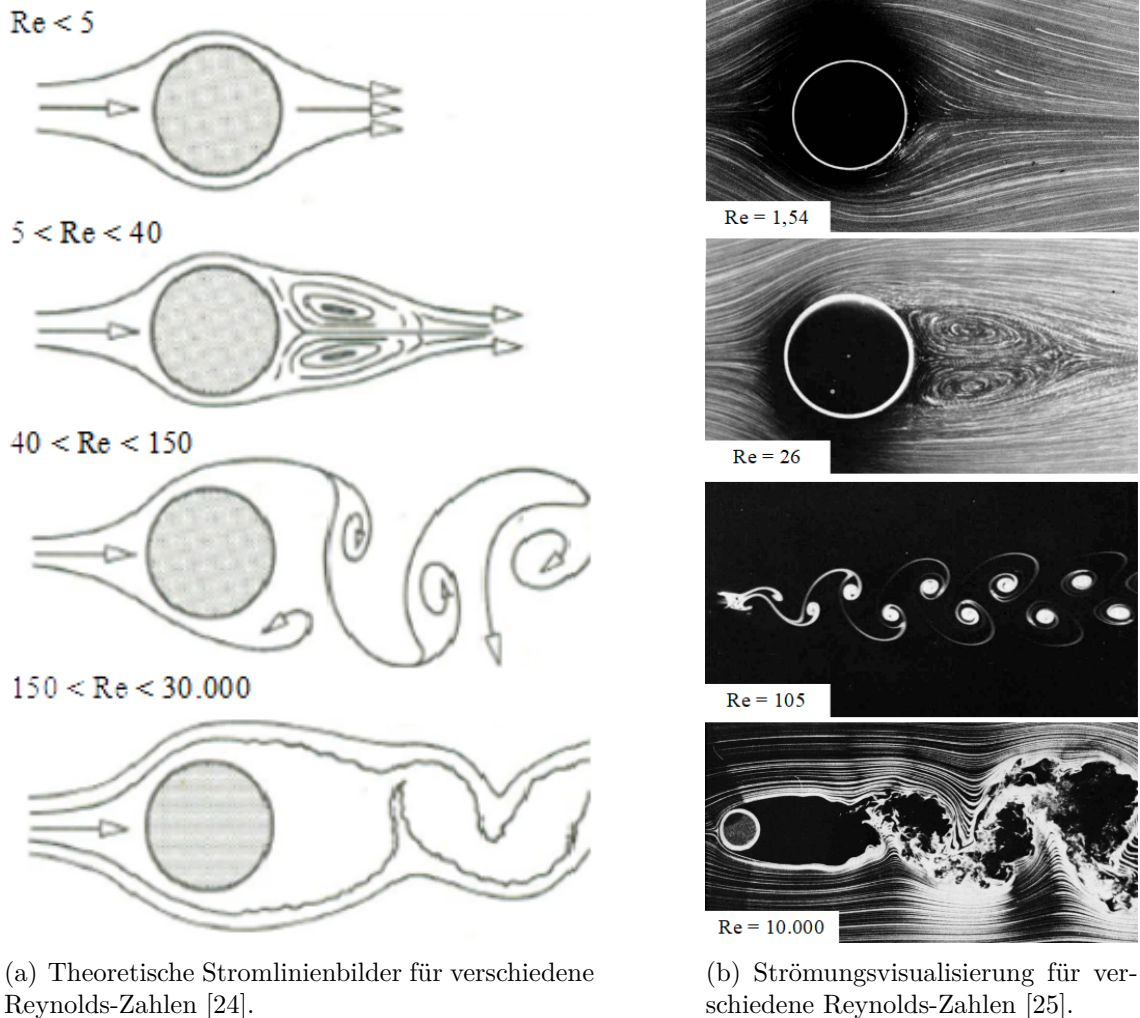


Abb. 2.2: Theoretische und realisierte Strömungszustände bei der Umströmung eines Kreiszylinders in Abhängigkeit der mit dem Zylinderdurchmesser gebildeten Reynolds-Zahl: Laminare Strömung für $Re < 40$ (Spezialfall: Kriechströmung für $Re < 5$), (laminare) Kármánsche Wirbelstraße für $40 < Re < 150$ und turbulente periodische Strömung für $150 < Re < 30.000$.

Die Umströmung eines Kreiszylinders lässt sich, je nach Feinheit der Untersuchungsmethoden, über die Eigenschaften des Stromlinienbildes, in mehrere Klassen unterteilen. Jede Klasse beschreibt die Strömung für ein Intervall der Reynolds-Zahl, die mit dem Durchmesser des Zylinders als charakteristische Länge gebildet wird. Eine bewährte Unterteilung ist zunächst eine Dreiteilung in laminare ($Re < 40$),

periodische ($40 < Re < 150$) und turbulente Strömung ($Re > 150$). Diese Bereiche der Strömung lassen sich jedoch, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, noch feiner klassifizieren.

Die **laminare Strömung**: Das Stromlinienbild ist zu jedem Zeitpunkt identisch, also stationär. Die Stromlinien weisen keine Schwankungen auf, die nicht unmittelbar durch die Randbedingungen begründet werden können. Dies ist bei der Zylinderumströmung im Bereich $Re < 40$ der Fall. Ein Spezialfall der laminaren Strömung tritt für Reynolds-Zahlen kleiner fünf auf. In diesem Bereich verhält sich die Strömung wie eine Potentialströmung.

Die **periodische Strömung**: Zwischen der laminaren und der vollständig turbulenten Strömung existiert ein Zustand der Periodizität; Stromlinien zu einem bestimmten Zeitpunkt gleichen denen zu einem späteren Zeitpunkt. Die regelmäßigen zeitlichen Schwankungen werden nicht unmittelbar durch die Randbedingungen aufgeprägt. Bei der Zylinderumströmung führt dies für Reynolds-Zahlen $40 < Re < 150$ zur sogenannten (laminaren) Kármánschen Wirbelstraße (siehe Kap. 2.3.2).

Die **turbulente Strömung**: Für größere Reynolds-Zahlen $Re > 150$ bleibt die Grenzschicht zumindest bis zum Ablösepunkt laminar, die Wirbelstraße wird jedoch bereits turbulent. Das bedeutet, dass das Geschwindigkeitsfeld unregelmäßig ohne unmittelbaren Einfluss durch die Randbedingungen schwankt, was zu einer ausgeprägten Querdiffusion führt. Mit zunehmender Reynolds-Zahl erhöht sich außerdem die Dreidimensionalität des Nachlaufs der Strömung. Steigt die Reynolds-Zahl über 30.000, gehen sowohl die Grenzschicht bis zum Ablösepunkt, als auch der Nachlauf der Zylinderumströmung ebenfalls in eine turbulente Strömung über.

2.3.2 Kármánsche Wirbelstraße

Durch das Auftreten der Kármánschen Wirbelstraße tritt mit der Wirbelablösefrequenz f auch eine weitere Messgröße im System auf. Wie bei der Einführung der Kennzahlen (Kapitel 2.1.3) beschrieben, ergibt sich durch die zusätzliche Größe ohne neue Dimension eine weitere dimensionslose Kennzahl. Diese sogenannte Strouhal-Zahl Sr wird aus der Wirbelablösefrequenz f , dem Zylinderdurchmesser d und der Anströmgeschwindigkeit u_∞ gebildet:

$$Sr = \frac{f \cdot d}{u_\infty} \quad (2.20)$$

Die Strouhal-Zahl Sr ist jedoch abhängig von der Reynolds-Zahl Re des Systems.

Abbildung 2.3 zeigt diese Abhängigkeit und insbesondere einen nahezu konstanten Bereich für Reynolds-Zahlen $3 \cdot 10^2 < Re < 1,5 \cdot 10^5$, in dem eine turbulente Wirbelstraße in der Nachlaufströmung bei laminarer Grenzschicht auftritt.

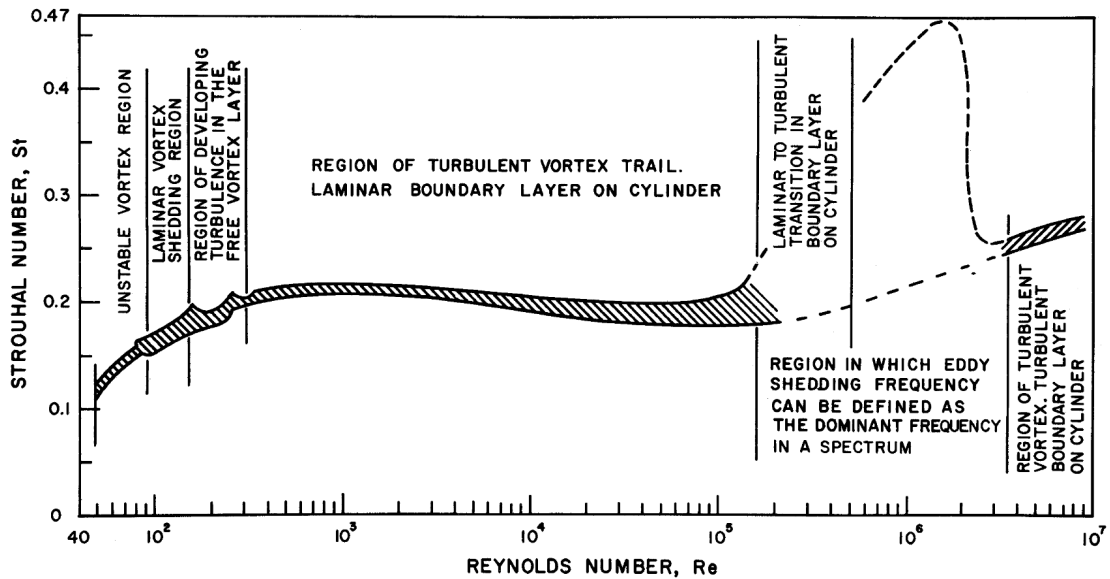


Abb. 2.3: Auftragung der Strouhal-Zahl St gegen die Reynolds-Zahl Re für $40 < Re < 10^7$ mit Beschreibung der strömungsphysikalischen Vorgänge in den jeweiligen Bereichen. [26]

2.4 Konvektion

Unter Konvektion versteht man den „massegebundenen Transport von Masse, Impuls und Energie in strömenden“ ([21], S.29.) Fluiden. Die abströmenden Fluidteilchen nehmen dabei einen bestimmten Anteil der genannten Größen, bzw. der Enthalpie, in Strömungsrichtung mit.

Ein Spezialfall ist dabei die freie Konvektion (neben Zwangskonvektion). Dabei wird die Strömung durch Volumenkräfte innerhalb des Fluids angetrieben. Hinreichend große Temperaturunterschiede (bzw. eine hinreichend große Rayleigh-Zahl) führen zu Dichteunterschieden, aus denen durch das Gravitationsfeld Kräfte resultieren. Die Ausdehnung der konvektiven Strömung hängt von der Menge der eingebrachten thermischen Energie sowie von der Geometrie des Raums ab. Typischerweise ist es das Resultat von Oberflächen mit einer signifikant anderen Temperatur als die des umgebenden Fluids. An diesen Oberflächen bildet sich eine thermische

Grenzschicht (siehe Kap. 2.2) aus. Im Folgenden soll zunächst die isotherme Wand betrachtet werden, um die dabei erhaltenen Erkenntnisse schließlich auf einen vertikalen, isothermen Zylinder zu übertragen.

2.4.1 Freie Konvektion an der isothermen Wand

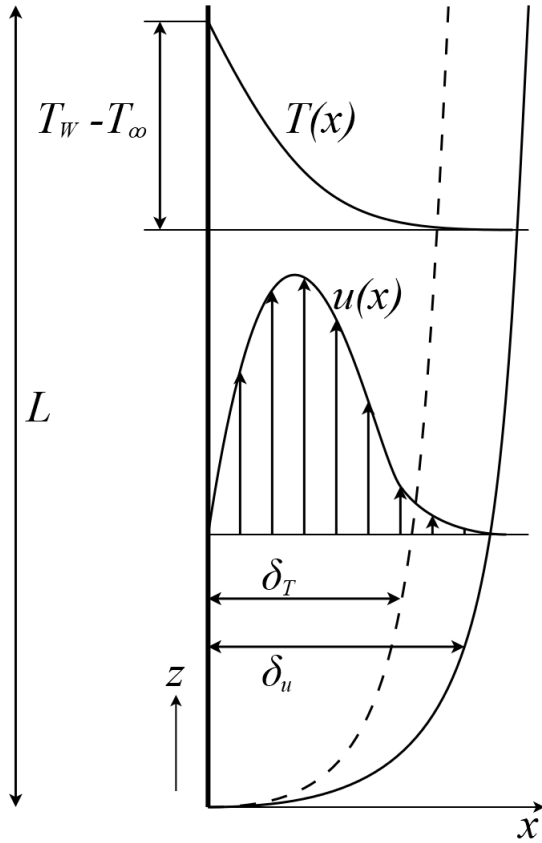
Aus grundlegenden Überlegungen lässt sich bereits die minimale Dicke der Strömungsgrenzschicht abschätzen. Fluidelemente mit geringerer Dichte als die Umgebungsdichte erfahren eine Auftriebskraft. Die resultierende Auftriebsgeschwindigkeit u_z wird durch die Zähigkeitskräfte innerhalb des Fluids begrenzt. Diese sorgen zusätzlich dafür, dass benachbarte Fluidelemente, auf die keine dichtebedingte Auftriebskraft wirkt, Auftrieb erfahren. Die Strömungsgrenzschicht wird also unabhängig von der Prandtl-Zahl eine größere Dicke δ_u haben als die thermische Grenzschicht. Der Verlauf der Grenzschichten ist in Abbildung 2.4(a) qualitative dargestellt.

Für eine vereinfachte Beschreibung der Strömung an der isothermen Wand kann angenommen werden, dass es sich dabei um ein zweidimensionales Problem mit stationärem Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld handelt. Folglich reicht eine Betrachtung zweier Raumkoordinaten (x - und z -Koordinate) aus. Wegen der relativ geringen Strömungsgeschwindigkeit wird das Fluid als inkompressibel betrachtet und auch die Boussinesq-Approximation (Gl. 2.10, siehe Kap. 2.1.2) findet hier wegen der geringen Temperaturunterschiede ihre Anwendung. Mithilfe dieser Annahmen lassen sich die Grenzschichtgleichungen, die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie, herleiten. Dabei reduziert sich die Kontinuitätsgleichung (Gleichung 2.4) auf ihre entsprechende zweidimensionale Form:

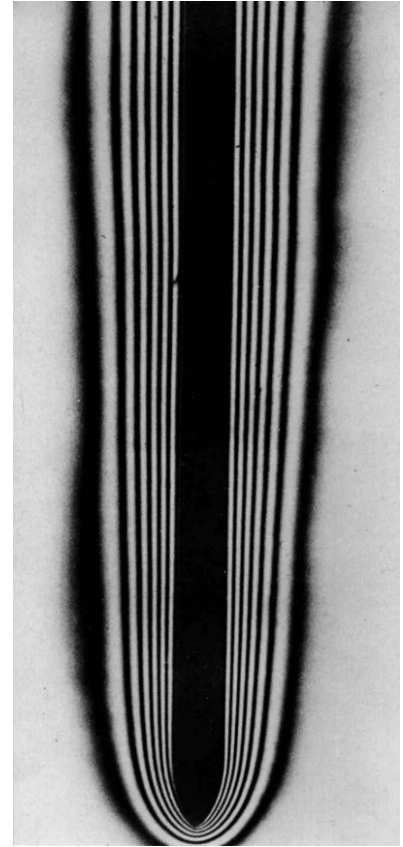
$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (2.21)$$

Die Impulsgleichung in z -Richtung ergibt sich aus der Navier-Stokes Gleichung (Gleichung 2.5). In dieser gilt wegen der Stationarität $\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = 0$. Der Druck p hängt gemäß der Impulsgleichung in x -Richtung ($-\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial p}{\partial x} = 0$) und dem hydrostatischen Druckverlauf lediglich von der Höhe z ab, wodurch sich der Druckterm und der Auftriebsterm zusammenfassen lassen:

$$u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = \nu \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + g\beta (T - T_\infty) \quad (2.22)$$



(a) Verlauf der Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschicht bei freier, laminarer Konvektion an einer isothermen Wand. [21]



(b) Freie, laminare Konvektion an einer vertikalen Platte. [25]

Abb. 2.4: Grenzschicht bei Konvektion an vertikaler Wand

Die Energieerhaltung wird durch die Temperaturform der zweidimensionalen Energieerhaltungsgleichung beschrieben. Diese enthält die vom Temperaturgradienten und den Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit $\vec{u}$ abhängigen Terme der Konvektion sowie dem Wärmeleitungsterm mit konstanter Temperaturleitfähigkeit α :

$$u_x \frac{\partial T}{\partial x} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.23)$$

Häufig weichen experimentelle Daten des Geschwindigkeitsprofils jedoch, wie bei E. Schmidt und W. Beckmann [27], auch für große Lauflängen vom theoretischen Verlauf ab. Grund dafür ist der Umschlag von laminarer zu turbulenter Grenzschicht. Als Kriterien für diesen Umschlag werden die Grashof-Zahl Gr_z und die Rayleigh-Zahl $Ra_z = Gr_z Pr$ genutzt. Bei diesen ist die Lauflänge in z -Richtung die charakteristische

Länge des Systems. Folglich ergibt sich eine kritische Lauflänge z^* , wobei im Bereich $z > z^*$ mit einer turbulenten Strömung gerechnet werden muss. In *Freie Konvektion und Wärmeübertragung* [4] finden sich $\text{Gr}_z^* \approx 10^8$ - 10^9 bzw. $\text{Ra}_z^* \approx 10^9$ - 10^{10} als kritische Werte der Kennzahlen für den laminar-turbulent Umschlag.

Ein theoretischer kritischer Wert der Grashof-Zahl Gr_z^* lässt sich mittels linearer Stabilitätsanalyse ermitteln. In *Buoyancy-induced flows and transport* [28] erhielten B. Gebhart, Y. Jaluria, R. L. Mahajan und B. Sammakia als Ergebnis $\text{Gr}_z^* = 3 \cdot 10^6$ als Stabilitätsgrenze, gültig für Luft mit der Prandtl-Zahl $\text{Pr} = 0,71$. Diese Methode ist jedoch nur bedingt aussagekräftig, da sie ausschließlich auf der Anfachung und Dämpfung kleiner Störungen basiert. Bevor diese kleinen Störungen einen laminar-turbulent Umschlag verursacht, ist jedoch eine große Lauflänge zur Anfachung nötig. So lässt sich die große Differenz zwischen dem theoretischen und dem experimentell ermittelten Wert zu erklären.

2.4.2 Freie Konvektion am isothermen Zylinder

Ein vertikal ausgerichteter beheizter Zylinder stellt für große Durchmesser d ein System dar, welches dem der vertikale Platte sehr ähnlich ist. Die auftretenden Strömungen an der Außenseite des Zylinders sind die gleichen wie an der Platte. Je kleiner der Durchmesser d des Zylinders ist, desto größer ist auch die Krümmung der Oberfläche und damit dessen Einfluss auf die Grenzschicht. Für eine laminare Strömung führte T. Cebeci [29] die Grenzschicht-Approximation ein, wobei die Ergebnisse bei vorgegebener Wandtemperatur T_W erhalten sind.

Die aus Kapitel 2.1.3 bekannten Kennzahlen Nu_z , Pr und Gr_z , welche für die vertikale Wand und den vertikalen Zylinder identisch sind, werden durch einen Krümmungsparameter ξ ergänzt, der den Einfluss der Krümmung der Zylinderoberfläche berücksichtigt:

$$\xi = \left(\frac{z}{d/2} \right) \frac{2\sqrt{2}}{\text{Gr}_z^{1/4}} \quad (2.24)$$

Dieser hängt auch schwach von der Grashof-Zahl Gr_z ab. Für den Grenzfall $d \rightarrow \infty$ verschwindet der Krümmungsparameter ($\xi \rightarrow 0$) und man erhält wieder den Fall der vertikalen Platte. Das Verhältnis der Nusselt-Zahlen der vertikalen Platte $(\text{Nu}_z)_{\text{Pl}}$ und des vertikalen Zylinders $(\text{Nu}_z)_{\text{Zyl}}$ in Abhängigkeit des Krümmungsparameters ξ wurde von T. Cebeci [29] untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.5 dargestellt.

Je größer der Krümmungsparameter ξ wird, also je kleiner der Zylinderdurchmes-

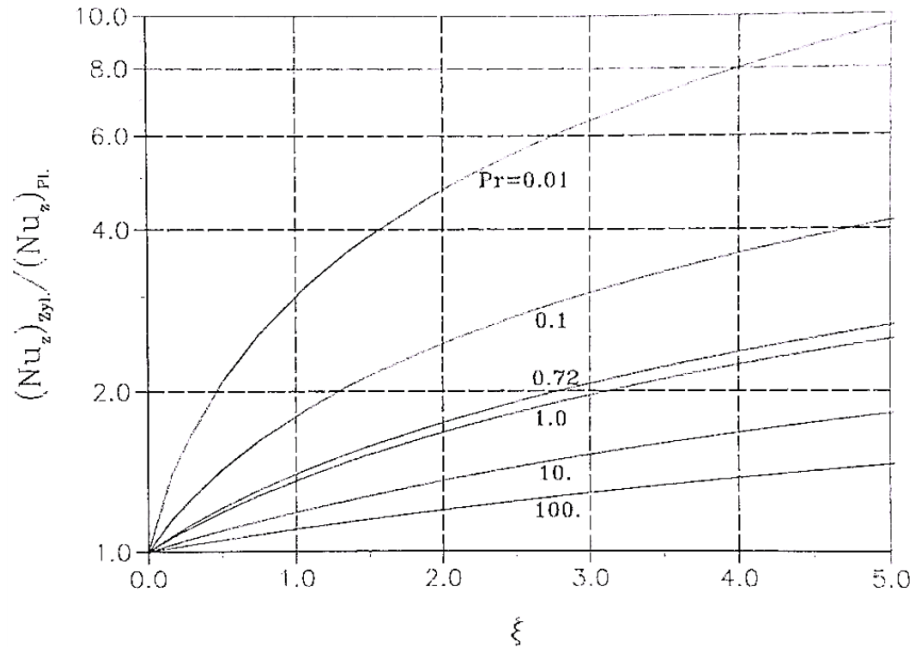


Abb. 2.5: „Lokaler Wärmeübergang für den vertikalen Zylinder in Bezug zum Wärmeübergang an der ebenen, vertikalen Platte bei Vorgabe der Wandtemperatur“, [4].

ser d , desto größer ist auch der Wärmeübergang im Vergleich zu dem bei der Platte. Der physikalische Grund dafür ist, dass an einer konvexen Oberfläche die Wärme auf ein größeres Volumenelement des Fluids übertragen werden kann. Dieser Effekt steigt mit abnehmender Prandtl-Zahl Pr , da die Dicke der thermischen Grenzschicht mit abnehmender Prandtl-Zahl zunimmt, wodurch sich die Vergrößerung des Volumenelements stärker auswirkt.

2.5 Ziele der Arbeit

Die folgenden experimentellen Untersuchungen beziehen sich auf die Kombination der theoretisch dargelegten Phänomene: Die Umströmung eines erhitzten isothermen Zylinders. Neben dem Einfluss der Temperatur verändern auch Versperrungen, zwischen denen sich der Zylinder hindurch bewegt, die Umströmung. Der Fokus liegt hier auf dem Abklingverhalten nach der Vorbeifahrt des Zylinders.

Es soll ermittelt werden, wie sich das Abklingverhalten von Strömungsgeschwindigkeit u und Temperatur T beschreiben lässt, um die Abklingzeit zu quantifizieren. Dann soll festgestellt werden, inwieweit die Rayleigh-Zahl Ra als Maß für die Temperaturüberhöhung des Zylinders und der Abstand der Versperrungen diese Abklingzeit und die Extrema der Messgrößen beeinflussen. Weiterhin soll untersucht werden, ob auch eine Abhängigkeit von der Form der Versperrungen besteht. Damit gilt es zu ermitteln, ob das Abklingverhalten mit anderen strömungsphysikalischen Größen in Zusammenhang gebracht werden kann. Schließlich wird die Übertragbarkeit auf komplexe Geometrien untersucht.

3 Experimentelle Vorgehensweise

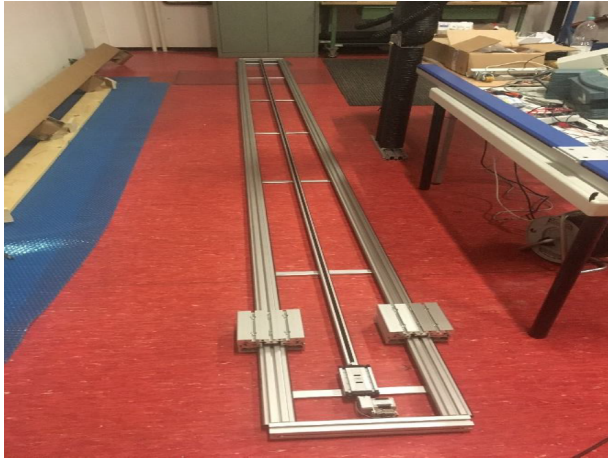
Die durchgeführten Experimente beruhen auf einem mit einem Schrittmotor betriebenen Schlitten auf einer knapp sechs Meter langen Schiene (im Folgenden auch *Traverse*), welcher nach einer kurzen Beschleunigungsphase mit konstanter Geschwindigkeit fortbewegt wird. Damit erlaubt das System, anders als übliche Windkanalversuche, eine Relativgeschwindigkeit zwischen verschiedenen seitlichen Aufbauten und dem auf dem Schlitten montierten Objekt über eine relativ lange Strecke und Zeit. Die durch die Bewegung induzierte Strömungsgeschwindigkeit u ist eine der dabei betrachteten Messgrößen.

3.1 Traversensystem

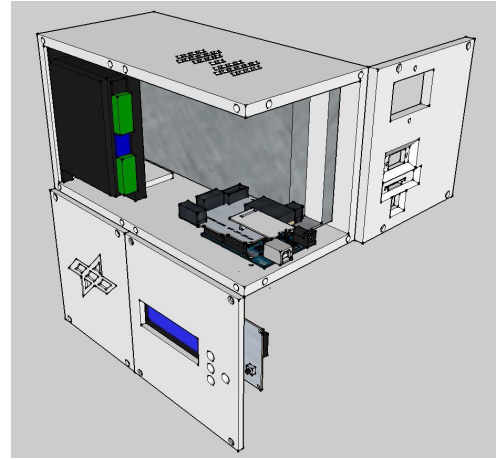
Der Grundaufbau des unabhängigen Steuerungssystems für den bewegten Wellenschlitten entlang einer Traverse wurde im Rahmen der Bachelorarbeit von M. Meyenberg [30] entwickelt. Die Beschreibung des Systems folgt den Ausführungen dieser Arbeit.

Der Schlitten wird mittels Schrittmotor und Zahnriemen auf dem 5,906 m langen Fahrweg angetrieben. An beiden Endpositionen befindet sich ein Endschalter, um das Ende einer Fahrt zu signalisieren. Parallel zu der Lineareinheit mit dem angetriebenen Wellenschlitten verlaufen Schienen für die Aufnahme der zu bewegenden Last. Abbildung 3.1(a) zeigt diese Komponenten des Aufbaus.

Die zentrale Steuerungseinheit des Systems ist ein Arduino Mega. Dieser kontrolliert den verbauten zwei Phasen hybrid-Schrittmotor über eine digitale Motorenendstufe. Für die Bedienung wurde eine LCD- und Eingabeplatine verbaut, welche über ein zwei Zeilen Display mit jeweils 16 Zeichen und vier Taster verfügt. Alle Steuerungskomponenten wurde in einem speziell für diese entwickelten Gehäuse verbaut. Ein Schema des Gehäuses und der Komponenten ist in Abbildung 3.1(b) dargestellt. Durch diese Steuerungseinheit lässt sich der Aufbau unabhängig von einem zusätzlichen Computer betreiben und ist relativ mobil.



(a) Traverse bestehend aus der zentralen Lineareinheit mit Schrittmotor, Zahnriemen und Wellenschlitten.



(b) Schematische Abbildung des Gehäuses der Hardwarekomponenten.

Abb. 3.1: Komponenten des unabhängigen Traversensystems [30].

Die Software der Steuerung wurde mit der Arduino eigenen Entwicklungsumgebung, in einer abgewandelte Form von C++, verfasst. Dadurch werden viele Eigenschaften einer Fahrt bereits im Vorhinein vorgegeben und können nicht an der Steuerungseinheit verändert werden. Dies betrifft insbesondere die Geschwindigkeit des Schrittmotors, und damit auch die des Schlittens. Diese maximale Geschwindigkeit beträgt im Folgenden $0,6 \text{ m/s}$. Die maximale Geschwindigkeit wird nach einer Beschleunigungsphase erreicht, welche etwa 20% der Gesamtstrecke einnimmt. Die Geschwindigkeitsänderung beschreibt wegen der speziellen Art der Programmierung einen exponentiellen Verlauf. Nach 80% der Fahrstrecke beginnt die Bremsphase des Schlittens, die syntaktisch genauso aufgebaut ist wie die Beschleunigungsphase, was einen exponentiellen Abfall der Geschwindigkeit zur Folge hat. Jede einzelne Fahrt wird mittels Knopfdruck gestartet und endet automatisch an einem der Endschalter. Alle für die folgenden Messungen relevanten Aufbauten befinden sich innerhalb der mittleren 20% der Fahrstrecke.

Um den Messbetrieb zu vereinfachen, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine zusätzliche Schleife für einen Dauerbetrieb in das Programm eingefügt. Diese wurde so aufgebaut, dass der Schlitten nach jeder Einzelfahrt 180 s am Ende der Traverse verweilt, bevor er wieder zum anderen Ende aufbricht. Dadurch kann sich die Strömung wieder beruhigen und so gleichbleibende Anfangsbedingungen schaffen. Diese Modifikation ermöglicht eine Vielzahl an Fahrten ohne dass eine weitere Bedienung

nötig ist.

3.2 Versuchsaufbau

Die Messungen wurden jeweils in einem Raum ohne Sonneneinstrahlung durch Fenster durchgeführt. Dies dient dazu, die Raumtemperatur so konstant wie möglich zu halten. Weiterhin wurden während der Messung jegliche Eingänge geschlossen gehalten, um eine Luftströmung im Raum zu verhindern. Die Aufbauten für die zwei verschiedenen Arten von Versperrungen, flächigen und zylindrischen, neben der von dem Zylinder befahrenen Strecke werden im Folgenden beschrieben.

3.2.1 Bewegter, beheizter Zylinder

Das Hauptelement der Experimente ist der metallische Hohlzylinder mit einer Höhe von $h = 1\text{ m}$ und einem Durchmesser von $d = 0,25\text{ m}$. Auf die Innenseite des Zylinders sind vier Heizfolien eingeklebt, welche jeweils bis zu einer Leistung von $P = 50\text{ W}$ betrieben werden können und nahezu die gesamte Fläche bedecken. Damit ergibt sich eine maximale Leistung von etwa 127 W/m^2 bei Beachtung von Außen- und Innenseite des Zylinders. Für die Bestimmung der Oberflächentemperatur wurde die Temperatur an zwölf Positionen gemessen, wobei eine Abweichung von $\sigma_{T_{\text{Zyl}}} = 2\text{ K}$ festgestellt wurde.

Der Zylinder ist auf einem Schlitten montiert, welcher durch einen Elektromotor entlang der Traverse bewegt werden kann. Dessen Geschwindigkeit während der gleichförmigen Bewegung beträgt dabei $0,6\text{ m/s}$. Es wurden Messungen mit fünf verschiedenen Gesamtheizleistungen

$$P \in \{0\text{ W}; 70\text{ W}; 100\text{ W}; 150\text{ W}; 200\text{ W}\}$$

durchgeführt.

3.2.2 Versperrungen

Die Versperrungen sind symmetrisch auf beiden Seiten neben der Traverse etwa nach der Hälfte der zurückgelegten Fahrstrecke positioniert. Abhängig vom Abstand l der Versperrungen zueinander und dem Durchmesser d des bewegten Zylinders ist das

Versperrungsverhältnis Υ wie folgt definiert:

$$\Upsilon_i = \frac{d}{l_i} = \frac{25 \text{ cm}}{(25 + 2i) \text{ cm}}, i \in \{1; 2; 3; 4; 5; 10; 20\} \quad (3.1)$$

Für beide Arten von Versperrungen werden Messungen für die in Gleichung 3.1 angegebenen Versperrungsverhältnisse Υ_i durchgeführt.

Flächige Versperrungen

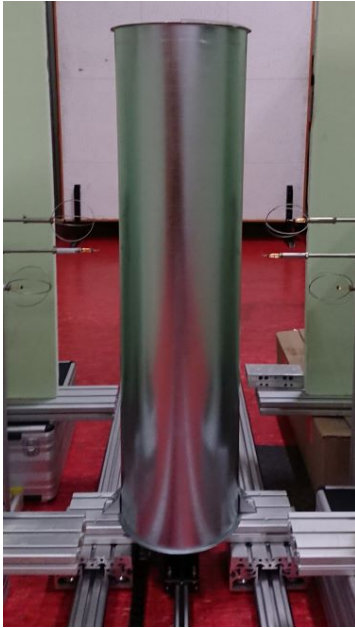
Die flächigen Versperrungen bestehen aus zwei Hartschaumplatten mit Außenmaßen von $125 \text{ cm} \times 60 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ (Höhe, Breite, Tiefe). Die Messsonden sind an sechs Positionen symmetrisch beiderseits der Fahrstrecke im Abstand von einem Zylinderdurchmesser $d = 25 \text{ cm}$ von den Versperrungen in Fahrtrichtung und $5 \text{ cm} = 0,2d$, $10 \text{ cm} = 0,4d$ und $20 \text{ cm} = 0,8d$ neben dem bewegten Zylinder positioniert. Im Folgenden werden die Positionen der Messsonden jeweils mit dem 2-Tupel (*Abstand zum bewegten Zylinder; Abstand zur Versperrung*) benannt. Abbildung 3.2(a) zeigt den Versuchsaufbau mit dem Zylinder auf Höhe der Messsonden. Die Sonden befinden sich etwa 50 cm , 55 cm und 60 cm über dem unteren Ende des Zylinders. Eine maßstabsgetreue Skizze mit minimalem sowie maximalem Versperrungsverhältnis Υ ist in Abbildung 3.2(b) dargestellt.

Zylindrische Versperrungen

Für die Messungen mit zylindrischen Versperrungen an beiden Seiten wurden zusätzliche Messsonden im Abstand von 5 cm zu dem bewegten Zylinder hinzugefügt. Sie sind auf Höhe der Versperrungen (für die Versperrungsverhältnisse $\Upsilon_{10} = \frac{25}{45}$ und $\Upsilon_{20} = \frac{25}{65}$) sowie im Abstand von $2d$ und $3d$ in Fahrtrichtung von der Mitte der Versperrungen entfernt positioniert. Die verwendeten Zylinder mit einem Durchmesser von 25 cm sind baugleich mit dem bewegten Zylinder. Der Aufbau ist in Abbildung 3.3(a) abgebildet. Abbildung 3.3(b) zeigt eine maßstabsgetreue Draufsicht des Experiments mit der maximalen und minimalen Versperrung sowie den Positionen der Messsonden.

3.2.3 Komplexe Geometrien

Als Erweiterung der Messungen mit dem bewegten Zylinder und den generischen Aufbauten neben dessen Fahrweg wird die Umströmung einer komplexeren Geome-



(a) Foto des Versuchsaufbaus.

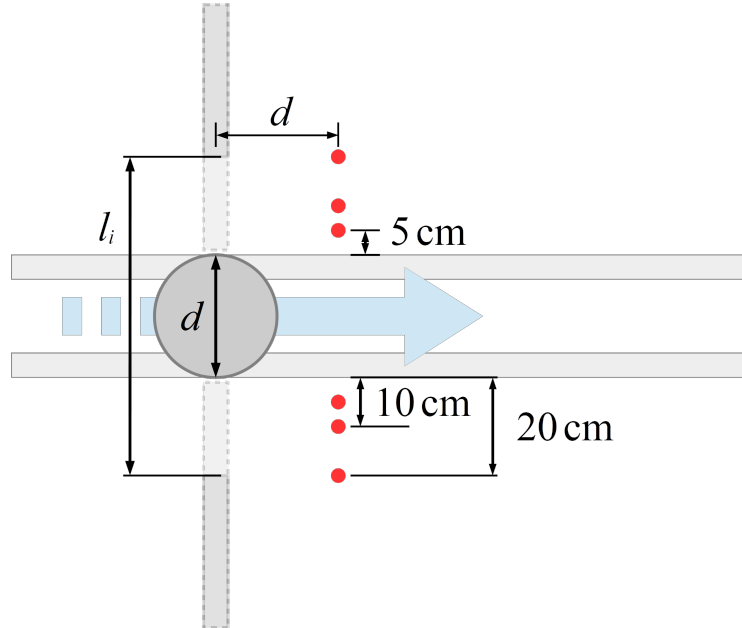
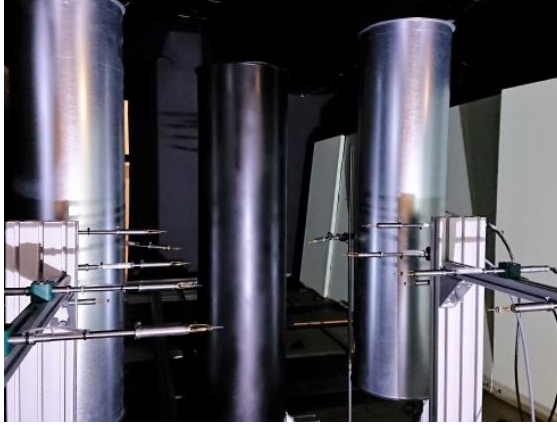
(b) Maßstabsgetreue Draufsicht des Aufbaus mit Messpositionen und minimalem und maximalem Versperrungsverhältnis Υ .

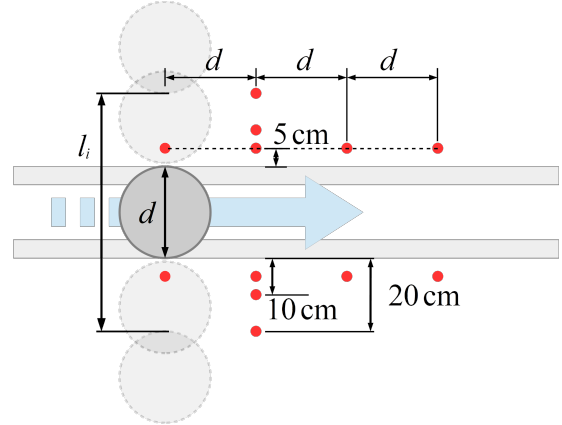
Abb. 3.2: Versuchsaufbau des bewegten Zylinders mit den flächigen Versperrungen an beiden Seiten sowie den insgesamt sechs Messsonden. Im Folgenden werden die Positionen der Messsonden jeweils mit dem 2-Tupel (*Abstand zum bewegten Zylinder; Abstand zur Versperrung*) benannt.

trie in Form eines Menschen beim Passieren regelmäßiger Aufbauten untersucht. Die verwendeten Geometrien entsprechen in erster Näherung denen der grundlegenden Messungen. Umgesetzt wird dies, indem die bereits in Kapitel 3.1 beschriebene Traverse in einem generischen Zugabteil mit verschiedenen Belüftungskonzepten genutzt wird. Die Bewegungsgeschwindigkeit beträgt wie zuvor $0,6 \text{ m/s}$.

Anstelle des Zylinders tritt im Folgenden ein beheizter, aufrecht stehender, $1,75 \text{ m}$ hoher Dummy mit menschlichen Proportionen. Alle Körperteile mit Ausnahme der Beine bestehen aus einem Schaumstoffkern, welcher mit einem Heizdraht umwickelt und einer dünnen, schwarzen, hoch wärmeleitfähigen Schicht bedeckt ist. Die Unterkonstruktion der Beine besteht aus Aluminiumprofilen umgeben von Rohren aus Polypropylen, die ebenso wie die anderen Körperteile umwickelt und beschichtet sind. Dadurch ergibt sich ein Körper mit einer homogenen Wärmestromdichte mit einem höheren Wert in der Kopfregion, um den Wärmestrom eines Menschen nachzubilden. Die Gesamtmenge an sensibler Hitze, welche der Dummy abgibt, wird mittels computergesteuerten Netzteil bereitgestellt und konstant auf 100 W gehalten. Abbil-



(a) Foto des Versuchsaufbaus.



(b) Maßstabsgetreue Draufsicht des Aufbaus mit Messpositionen und minimalem und maximalem Versperrungsverhältnis Υ .

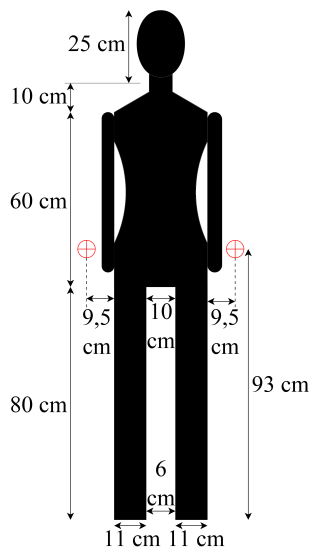
Abb. 3.3: Versuchsaufbau des bewegten Zylinders (schwarz) mit den zylindrischen Versperrungen (silber) an beiden Seiten sowie den zwölf Messsonden.

Abbildung 3.4(a) zeigt die Maße des Dummys sowie die Messpositionen im Gangbereich des Aufbaus. Durch die Traverse befindet sich der Dummy weitere 15 cm über dem Boden. Folglich befinden sich die Messsonden 108 cm über dem Boden in Reihe 03 der Zugkabine. Diese sind Baugleich zu den Sonden in den anderen Experimenten. Sie werden in Kapitel 3.3 genauer beschrieben.

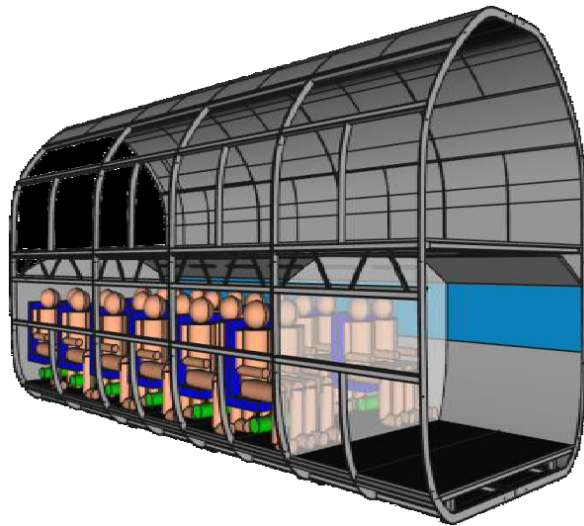
Abbildung 3.4(b) zeigt den Aufbau der genutzten generischen Zugkabine. In dieser befinden sich sechs Sitzreihen auf einer Länge von etwa sechs Metern mit 24 Plätzen, auf welchen sich sitzende beheizte Dummys befinden. Die Sitzreihen sind von 00 bis 05 von vorne nach hinten nummeriert, die Sitze jeder Reihe sind den Buchstaben A bis D von links nach rechts zugeordnet. Die Gangbreite variiert zwischen 0,75 m auf Höhe der Armlehnen und 1 m am oberen Ende der Kopfstützen. Auf Höhe der Sensoren und der Hüfte des bewegten Dummys hat der Gang eine Breite von 0,90 m. Mit der Hüftbreite des Dummys von 0,32 m ergibt sich für die komplexe Geometrie auf Höhe der Messsensoren ein Versperrungsverhältnis von $\Upsilon = \frac{32}{90} \approx 0,355$. Bezieht man die Arme mit ein, erhöht sich die Breite um 0,1 m. Deshalb wird den Fällen mit komplexen Geometrien im Folgenden ein Versperrungsverhältnis von

$$\Upsilon_{\text{kG}} = \frac{37}{90} \pm \frac{5}{90} \approx 0,41 \pm 0,06 \quad (3.2)$$

zugeordnet. Im Vergleich gilt damit $\Upsilon_{10} > \Upsilon_{\text{kG}} \gtrsim \Upsilon_{20}$.



(a) Schematische Skizze des beheizten Dummies mit dessen Außenmaßen sowie den Messpositionen neben dessen Fahrstrecke. Durch die Traverse befindet sich der Dummy 15 cm über dem Boden.



(b) Konstruktionszeichnung der generischen Zugkabine im unteren Geschoss des NGT-HST. Die frontale Wand ist transparent dargestellt. Ein Lufteinlass befindet sich unterhalb jedes Sitzes, Luftauslässe seitlich längs entlang der Decke (CDV).



(c) Foto des generischen Zugabteils inklusive der Traverse und des Dummies im Gang.

Abb. 3.4: Komplexe Geometrien: Beheizbarer Dummy auf der Traverse in einem generischen Zugabteil mit bodenseitiger Quellbelüftung. Die sechs Sitzreihen sind mit jeweils vier Sitzen mit thermischen Dummies bestückten Plätzen. Die Temperatur der einströmenden Luft beträgt $17,5^{\circ}\text{C}$.

3 Experimentelle Vorgehensweise

Die verwendeten Geometrien entsprechen in erster Näherung denen der grundlegenden Messungen. Der aufrecht stehende Dummy erscheint grundsätzlich zylindrisch, die Rückenlehnen der Sitze ähneln sehr den flächigen Versperrungen und die sitzenden Passagiere lassen sich ebenfalls als Zylinder annähern.

Der Luftaustausch der Zugkabine kann mit verschiedenen Belüftungskonzepten [31] realisiert werden. Die Nachlaufströmung des Dummys wurde mit bodenseitiger Quellbelüftung (CDV - engl. Cabin Displacement Ventilation, Abbildung 3.5(a)) und hutablagenintegrierte Niedrigimpulsbelüftung (HLMV - engl. Hatrack integrated Low Momentum Ventilation, Abbildung 3.5(b)) untersucht. Die Abbildungen 3.4(b) und 3.4(c) zeigen den Aufbau für den Fall der Quellbelüftung.

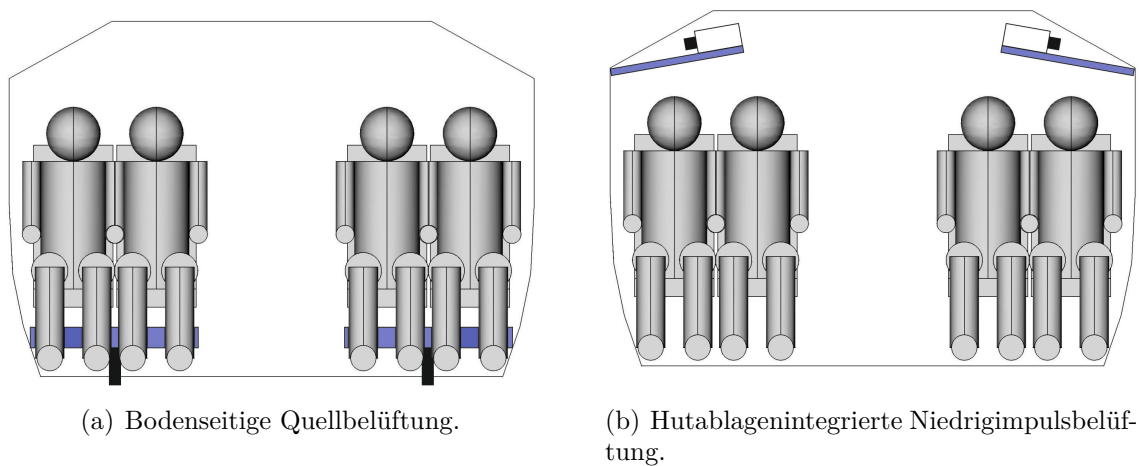


Abb. 3.5: Schematischer Aufbau einer Sitzreihe für die verschiedenen Belüftungskonzepte. Bei der bodenseitigen Quellbelüftung strömt die kalte Frischluft unter den Sitzen (blau) ein. Die Luftauslässe sind seitlich im Bereich der Decke. Bei der hutablagenintegrierten Niedrigimpulsbelüftung gelangt die Frischluft über die Unterseite der Hutablagen (blau) in den Innenraum. [31]

Bei der bodenseitigen Quellbelüftung befindet sich unter jedem Doppelsitz ein Lufteinlass mit Membran, um eine homogene Luftausbreitung zu bewerkstelligen. Dies führt zu der Bildung eines sogenannten Frischluftsees. Erst durch die thermischen Dummies resultiert durch freie thermische Konvektion eine Strömung. In der Decke befinden sich auf jeder Seite jeweils sieben Luftauslässe. Die einstellbare Klimaanlage sorgt für einen konstanten Volumenstrom und eine konstante Temperatur von $17,5^{\circ}\text{C}$ der einströmenden Luft mit einer Varianz von fünf bzw. zwei Prozent.

Das Konzept der hutablagenintegrierten Niedrigimpulsbelüftung wird durch Hut-

ablagen mit einer permeablen Membran als Unterseite, durch welche die Luft mit geringem Impuls einströmt, realisiert.

Durch die Art und Weise des Luftaustauschs ergibt sich ohne die Bewegung des Dummys nur eine unerheblich langsame Strömung. Die Klimatisierung sorgt jedoch für eine im Schnitt geringere Raumtemperatur als bei den Experimenten mit dem Zylinder.

3.3 Messtechniken

Für die Aufnahme der Messgrößen wurden *ComfortSense*-Sonden der Firma *Dantec Dynamics* genutzt. Diese sind kombinierte omnidirektionale Geschwindigkeits- und Temperatursensoren. Ihr großer Vorteil gegenüber Hitzdrahtanemometern ist, dass sie neben dem absoluten Wert der Strömungsgeschwindigkeit u auch die Temperatur T des Fluids in kurzen Intervallen sehr präzise messen. Alle Messungen wurden mit der maximalen Messfrequenz $f_{\text{Messung}} = 2 \text{ Hz}$ der Sensoren aufgenommen. Die Messgenauigkeit der Sonden beträgt $\pm 0,2 \text{ K}$ bei der Temperatur und $\pm 0,02 \text{ m/s}$ bei der Geschwindigkeit. Abbildung 3.6 zeigt eine der Sonden mit einem Drahtkäfig zum Schutz.



Abb. 3.6: *ComfortSense*-Sonden der Firma *Dantec Dynamics* für simultane Temperatur- und omnidirektionale Geschwindigkeitsmessung mit Schutzgitter.

Zusätzlich zu den Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen konnte für den Fall der komplexen Geometrien eine Visualisierung der Strömung durchgeführt werden. Diese wurde mittels Dauerstrichlaser mit einer Wellenlänge von 532 nm , wel-

cher mit einer Laserlichtschnittoptik aus einer Teleskop- und einer zylindrischen Linse ausgestattet ist, realisiert. Der horizontale Lichtschnitt befindet sich dabei wenige Zentimeter oberhalb der Messsonden im Gang des Zugabteils. Durch die in die Luft eingebrachten winzigen Rauchpartikel und einer Videokamera samt Stativ können so Bilder der im Nachlauf des Dummys entstehenden Strömungsstrukturen gemacht werden.

3.4 Durchführung der Messungen

Wie in den Kapiteln 3.2.1 und 3.2.2 bereits dargelegt, wurde der Nachlauf des Zylinders für fünf verschiedenen Heizleistungen P und sieben verschiedenen Versperrungsverhältnissen Υ_i untersucht. Daraus ergeben sich zusätzlich zu den fünf Fällen des frei fahrenden Zylinders (Υ_∞) jeweils 35 unterschiedliche Konfigurationen für jede der zwei Geometrien der Versperrung. Die Messungen für den frei fahrenden Zylinder wurden mit demselben Aufbau durchgeführt wie die Messungen mit den zylindrischen Versperrungen (Abbildung 3.3). Für alle Konfigurationen wurden zehn Messfahrten durchgeführt.

Später konnten durch die Modifikation der Steuerungssoftware der Traverse Langzeitmessungen für den frei fahrenden Zylinder mit 29 Messfahrten und für den Fall der zylindrischen Versperrungen mit dem Versperrungsverhältnis Υ_4 und einer Heizleistung von $P = 150 \text{ W}$ mit 147 Messfahrten durchgeführt werden.

4 Ergebnisse

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen dargelegt. Zunächst werden die relevanten dimensionslosen Kennzahlen der durchgeführten Experimente berechnet, um die Ergebnisse in den theoretischen Kontext einordnen zu können. Danach folgt die Untersuchung der Konvergenz der Messwerte. Dadurch soll überprüft werden, wie viele Messungen für einen aussagekräftigen Mittelwert nötig sind. Schließlich werden die Ergebnisse der Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen aller Konfigurationen dargelegt und dessen Abhängigkeit von Rayleigh-Zahl Ra und Versperrungsverhältnis Υ aufgezeigt. Eine physikalische Erläuterung der Ergebnisse folgt in der Diskussion.

4.1 Allgemeines

Zunächst muss der Charakter der zu erwarteten Strömung bestimmt werden. Dafür muss mittels Gleichung 2.12 die Reynolds-Zahl des Systems bestimmt werden. Die Anströmgeschwindigkeit u_∞ entspricht der Bewegungsgeschwindigkeit des Zylinders von $v_{\text{Zylinder}} = 0,6 \text{ m/s}$. Die charakteristische Länge L ist in diesem Fall der Zylinderdurchmesser $d = 0,25 \text{ m}$ gewählt. Die kinematische Viskosität von Luft bei 293 K beträgt nach [32] $\nu = 15,16 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

$$\text{Re} = \frac{u \cdot d}{\nu} = \frac{0,6 \cdot 0,25}{15,16 \cdot 10^{-6}} (= 9894) \approx 10^4 \quad (4.1)$$

Folglich erwartet man äquivalent zu Abbildung 2.2 der Theorie eine turbulente Wirbelablösung in der Nachlaufströmung des Zylinders. Die Frequenz f der Wirbelablösung ergibt sich aus der Strouhal-Zahl Sr nach Gleichung 2.20. Der Wert der Strouhal-Zahl ist abhängig vom Charakter der Strömung (vgl. Kapitel 2.3.1) und damit von der Reynolds-Zahl. Hier nimmt die Strouhal-Zahl gegeben durch Abbildung 2.3 den Wert $Sr(\text{Re} = 10^4) = 0,2$ an. Mittels Gleichung 2.20 ergibt sich

dann die Ablösefrequenz f der Wirbel hinter dem Zylinder.

$$\text{Sr} = \frac{f \cdot d}{u} \Rightarrow f = \frac{\text{Sr} \cdot u}{d} = \frac{0,2 \cdot 0,6}{0,25} \text{ Hz} = 0,48 \text{ Hz} \quad (4.2)$$

Durch die Art der Messung mit den nach Abbildung 3.3(b) ausgerichteten Sensoren war eine eindeutige Bestimmung der Ablösefrequenz f jedoch nicht möglich.

Über die gewählten konstanten Heizleistungen P sind vergleichbare Werte für die Rayleigh-Zahl erreichbar. Doch gerade die Variation der Raumtemperatur T_∞ sorgte für Veränderungen in der Rayleigh-Zahl Ra zwischen den Messtagen. Auch die Oberflächentemperatur des Zylinders war nicht absolut homogen sondern variierte um etwa $\pm 2 \text{ K}$, was zu einem Fehler von $\sigma_{Ra} = 0,24 \cdot 10^9$ für Fälle mit Rayleigh-Zahlen $Ra > 0$ führt. Die nach Gleichung 2.16 berechneten Rayleigh-Zahlen für alle Konfigurationen sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Als charakteristische Länge L dient hier, wie bei der thermischen Konvektion üblich [4], die Zylinderhöhe H .

P [W]	Υ_1	Υ_2	Υ_3	Υ_4	Υ_5	Υ_{10}	Υ_{20}	Υ_∞
Flächige Versperrungen								
0	0	0	0	0	0	0	0	
70	1,07	1,07	1,07	1,11	1,10	1,09	1,08	
100	1,21	1,22	1,23	1,24	1,25	1,26	1,29	
150	1,62	1,60	1,59	1,58	1,57	1,56	1,56	
200	3,13	3,12	3,11	3,07	3,04	3,03	3,03	
Zylindrische Versperrungen								
0	0	0	0	0	0	0	0	0
70	0,85	0,86	0,85	0,83	0,82	0,81	0,81	0,88
100	1,05	1,07	1,09	1,06	1,07	1,08	1,10	1,04
150	1,66	1,55	1,69	1,56/1,29	1,57	1,58	1,60	1,63
200	2,08	2,01	2,02	2,05	2,02	2,04	2,07	2,13

Tab. 4.1: Rayleigh-Zahlen Ra_z [10^9] für alle Konfigurationen, aus Gleichung 2.16 mit $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, $\beta = 3,674 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, $L = 1 \text{ m}$, $\nu = 1,535 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, $\alpha = 2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ und der Temperaturdifferenz ΔT zwischen der Oberflächentemperatur des Zylinders und der Raumtemperatur. Durch die inhomogene Oberflächentemperatur des Zylinders ergibt sich für die Rayleigh-Zahlen $Ra > 0$ ein Fehler von $\sigma_{Ra} = 0,24 \cdot 10^9$.

4.1.1 Konvergenz der Messwerte

Aufgrund des instationären Charakters der Strömung erfolgen die Auswertungsschritte mittels der gemittelten Geschwindigkeits- und Temperaturdaten. Eine Be-

dingung für die allgemeine Gültigkeit der Ergebnisse ist daher die Konvergenz der Mittelwerte ($\bar{u}$, $\bar{T}$) und der Standardabweichungen (σ_u , σ_T) der Messgrößen. Daher muss zunächst geprüft werden, ob 10 Messfahrten eine hinreichend große Anzahl ist, um bei der vorliegenden turbulenten Wirbelstraße in der Nachlaufströmung, aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten.

Trotz der Annahme einer konstanten Ablösefrequenz f kommt es bei der Messung der Strömungsgeschwindigkeit u zu einer großen Varianz. Gründe dafür sind sowohl die Variabilität des Beginns der ersten Ablösung der Grenzschicht nach dem Anfahren als auch die Seite der Ablösung. Ein bestimmter Messzeitpunkt definiert deshalb jeweils die Position des bewegten Zylinders, jedoch befindet sich das System dabei nicht zwangsläufig im selben Strömungszustand. Dies zeigt auch Abbildung 4.1: In die Abbildung der Visualisierung der Zylinderumströmung bei der Reynolds-Zahl $Re = 10^4$ sind zur Anströmung parallele Linien im Abstand von $0,2d$, $0,4d$ und $0,8d$ vom Zylinder eingezeichnet. Zum einen verändert sich die Strömungsform entlang einer Linie im Nachlauf des Zylinders. Zum Anderen unterscheidet sich durchaus auch die Strömung auf zwei gespiegelten Positionen.

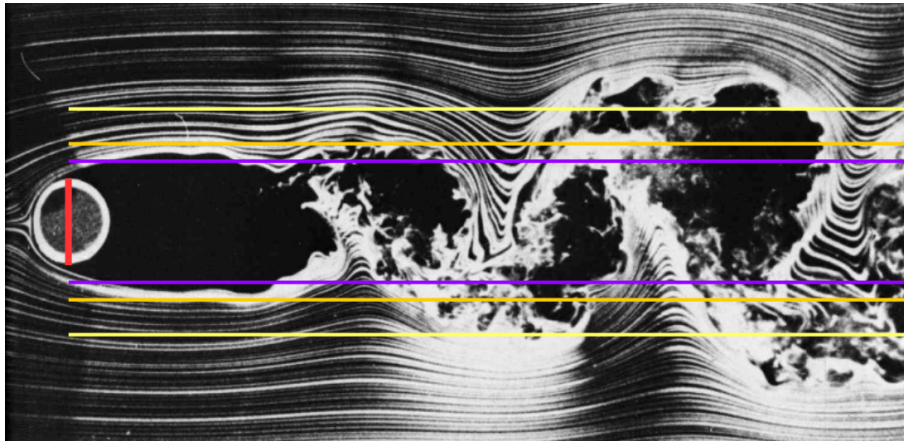


Abb. 4.1: Visualisierung der Zylinderumströmung [25] für eine Reynolds-Zahl von $Re = 10^4$ mit Linien im Abstand von $0,2d$, $0,4d$ und $0,8d$ vom Zylinder, den Abständen der Messpositionen in den Experimenten.

Daher lässt sich bereits folgern, dass sich die Standardabweichung der Strömungsgeschwindigkeit σ_u auch für sehr viele Messungen nicht dem Wert Null annähern sollte. Hinreichend viele Messungen zeigen jedoch die Konvergenz des Mittelwerts $\bar{u}$ und der Standardabweichung σ_u . Durch den symmetrischen Aufbau lassen sich die Messwerte der gegenüberliegenden Messpositionen zusammenfassen und dadurch die Anzahl der Messpunkte pro Messung verdoppeln. Dies führt auch zu einer Verbes-

serung der Abdeckung aller Strömungszustände, da sich durch die Periodizität der Strömung an gegenüberliegenden Positionen häufig komplementäre Strukturen (vgl. Abbildung 2.2) befinden und entsprechende Geschwindigkeiten gemessen werden.

Um die Konvergenz des Mittelwerts $\bar{u}$ und der Standardabweichung σ_u zu verifizieren, wurde der Zeitpunkt $t(\bar{u}_{\max})$ ausgewählt, an dem die mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}$ ihren maximalen Wert annimmt und Mittelwert sowie Standardabweichung nach jeder Messung berechnet. In Abbildung 4.2 ist dies beispielhaft für den Fall der zylindrischen Versperrungen mit dem Versperrungsverhältnis $\Upsilon_4 = \frac{25}{33}$ bei der Rayleigh-Zahl $Ra = (1,29 \pm 0,24) \cdot 10^9$ an der Messposition einen Zylinderdurchmesser d hinter der Versperrung im Abstand von $0,2d$ vom Fahrtweg des bewegten Zylinders dargestellt.

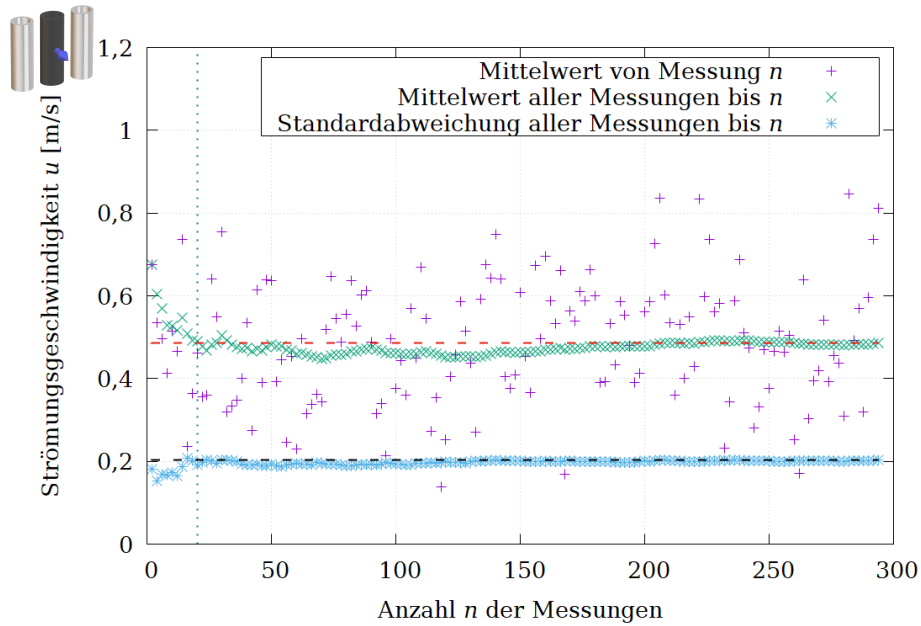


Abb. 4.2: Auftragung des Mittelwerts der Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{lr}(n)$ (+) der Messwerte beider Seiten im Abstand von $0,2d$ vom bewegten Zylinder gegen die fortlaufende Nummer der Messung n für den Fall der zylindrischen Versperrungen mit dem Versperrungsverhältnis $\Upsilon_4 = \frac{25}{33}$ bei der Rayleigh-Zahl $Ra = (1,29 \pm 0,24) \cdot 10^9$. Aus den 147 Messfahrten ergeben sich so $n = 294$ einzelne Messwerte. Zusätzlich ist die Entwicklung des Mittelwerts $\bar{u}$ und der Standardabweichung σ_u mit steigender Anzahl an Messungen n dargestellt. Gestrichelt abgebildet sind Mittelwert und Standardabweichung aller 294 Werte, gepunktet die Stelle bei $n = 20$.

Dazu wurden für diese Konfiguration 147 Messungen durchgeführt. Da die Werte der gegenüberliegenden Messpositionen gemittelt werden, stehen also jeweils insgesamt 294 Messwerte für die betrachteten Abstände von $0,2d$, $0,4d$ und $0,8d$ neben

der Fahrstrecke zur Verfügung. Abbildung 4.2 zeigt zunächst die Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_l(n)$ der Messwerte von links und rechts zum oben beschriebenen Zeitpunkt für jede einzelne Messung n . Wie zuvor beschrieben variieren diese Werte sehr stark, nämlich von unter $0,2 \text{ m/s}$ bis über $0,8 \text{ m/s}$. Für die Beschreibung der mittleren lokalen Strömungsgeschwindigkeit wird der Mittelwert $\bar{u}$ dieser Werte gebildet. Als Orientierung ist der finale Wert als gestrichelte Linie dargestellt. Zusätzlich zeigt die Abbildung die Standardabweichung σ_u der Einzelwerte bis einschließlich der n -ten Messung und auch dessen finaler Wert als gestrichelte Linie. Es ist gut erkennbar, dass sich die Werte bereits nach wenigen Messungen den finalen Werten annähern. Daher genügen für aussagekräftige Ergebnisse bereits 20 Messwerte, also 10 Messfahrten. Insbesondere, da im weiteren Verlauf die Standardabweichung σ_u als turbulente Fluktuation mit betrachtet wird, dessen Wert mit $\sigma_u = 0,20 \text{ m/s}$ wesentlich größer ist als die Variation des Mittelwerts von $\pm 0,05 \text{ m/s}$ für $n > 20$. Dieser Wert von $n = 20$ Messungen ist gepunktet in Abbildung 4.2 dargestellt.

4.1.2 Auswertungsmethodik

In der Regel wurden für jede Konfiguration 10 Messfahrten durchgeführt. Die Ausnahmen stellen zufällig ausgewählte Konfigurationen dar, um die Konvergenz besagter Messwerte zu prüfen. Als erster Schritt werden die Messwerte der gegenüberliegenden Messsonden gemittelt, so dass ein Mittelwert und eine Standardabweichung aus 20 Werten für jeden Zeitpunkt resultieren.

Der zeitliche Verlauf der Mittelwerte wird unter Beachtung der Standardabweichung als Maß der Schwankung des Mittelwerts analysiert. Für die Strömungsgeschwindigkeit u sind dies insbesondere die maximale induzierte Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{max}$ sowie der Zeitraum, in dem sich die Strömung nach der Vorbeifahrt wieder beruhigt. Um diesen Zeitraum zu quantifizieren wird dieser abfallende Bereich der Kurve durch eine Exponentialfunktion angenähert. Die aus einem der Fitparameter resultierende Halbwertszeit $t_{1/2}$ dient schließlich als weiterer Vergleichsparameter. Letztlich wird eine mögliche Abhängigkeit dieser Werte von der Rayleigh-Zahl dargestellt. Zusätzlich wird auch eine Veränderung mit dem Versperrungsverhältnis Υ_i untersucht. Dieser Ablauf ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

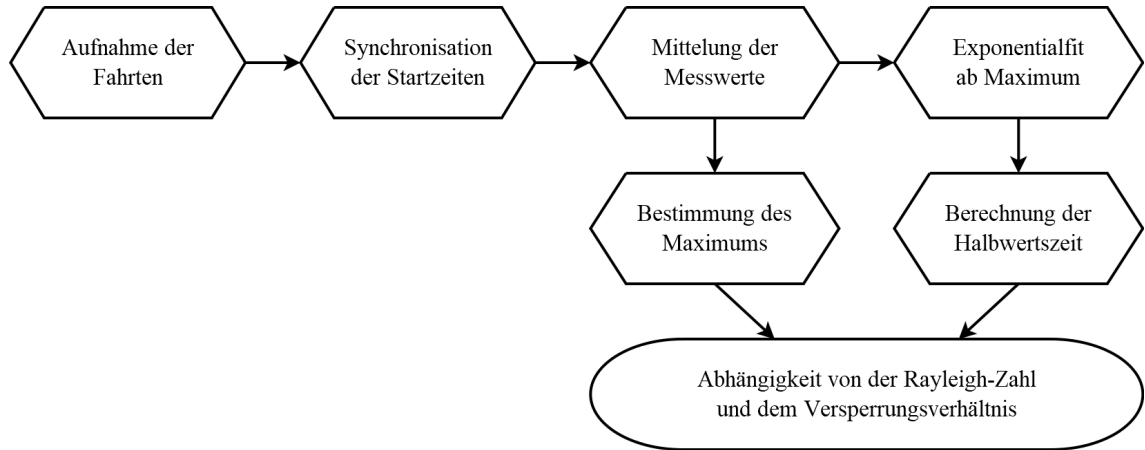


Abb. 4.3: Auswertungsschema für die lokal gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten induziert durch den vorbeifahrenden Zylinder.

4.2 Umströmung des frei fahrenden Zylinders

Im Folgenden werden zunächst die Ergebnisse der Messungen mit dem Zylinder ohne Versperrungen aufgezeigt. Von Interesse sind dabei Verlauf und maximaler Ausschlag von Strömungsgeschwindigkeit u und Temperatur T . In den anschließenden Kapiteln werden diese Ergebnisse mit denen mit Versperrungen verglichen.

Durch den Aufbau ohne eine Anströmung durch einen Windkanal eignet sich dieser gut für die Analyse der vorübergehende Effekte bei einer Vorbeifahrt des Zylinders, insbesondere die Beruhigung der Strömung mit der Zeit t nach der Vorbeifahrt. Für die Untersuchung dieses Abklingverhaltens muss aus der zeitlichen Entwicklung der Strömungsgeschwindigkeit u der Abklingzeitraum quantifiziert werden. Für den frei fahrenden Zylinder ist die mittlere induzierte Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}$ an allen in Abbildung 3.3(b) gezeigten Messpositionen in Abbildung 4.4, mit Ausnahme der Position auf Höhe der Einbauposition der Versperrungen ($0d$), dargestellt.

Es zeigt sich, dass die induzierte Strömungsgeschwindigkeit u mit Vorbeifahrt des Zylinders sehr steil bis zum Maximum ansteigt. Zwei Sensoren ($(0,2d; 3d)$ bzw. $(0,8d; 1d)$) zeigen in ihrem Verlauf mehrere lokale Maxima, wobei das erste nicht zwingend das globale Maximum darstellt. Andere zeigen einen stufenartigen Anstieg. Das lässt darauf schließen, dass ein erster Ausschlag durch eine Veränderung stromaufwärts ausgelöst wird, wie sie auch von N. A. Ozturk [13] beschreibt. Der zweite Ausschlag ist dann durch die Nachlaufströmung zu verursacht. Die Maxima der drei Messpositionen im selben Abstand ($0,2d$) von der Fahrstrecke haben ähnlich Werte und

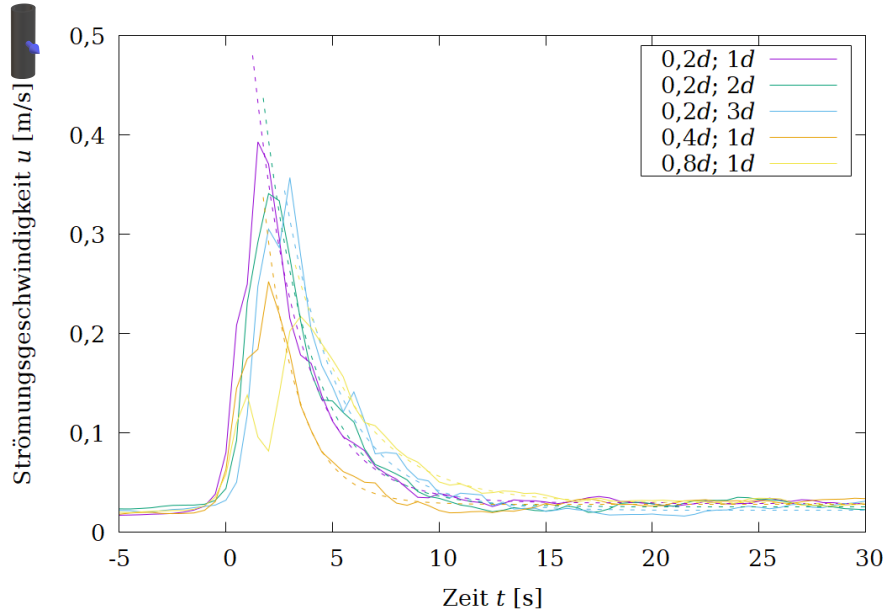


Abb. 4.4: Frei fahrender Zylinder: Auftragung des zeitlichen Verlaufs der gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten u für den frei fahrenden Zylinder. Die Legende beschreibt den Abstand vom Weg des Zylinders ($0,2d$ bis $0,8d$), sowie den Abstand stromabwärts zur Einbauposition der Versperrungen ($1d$ bis $3d$). Gestrichelt abgebildet sind die exponentiellen Näherungskurven für den Bereich der abklingenden Strömung.

treten, wie durch den Aufbau zu erwartet ist, zu unterschiedlichen Zeitpunkten auf.

Die Beruhigung der Strömung verläuft wesentlich langsamer und damit der Graph flacher als beim Anstieg. Dieser Teil lässt sich mittels einer abfallenden Exponentialfunktion $u(t)$ annähern.

$$u(t) = a \cdot e^{-b \cdot (t - t_{\max})} + c \quad (4.3)$$

Dabei beschreibt $t_{\max} = t(\bar{u}_{\max})$ den Zeitpunkt, an dem die mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}$ maximal wird. Dies ist auch der Zeitpunkt, ab dem der Verlauf durch die Exponentialfunktion angenähert wird. Die Fitparameter a , b und c wurden mittels Levenberg-Marquardt-Algorithmus [33] bestimmt.

Mithilfe des Faktors b lässt sich eine Halbwertszeit $t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{b}$ definieren. Die Zeit, nach der sich (relativ zur Grundströmung c) die Strömungsgeschwindigkeit u gerade halbiert hat. Diese Halbwertszeit $t_{1/2}$ dient im Folgenden als Maß für den Vergleich der Beruhigung der Nachlaufströmung für die verschiedenen Konfigurationen des Aufbaus.

Als weitere quantitative Größe zur Veranschaulichung der Veränderungen im Strömungsfeld um den Zylinder dient das Maximum der mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$. Die Fitparameter, Halbwertszeit und maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ sind in Tabelle 4.2 eingetragen.

Position	a [m/s]	b [s ⁻¹]	c [m/s]	$t_{1/2}$ [s]	$\bar{u}_{\max}$ [m/s]
(0,2d; 1d)	$0,40 \pm 0,02$	$0,45 \pm 0,02$	$0,029 \pm 0,001$	$1,54 \pm 0,07$	$0,39 \pm 0,24$
(0,2d; 2d)	$0,37 \pm 0,03$	$0,44 \pm 0,03$	$0,025 \pm 0,001$	$1,58 \pm 0,11$	$0,34 \pm 0,16$
(0,2d; 3d)	$0,29 \pm 0,03$	$0,39 \pm 0,03$	$0,022 \pm 0,001$	$1,78 \pm 0,14$	$0,36 \pm 0,22$
(0,4d; 1d)	$0,26 \pm 0,04$	$0,63 \pm 0,06$	$0,028 \pm 0,001$	$1,10 \pm 0,10$	$0,25 \pm 0,21$
(0,8d; 1d)	$0,22 \pm 0,01$	$0,32 \pm 0,01$	$0,029 \pm 0,001$	$2,17 \pm 0,07$	$0,22 \pm 0,14$

Tab. 4.2: Fitparameter des exponentiellen Abklingens der Strömungsgeschwindigkeit u nach der Vorbeifahrt des Zylinders gemäß Gleichung 4.3, dargestellt in Abbildung 4.4. Aus Parameter b ergibt sich die Halbwertszeit $t_{1/2}$ der Strömungsgeschwindigkeit u . Zusätzlich ist auch die maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ eingetragen.

Da keine Versperrungen vorhanden sind, sollten die Ergebnisse lediglich vom Abstand zu der Traverse abhängen und nicht von der Position entlang dieser. Dies ist bei den Werten der maximalen mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$, welche zwischen $0,34 \text{ m/s}$ und $0,39 \text{ m/s}$ variieren, durchaus erkennbar. Auch bei der Halbwertszeit $t_{1/2}$ zeigen sich mit $1,54 \text{ s}$ und $1,58 \text{ s}$ zwei sehr ähnliche Werte.

Mit steigendem Abstand zum bewegten Zylinder scheint die maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ stetig abzunehmen, während die Halbwertszeit für den Abstand $0,4d$ von dem bewegten Zylinder unterhalb und für $0,8d$ über dem Wert für die Messpositionen $(0,2d; 1d)$ liegen.

Nach den Messungen mit einem unbeheizten Zylinder soll im Folgenden der Einfluss der Überhitzung des Zylinders, dargestellt durch die Rayleighzahl, untersucht werden. Das Einbringen von Wärme durch die Erhitzung der Zylinderoberfläche kann Wirkung auf beide genannten Werte, Halbwertszeit $t_{1/2}$ und maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$, haben. Mit steigender Wärmeleistung P und der damit steigenden Rayleigh-Zahl Ra zeigen auch die ermittelten Halbwertszeiten $t_{1/2}$ eine insgesamt ansteigende Tendenz. Das bedeutet, dass mit steigender Rayleigh-Zahl die Strömung länger erhalten bleibt. Diese Entwicklung ist in Abbildung 4.5 für alle Messpositionen veranschaulicht. Im Folgenden werden die aus den im Abstand von 10 cm aufgenommenen Messwerten abgeleiteten Werte zum Vergleich herangezogen.

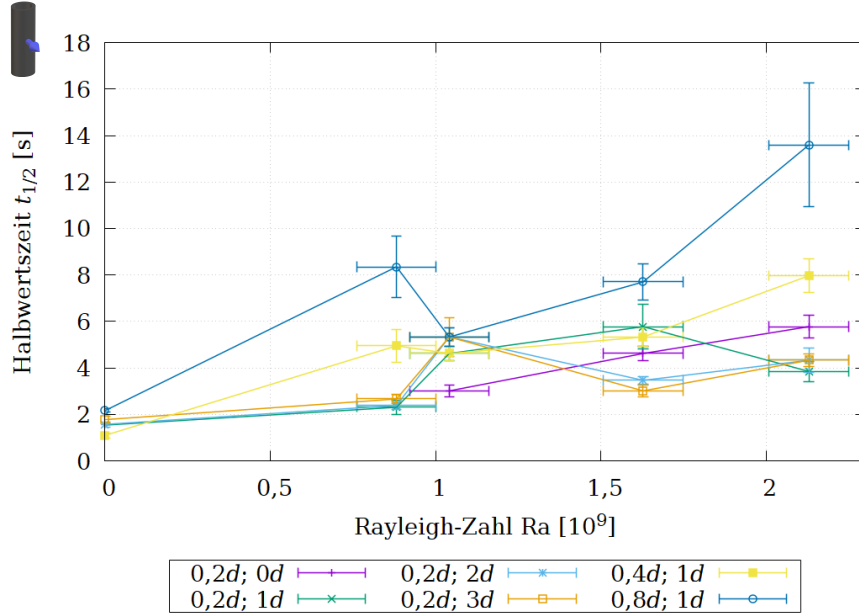


Abb. 4.5: Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl Ra an allen Messpositionen für den frei fahrenden Zylinder. Alle Verläufe zeigen die Tendenz einer mit der Rayleigh-Zahl steigenden Halbwertszeit.

Da für diese Fälle keine Versperrungen Einfluss auf die Strömung nehmen, stimmen alle Messungen im Abstand von $0,2d$ von der Bahn des bewegten Zylinders theoretisch überein. An den Messwerten ist dies insbesondere für die Messpositionen im Abstand von $2d$ und $3d$ von der Einbauposition der Versperrungen zu erkennen. Eine besondere Verteilung zeigt sich bei einer Rayleigh-Zahl von $Ra = 1,04 \cdot 10^9$. Alle für diesen Wert berechneten Halbwertszeiten befinden sich innerhalb eines relativ kleinen Intervalls zwischen $(3,01 \pm 0,26)$ s und $(5,33 \pm 0,82)$ s. Für andere Rayleigh-Zahlen $Ra > 0$ sind die Unterschiede erkennbar größer. Dieser Fall könnte also die Transition zwischen verschiedenen Strömungszuständen, bedingt durch die erhöhte Oberflächentemperatur, darstellen. Es muss jedoch bedacht werden, dass dies aufgrund der großen Varianz der Messwerte durch diesen einen Fall nicht mit Sicherheit bestätigen lässt.

Die zweite betrachtete Größe, die maximale mittlere induzierte Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$, ist in Abbildung 4.6 gegen die Rayleigh-Zahl Ra aufgetragen. Dabei zeigt sich nur eine geringe Schwankung der maximalen mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ bei Veränderung der Rayleigh-Zahl Ra . Diese Schwankung ist dabei geringer als die Standardabweichung $\sigma_{\bar{u}}$ der Einzelwerte. Die höchsten Geschwindigkeiten werden wie erwartet am nächsten zum bewegten Zylinder erreicht.

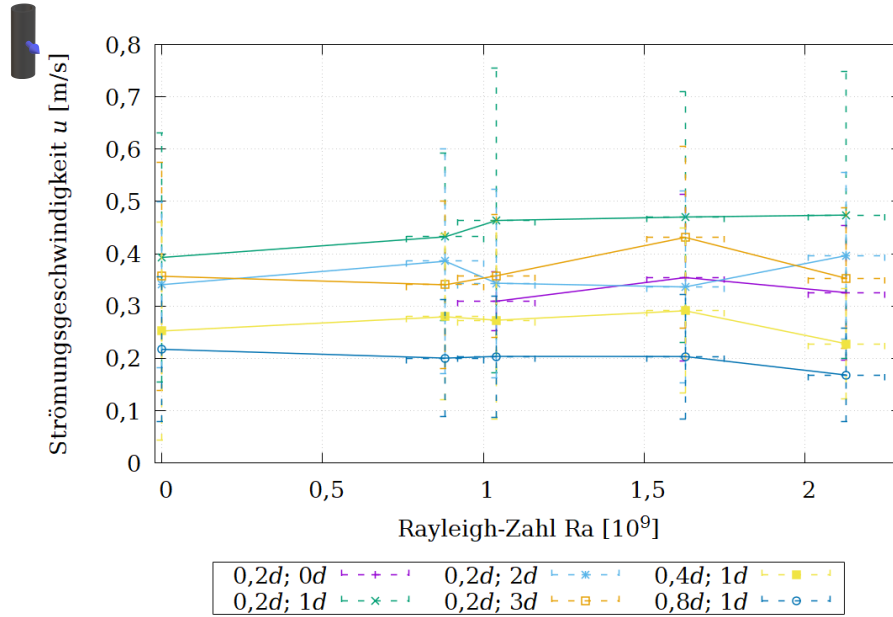


Abb. 4.6: Maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl Ra gemessen an den angegebenen Messpositionen für den frei fahrenden Zylinder. $\bar{u}_{\max}$ zeigt nur geringe Veränderungen, welche wesentlich kleiner als die Standardabweichungen $\sigma_{\bar{u}}$ der Einzelwerte sind.

Die Mittelwerte liegen dabei im Bereich von $(0,39 \pm 0,09) \text{ m/s}$ mit Standardabweichungen bis maximal $0,30 \text{ m/s}$. An den weiter entfernten Messpositionen zeigen sich sehr konstante Mittelwerte zwischen $0,25 \text{ m/s}$ und $0,30 \text{ m/s}$ bei einem Abstand von $0,4d$ und zwischen $0,16 \text{ m/s}$ und $0,22 \text{ m/s}$ bei einem Abstand von $0,8d$.

Zuletzt zeigt auch die Temperatur an den Messpositionen eine Reaktion auf den vorbeifahrenden Zylinder. Abbildung 4.7 zeigt den zeitlichen Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT zwischen der gemessenen Temperatur und der mittleren Temperatur vor der Vorbeifahrt des Zylinders für den frei fahrenden Zylinder. Die Messpositionen entsprechen denen in Abbildung 3.3(b).

Unabhängig von der Messposition sinkt die Temperatur zunächst durch den Einfluss des bewegten Zylinders ab. Im Minimum nimmt die Temperaturdifferenz ΔT dabei Werte zwischen $-0,13 \text{ K}$ und $-0,25 \text{ K}$ an, wobei die Messpositionen mit dem geringsten Abstand zur Fahrstrecke die größte Temperaturverminderung zeigen. Nach dem Erreichen des absoluten Minimums nähert sich die Temperatur im Verlauf der Messzeit immer weiter der Ausgangstemperatur an, erreicht diese jedoch bis Ende der gesamten Messzeit von 60 s nicht. Überlagert mit diesem generellen Trend zeigen alle Serien von Messwerten jedoch deutliche Schwankungen, die in steileren und flacheren Anstiegen und lokalen Minima resultieren.

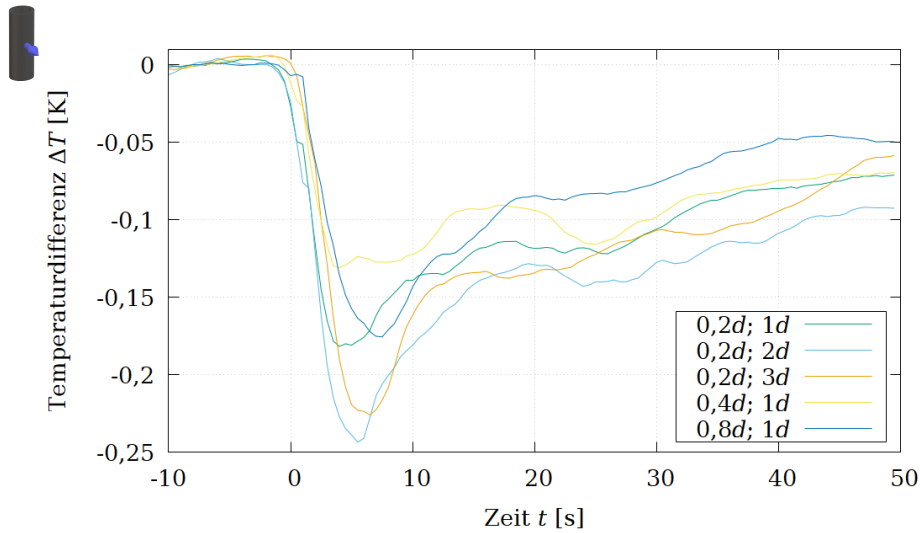


Abb. 4.7: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT von der mittleren Temperatur vor der Vorbeifahrt des Zylinders für den frei fahrenden Zylinder an den in Abbildung 3.3(b) gezeigten Messpositionen im Abstand von $1d$, $2d$ und $3d$ von der Einbauposition der Versperrungen in Bewegungsrichtung des Zylinders.

Für eine Fourier-Analyse wurde die Differenz der Messwerte zum gleitenden Mittelwert dritter Ordnung ermittelt. Dadurch wird die grundlegende Steigung der Temperaturdifferenz herausgefiltert und die Schwankung der Werte verdeutlicht. Die eigentliche Fourier-Analyse blieb jedoch ohne eindeutiges Ergebnis.

Um einen Einfluss der Rayleigh-Zahl Ra auf den Temperaturverlauf zu bestimmen, werden die Messwerte bei $(0,2d; 1d)$ für alle Rayleigh-Zahlen verglichen. Diese sind in Abbildung 4.8 dargestellt.

Besonders auffällig bei den Verläufen der Temperaturdifferenz ΔT ist der erste Ausschlag: Bei drei der vier Konfigurationen mit $Ra > 0$ nimmt die Temperaturdifferenz ΔT im Moment der Vorbeifahrt des Zylinders einen positiven Wert an, bevor sie in den negativen Bereich fällt. Dieses Verhalten ist lediglich für $Ra = 1,04 \cdot 10^9$ nicht erkennbar. Die Standardabweichung der Einzelwerte zeigt jedoch, dass auch für diesen Fall ein Anstieg der Temperatur in einzelnen Fahrten nicht auszuschließen ist. Der weitere Verlauf der Temperaturdifferenzen entspricht weitgehend dem für den Fall des unbeheizten Zylinders ($Ra = 0$). Lediglich die Werte der Minima unterscheiden sich voneinander. Diese sind in Tabelle 4.3 eingetragen und zeigen keinen klaren Trend in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl.

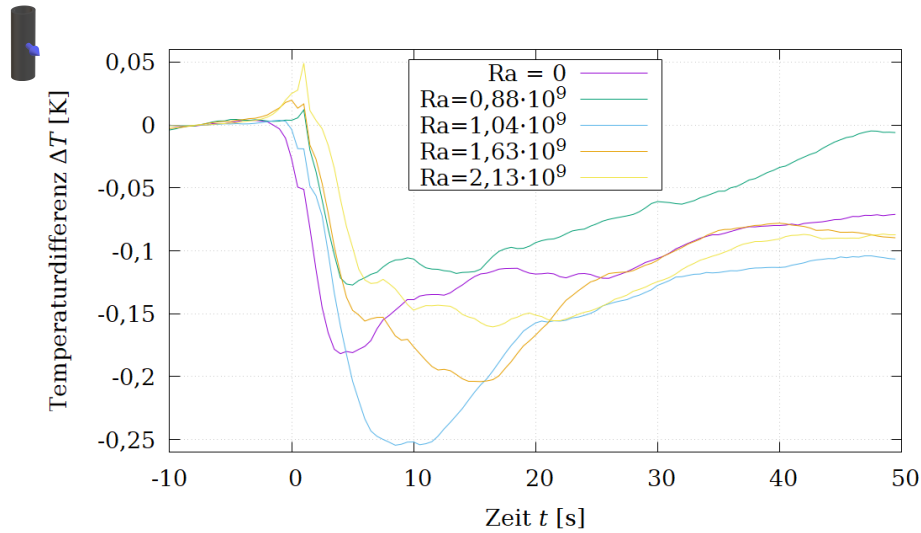


Abb. 4.8: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT von der mittleren Temperatur vor der Vorbeifahrt des Zylinders für den frei fahrenden Zylinder für alle Rayleigh-Zahlen an der Position $(0,2d; 1d)$.

Rayleigh-Zahl Ra	Minimum der Temperaturdifferenz ΔT [K]
0	-0,18
$0,88 \cdot 10^9$	-0,13
$1,04 \cdot 10^9$	-0,25
$1,63 \cdot 10^9$	-0,20
$2,13 \cdot 10^9$	-0,16

Tab. 4.3: Minima der Temperaturdifferenzen ΔT zur Ausgangstemperatur für den frei fahrenden Zylinder bei verschiedenen Rayleigh-Zahlen an der Messposition $(0,2d; 1d)$.

4.3 Zylinder mit flächigen Versperrungen

Abhängig vom Versperrungsverhältnis Υ nehmen die Versperrungen Einfluss auf die Nachlaufströmung des Zylinders. Abbildung 4.1 zeigt, dass selbst bei dem minimalen Versperrungsverhältnis Υ_{20} , bei dem die Versperrungen $0,8d$ vom Zylinder entfernt sind, ein Einfluss auf die Strömung zu erwarten ist.

Analog zu der Auswertung für den frei fahrenden Zylinder wird auch hier für jede Kombination von Versperrungsverhältnis Υ_i und Rayleigh-Zahl Ra die Halbwertszeit bestimmt. Abbildung 4.9 zeigt diese Halbwertszeit $t_{1/2}$ aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl Ra für die Messwerte von der Messposition $0,4d$ neben dem Fahrweg des Zylinders. Zusätzlich sind auch die Halbwertszeiten für den frei fahrenden Zylinder (Υ_∞) aufgetragen.

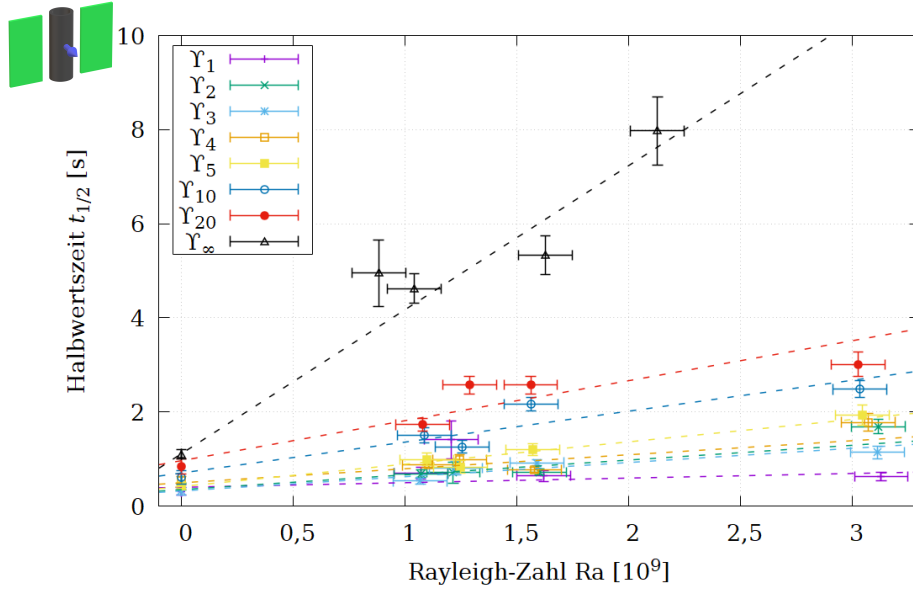


Abb. 4.9: Ergebnisse für die Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra für alle Versperrungsverhältnisse Υ_i und den frei fahrenden Zylinder (Υ_{∞}) für die Messpositionen im Abstand von $0,4d$ vom Weg des Zylinders. Die gestrichelt dargestellten Geraden sind die Ergebnisse linearer Regressionen.

Auch hier zeigt sich die bereits in Kapitel 4.2 beschriebene generelle Tendenz einer mit der Rayleigh-Zahl steigenden Halbwertszeit. Die Annahme eines linearen Verhaltens $t_{1/2} = m \cdot Ra + q$ und die entsprechend durchgeführte lineare Regression (Levenberg-Marquardt-Algorithmus) liefert die in Abbildung 4.9 dargestellten gestrichelten Geraden sowie die in Tabelle 4.4 dargestellten Parameter für die Steigungen m und den Achsenabschnitten q .

Die Steigung m stellt ein Maß dafür da, wie groß der Einfluss der Rayleigh-Zahl Ra auf die Halbwertszeit $t_{1/2}$, also auf das Abklingverhalten der Strömung, ist. Es zeigt sich, dass die Steigung m umso geringer ist, je größer das Versperrungsverhältnis Υ wird (vgl. Tabelle 4.4). Der kleinste Wert für m ergibt sich für das maximale Versperrungsverhältnis Υ_1 . Für den Fall des frei fahrenden Zylinders wird die maximale Steigung m erreicht. Der Einfluss der eingebrachten Wärme auf die Strömung verringert sich durch die veränderte Geometrie. Dieses Verhalten wird in Abbildung 4.10 nochmal verdeutlicht, in der die Steigung m gegen das Versperrungsverhältnis Υ aufgetragen ist.

Durch den linearen Zusammenhang zwischen Halbwertszeit $t_{1/2}$ und Rayleigh-Zahl Ra lässt sich das exponentielle Abklingverhalten der Strömung (Gleichung 4.3) mit

Versperrungsverhältnis Υ_i	Steigung m [10^{-9} s]	Achsenabschnitt q [s]
$\Upsilon_1 = 25/27$	$0,10 \pm 0,07$	$0,40 \pm 0,13$
$\Upsilon_2 = 25/29$	$0,31 \pm 0,09$	$0,35 \pm 0,12$
$\Upsilon_3 = 25/31$	$0,30 \pm 0,08$	$0,32 \pm 0,11$
$\Upsilon_4 = 25/33$	$0,30 \pm 0,13$	$0,49 \pm 0,16$
$\Upsilon_5 = 25/35$	$0,47 \pm 0,06$	$0,41 \pm 0,06$
$\Upsilon_{10} = 25/45$	$0,66 \pm 0,17$	$0,70 \pm 0,25$
$\Upsilon_{20} = 25/65$	$0,85 \pm 0,21$	$0,96 \pm 0,28$
$\Upsilon_\infty = 0$	$3,06 \pm 0,28$	$1,11 \pm 0,13$

Tab. 4.4: Ergebnisse für Steigung m und Achsenabschnitt q der linearen Regression der Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra für alle Versperrungsverhältnisse Υ_i und den frei fahrenden Zylinder (Υ_∞). Die resultierenden Geraden sind in Abbildung 4.9 gestrichelt dargestellt.

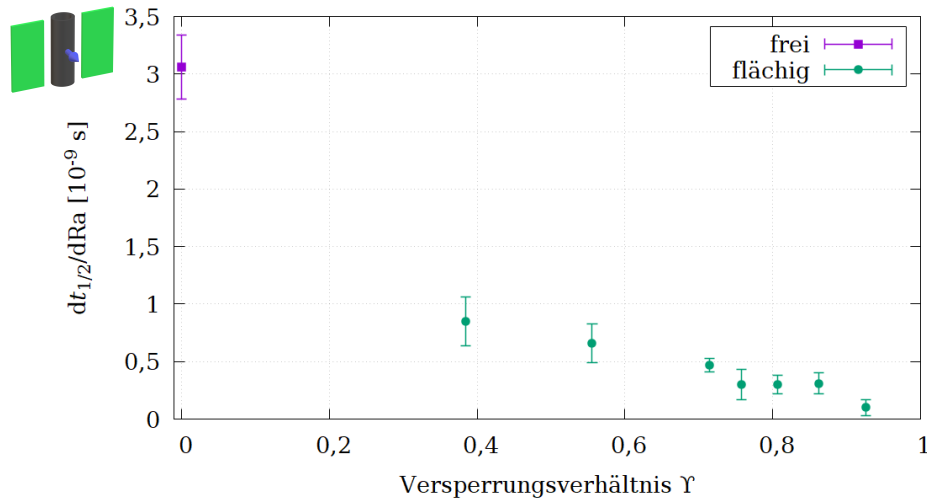


Abb. 4.10: Auftragung der Steigung $m = dt_{1/2}/dRa$ der Halbwertszeit gegen das Versperrungsverhältnis Υ für den frei fahrenden Zylinder und flächige Versperrungen (vgl. Tabelle 4.4).

der Rayleigh-Zahl in Verbindung bringen. Der Einfachheit halber kann $t_{\max} = 0$ gesetzt werden. Außerdem wird angenommen, dass keine Grundströmung vorhanden ist ($c = 0$), da diese durch das Experiment unverändert bleibt. Damit ergibt sich die folgende Gleichung für die allgemeine Beschreibung des Abklingverhaltens:

$$u(t) = a \cdot e^{-b \cdot t} \quad (4.4)$$

Mit der Definition der Halbwertszeit $t_{1/2}$ und dem linearen Ansatz für die Entwick-

lung der Halbwertszeit

$$\frac{\ln(2)}{b} = t_{1/2}(\text{Ra}) = m \cdot \text{Ra} + q$$

lässt sich der Faktor b aus Gleichung 4.4 ersetzen:

$$u(t) = a \cdot e^{-\frac{\ln(2)}{m \cdot \text{Ra} + q} t}$$

Der Faktor $\ln(2)$ lässt sich schließlich noch in die Parameter $m' := \frac{m}{\ln(2)}$ und $q' := \frac{q}{\ln(2)}$ integrieren, wodurch sich das Abklingverhalten schließlich durch die Gleichung

$$u(t) = a \cdot e^{-\frac{t}{m' \cdot \text{Ra} + q'}}$$

beschreiben lässt.

Die Parameter a , m' und q' sind abhängig vom Versperrungsverhältnis Υ und, wie im Folgenden gezeigt, von der Geometrie der Versperrungen. Der Faktor a zeigte bei den Messungen außerdem eine Abhängigkeit vom Abstand zum bewegten Zylinder (vgl. Tabelle 4.2).

Die seitlichen Versperrungen zeigen auch einen Einfluss auf die maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$. Bei dem frei fahrenden Zylinder zeigte dieses Maximum keinen klaren Trend und nur eine geringen Schwankung (vgl. Abbildung 4.6). Für den Fall mit flächigen Versperrungen zeigt $\bar{u}_{\max}$ im Abstand von $0,2d$ vom Zylinder für alle Versperrungsverhältnisse Υ_i die Tendenz mit steigender Rayleigh-Zahl Ra abzunehmen (siehe Abbildung 4.11). Die stärkste Verringerung mit $(0,37 \pm 0,49) \text{ m/s}$ zeigt $\bar{u}_{\max}$ für das Versperrungsverhältnis Υ_1 . Dies zeigt jedoch auch, dass die Standardabweichungen der Messwerte mit bis zu $0,3 \text{ m/s}$ eine ähnliche Größe haben wie die Abnahme der maximalen mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ über den gesamten betrachteten Bereich der Rayleigh-Zahl. Außerdem fällt auf, dass die induzierte Strömungsgeschwindigkeit größer sein kann als die Bewegungsgeschwindigkeit des Zylinders von $v = 0,6 \text{ m/s}$. Das gilt insbesondere für große Versperrungsverhältnisse.

Die Temperaturmessung zeigt genau wie für den Fall des frei fahrenden Zylinders einen Temperaturabfall, der durch die Vorbeifahrt des Zylinders induziert wird. Einige Temperatur-Zeit Verläufe sind in Abbildung 4.12 aufgeführt: Die vier Kombinationen von minimalen und maximalen Versperrungsverhältnissen Υ und Rayleigh-Zahlen Ra sind dargestellt. Für jeden Fall sind jeweils alle Messpositionen berück-

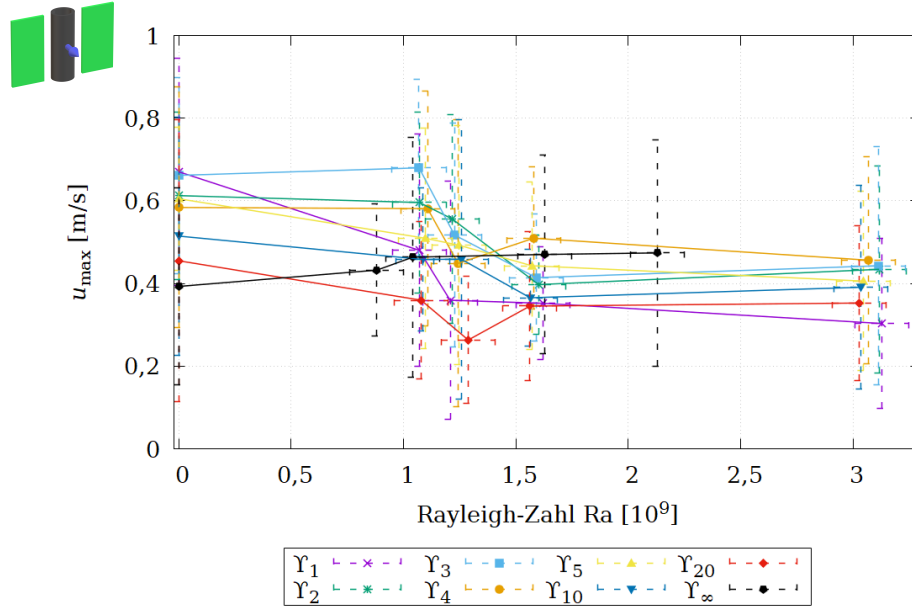


Abb. 4.11: Maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl Ra gemessen im Abstand von $0,2d$ von der Bahn des bewegten Zylinders für den Fall mit flächigen Versperrungen und den frei fahrenden Zylinder im Vergleich. $\bar{u}_{\max}$ zeigt die Tendenz mit zunehmender Rayleigh-Zahl abzunehmen.

sichtigt. Zu beachten ist, dass die Messsonden auf unterschiedlichen Höhen montiert werden mussten, wobei die $0,8d$ -Sonde am niedrigsten positioniert ist, die $0,2d$ -Sonde darüber und die $0,4d$ -Sonde am höchsten (siehe Abbildung 3.2(a)).

Es zeigt sich, dass in nahezu allen Fällen der Temperaturabfall für eine größere Rayleigh-Zahl geringer ausfällt. Für das maximale Versperrungsverhältnis Υ_1 und die Rayleigh-Zahl $Ra = 0$ fällt die Temperatur je nach Messposition um $0,13\text{ K}$ bis $0,18\text{ K}$ ab. Bei $Ra = 3,13 \cdot 10^9$ sind es lediglich noch $0,05\text{ K}$ bis $0,10\text{ K}$. Für das minimale Versperrungsverhältnis Υ_{20} sind es $0,22\text{ K}$ bis $0,30\text{ K}$ beziehungsweise $0,16\text{ K}$ bis $0,35\text{ K}$. Der Abstand zum Fahrweg scheint dagegen keinen großen Einfluss auf den Temperaturabfall zu haben, wohingegen die vertikale Position zumindest bei kleinem Versperrungsverhältnis mit diesem korreliert. So fällt in drei der vier gezeigten Messreihen die Temperatur an dem am höchsten positionierten Sensor am stärksten ab und an dem am niedrigsten positionierten Sensor am wenigsten.

Ein weiterer sichtbarer Unterschied ist die Zeit die es benötigt, bis die Temperatur wieder die Ausgangstemperatur angenommen hat. Diese ist in den gezeigten Beispielen grundsätzlich länger für die größere Rayleigh-Zahl Ra und übersteigt teilweise die Messzeit. Außerdem ist sie auch für das kleinere Versperrungsverhältnis

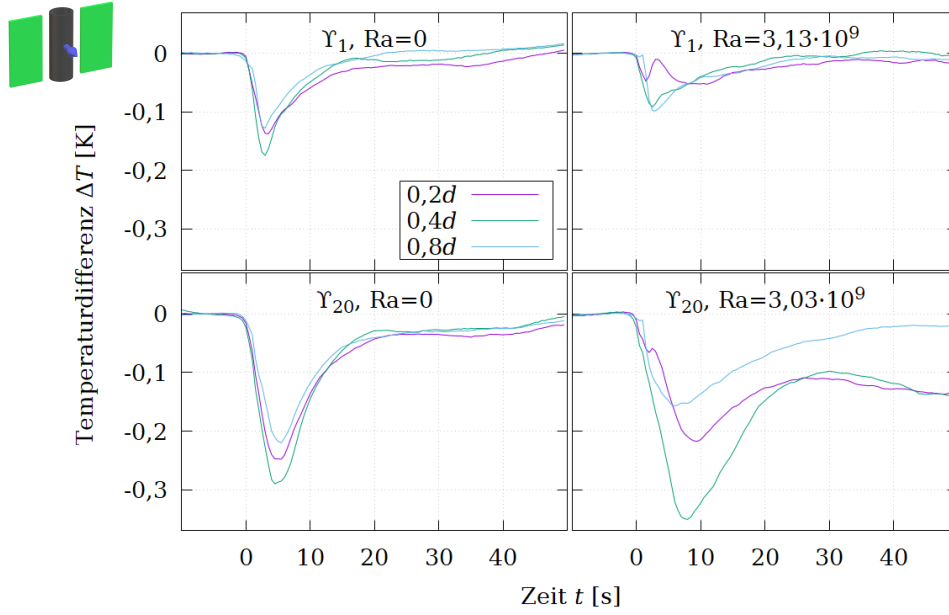


Abb. 4.12: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT zwischen der gemessenen und der Ausgangstemperatur gemittelt über jeweils zwei Messpositionen für minimale und maximale Rayleigh-Zahl Ra bzw. Versperrungsverhältnis Υ_i .

Υ_{20} länger als für Υ_1 .

Für eine genauere Betrachtung wie stark sich die Temperatur in Abhängigkeit vom Versperrungsverhältnis und der Rayleigh-Zahl verändert, ist in Abbildung 4.13 die Temperaturdifferenz ΔT zu der Ausgangstemperatur im Abstand von $0,2d$ vom Fahrweg des Zylinders gegen die Rayleigh-Zahl Ra für alle Versperrungsverhältnisse Υ aufgetragen.

Abbildung 4.13 zeigt ebenfalls die Tendenz, dass der Temperaturabfall mit steigender Rayleigh-Zahl Ra geringer ausfällt, sich also Null annähert. Dieser Trend unterliegt Schwankungen, welche jedoch zumeist geringer sind als die Standardabweichung der Einzelwerte. Besonders große Schwankungen treten für die Versperrungsverhältnisse Υ_{20} und Υ_∞ (frei fahrender Zylinder) auf. Für diese beiden Fälle ist auch die Differenz des Temperaturabfalls zwischen minimaler und maximaler Rayleigh-Zahl am geringsten.

Unter Beachtung der Standardabweichungen der Einzelwerte sind die Temperaturdifferenzen aller Versperrungsverhältnisse Υ relativ nahe beieinander. Trotzdem fällt auf, dass für einen Großteil des betrachteten Bereichs der Rayleigh-Zahl Ra die Temperatur für das maximale Versperrungsverhältnis Υ_1 am wenigsten abfällt und für die drei geringsten Versperrungsverhältnisse am stärksten.

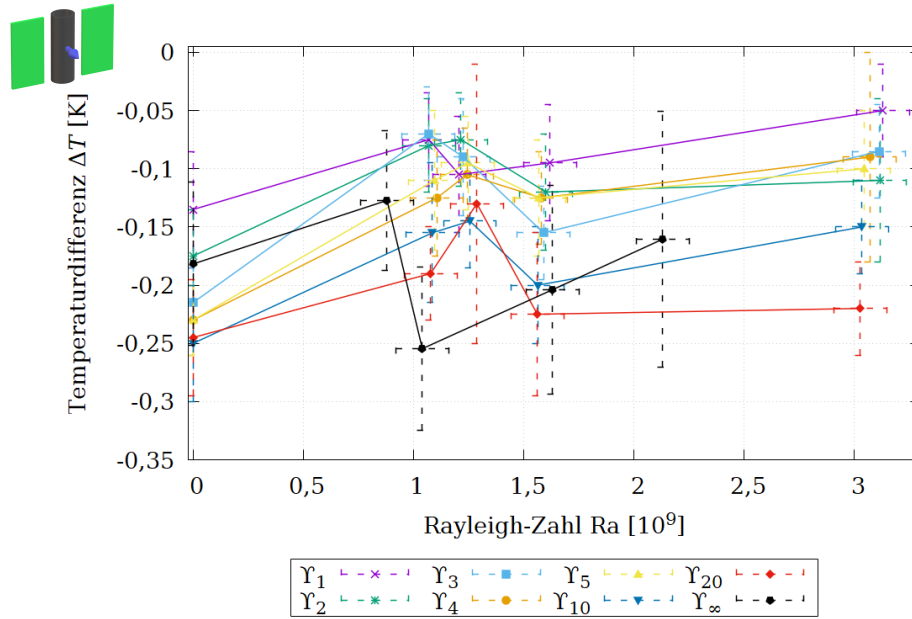


Abb. 4.13: Temperaturdifferenz ΔT zwischen aktueller und Ausgangstemperatur der Luft, gemessen bei $(0,2d; 1d)$, aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl Ra für den Fall mit flächigen Versperrungen für alle Versperrungsverhältnisse Υ_i und den frei fahrenden Zylinder.

4.4 Zylinder mit zylindrischen Versperrungen

Äquivalent zu dem Fall der flächigen Versperrungen verändert sich auch unter Einfluss der zylindrischen Versperrungen die Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra . Das Ausmaß dieser Abhängigkeit ist dabei abhängig vom Versperrungsverhältnis Υ . Insgesamt ergeben sich für die Halbwertszeiten unter verschiedenen Versperrungsverhältnissen im Vergleich zum frei fahrenden Zylinder ähnliche Werte. Dies ist in Abbildung 4.14 dargestellt, die die Halbwertszeit $t_{1/2}$ aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl für alle Versperrungsverhältnisse sowie den frei fahrenden Zylinder (Υ_∞) zeigt.

Die Werte der Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra wurde linear angenähert und die resultierenden Geraden ebenfalls in Abbildung 4.14 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Steigung m der resultierenden Geraden für das maximale Versperrungsverhältnis Υ_1 am geringsten (sogar negativ) und für das minimale Versperrungsverhältnis Υ_{20} am größten ist. Lediglich für den Fall des frei fahrenden Zylinders (Υ_∞) ergibt sich ein noch größerer Wert für die Steigung m . Die Werte aller Steigungen m und Achsenabschnitte q aus den linearen Regressionen via Levenberg-Marquardt-Algorithmus sind in Tabelle 4.5 eingetragen.

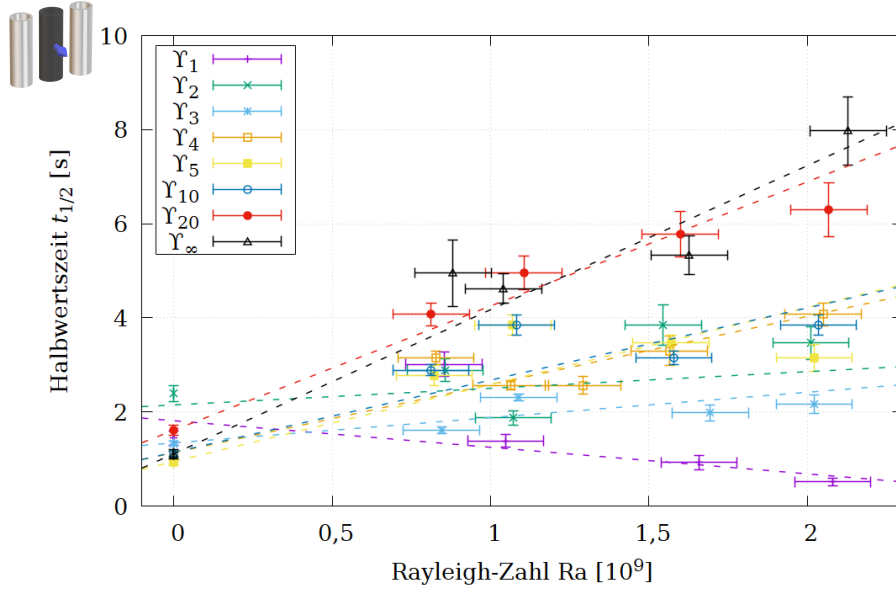


Abb. 4.14: Ergebnisse für die Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra für alle Versperrungsverhältnisse Υ_i und den frei fahrenden Zylinder (Υ_{∞}) für die Messpositionen im Abstand von $0,4d$ vom Weg des Zylinders. Die gestrichelt dargestellten Geraden sind die Ergebnisse linearer Regressionen.

Versperrungsverhältnis Υ	Steigung m [10^{-9} s]	Achsenabschnitt q [s]
$\Upsilon_1 = 25/27$	$-0,57 \pm 0,32$	$1,82 \pm 0,49$
$\Upsilon_2 = 25/29$	$0,35 \pm 0,51$	$2,13 \pm 0,50$
$\Upsilon_3 = 25/31$	$0,58 \pm 0,17$	$1,32 \pm 0,13$
$\Upsilon_4 = 25/33$	$1,45 \pm 0,20$	$1,13 \pm 0,11$
$\Upsilon_5 = 25/35$	$1,63 \pm 0,32$	$0,94 \pm 0,14$
$\Upsilon_{10} = 25/45$	$1,55 \pm 0,26$	$1,13 \pm 0,15$
$\Upsilon_{20} = 25/65$	$2,63 \pm 0,31$	$1,61 \pm 0,17$
$\Upsilon_{\infty} = 0$	$3,06 \pm 0,28$	$1,11 \pm 0,13$

Tab. 4.5: Ergebnisse für Steigung m und Achsenabschnitt q des linearen Fits der Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra für alle Versperrungsverhältnisse Υ_i und den frei fahrenden Zylinder (Υ_{∞}). Die resultierenden Geraden sind in Abbildung 4.14 gestrichelt dargestellt.

Der Parameter m dient im Folgenden als Maß dafür wie stark und in welcher Art die Rayleigh-Zahl Ra den Erhalt der Nachlaufströmung eines Zylinders beeinflusst. Dieser Einfluss scheint sich unabhängig von der Geometrie der Versperrungen für ein steigendes Versperrungsverhältnis zu sinken. Dies zeigt die Auftragung des Parameters m gegen das Versperrungsverhältnis Υ in Abbildung 4.15. Die Strömung

bleibt also umso länger erhalten, je größer die Rayleigh-Zahl Ra und je kleiner das Versperrungsverhältnis ist. Nur für einen Fall, dem maximalen Versperrungsverhältnis $\Upsilon_1 = 25/27$ für den Fall mit zylindrischen Versperrungen kehrt sich der Einfluss der Rayleigh-Zahl Ra scheinbar um und die Strömungsgeschwindigkeit fällt mit steigender Rayleigh-Zahl Ra schneller ab.

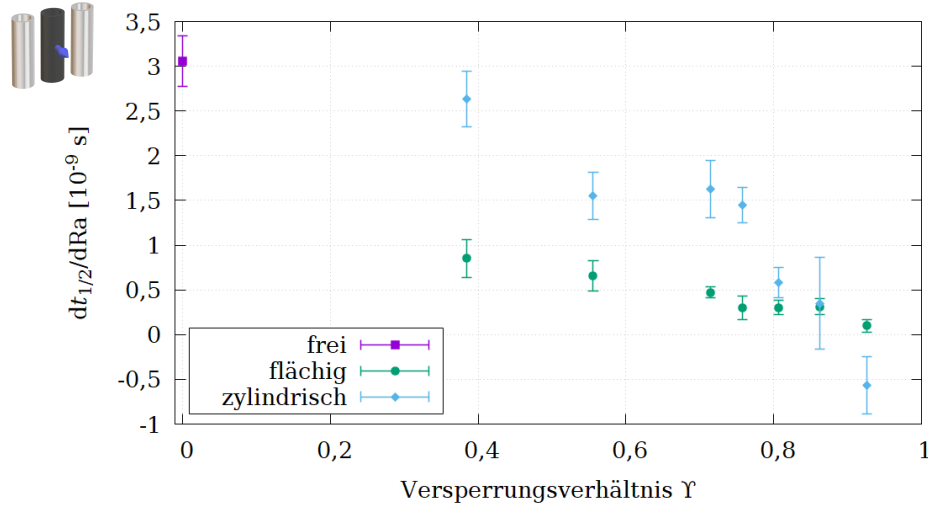


Abb. 4.15: Auftragung der Steigung $m = dt_{1/2}/dRa$ der Halbwertszeit gegen das Versperrungsverhältnis Υ für den frei fahrenden Zylinder, flächige und zylindrische Versperrungen (vgl. Tabellen 4.4 und 4.5).

Die Rayleigh-Zahl Ra scheint für den Fall der zylindrischen Versperrungen im Gegensatz zu dessen Effekt auf das Abklingverhalten der Strömung wenig bis keinen Einfluss auf die maximale Strömungsgeschwindigkeit zu haben. Wie in Abbildung 4.16 dargestellt, ist zeigen die Messwerte der maximalen mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ für Rayleigh-Zahlen Ra zwischen 0 und etwa $2 \cdot 10^9$ nur geringfügige Schwankungen bei konstantem Versperrungsverhältnis. Die Werte bewegen sich dabei abhängig vom Versperrungsverhältnis Υ zwischen $0,3 \text{ m/s}$ und $0,6 \text{ m/s}$. Für das maximale Versperrungsverhältnis Υ_1 zeigen sich zumeist die größten Werte, die Fälle Υ_{10} und Υ_{20} weisen die geringsten maximalen mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ auf, wobei die Standardabweichungen σ_u abermals mit bis zu $0,3 \text{ m/s}$ relativ groß sind.

Auch mit veränderter Geometrie im Vergleich zu den flächigen Versperrungen ergibt sich für den Temperaturverlauf qualitativ dasselbe Verhalten: Der vorbeifahrende Zylinder induziert einen Abfall der Temperatur gefolgt von einem langsamen Temperaturanstieg. Wie stark die Temperatur für die jeweilige Konfiguration von

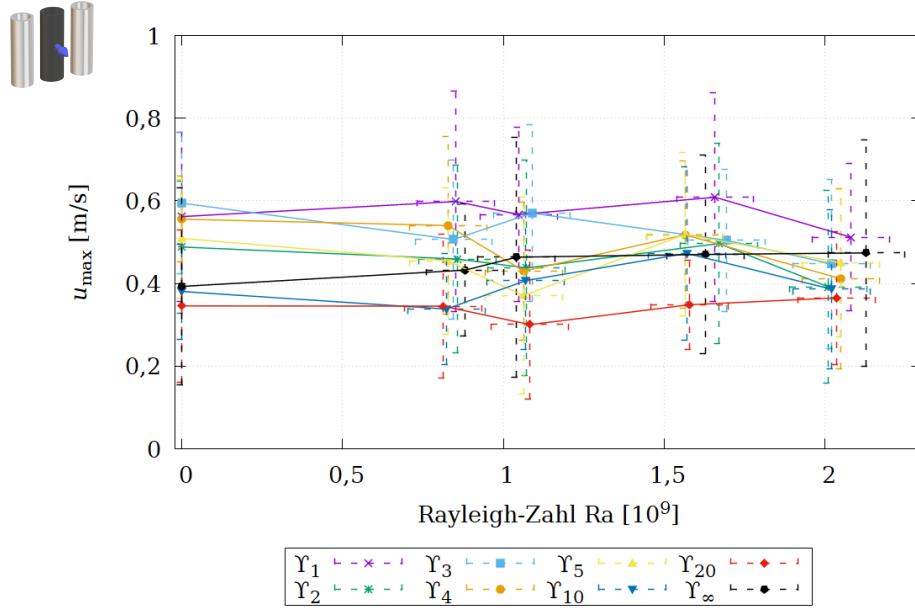


Abb. 4.16: Maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl Ra gemessen im Abstand von $0,2d$ von der Bahn des bewegten Zylinders für den Fall mit zylindrischen Versperrungen und den frei fahrenden Zylinder im Vergleich.

Versperrungsverhältnis und Rayleigh-Zahl abgefallen ist, ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Sie zeigt die Temperaturdifferenz ΔT zu der Ausgangstemperatur im Abstand von $0,2d$ vom Fahrweg des Zylinders aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl Ra für alle Versperrungsverhältnisse Υ .

Alle Temperaturdifferenzen liegen im Intervall $-0,32 \text{ K} \leq \Delta T \leq -0,10 \text{ K}$, welches damit etwas größer ist als für den Fall der flächigen Versperrungen. Die Messergebnisse zeigen auch hier den Trend eines verringerten Temperaturabfalls mit steigender Rayleigh-Zahl Ra . Einzige Ausnahme bildet hier der Fall mit dem Versperrungsverhältnis Υ_{20} , dessen Temperaturabfall sich für größer werdende Rayleigh-Zahlen verstärkt. Die Differenzen zwischen Minimal- und Maximalwert sind für alle Fälle in etwa so groß wie die Standardabweichungen der Einzelwerte. Die Temperaturdifferenzen ΔT für die beiden maximalen Versperrungsverhältnisse Υ_1 und Υ_2 zeigen für Rayleigh-Zahlen $Ra > 10^9$ die betragsmäßig geringsten Werte während über weite Bereiche der Rayleigh-Zahl für Υ_5 und Υ_{10} die stärksten Temperaturabfälle gemessen wurden.

Die zeitlichen Verläufe der Temperaturdifferenzen zeigen nochmals die verschiedenen Einflüsse von Rayleigh-Zahl Ra und Versperrungsverhältnis Υ auf. Für die vier Kombinationen von minimaler und maximaler Rayleigh-Zahl sowie minimalem

4 Ergebnisse

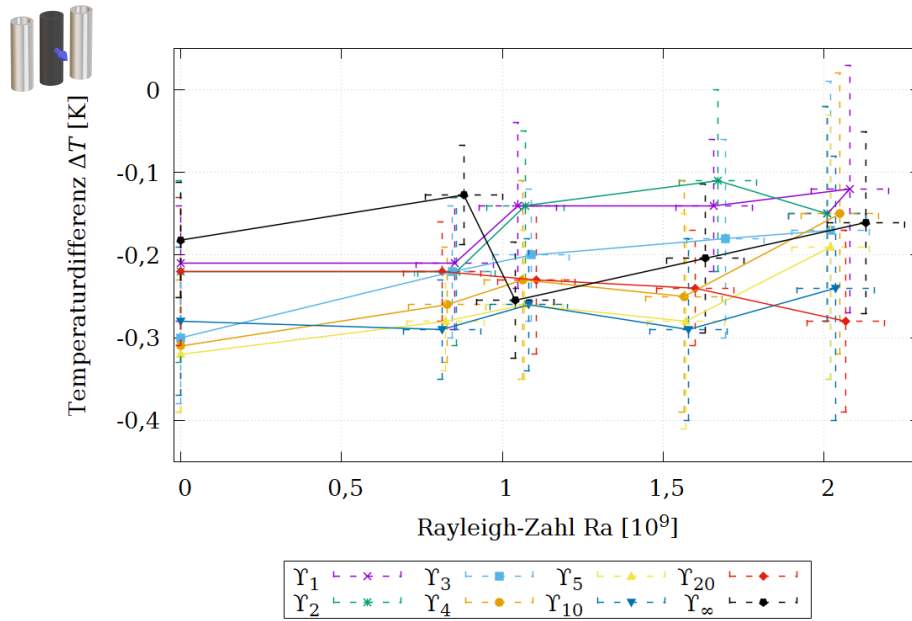


Abb. 4.17: Temperaturdifferenz ΔT zur Ausgangstemperatur aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl Ra für den Fall mit zylindrischen Versperrungen und den frei fahrenden Zylinder bei $(0,2d; 1d)$.

und maximalem Versperrungsverhältnis sind diese in Abbildung 4.18 dargestellt.

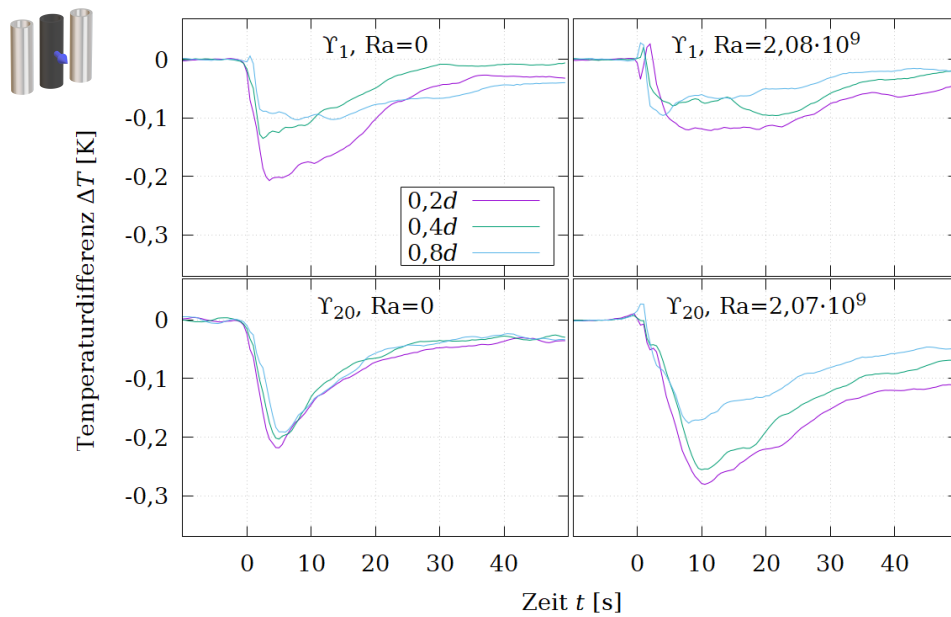


Abb. 4.18: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT zwischen der gemessenen und der Ausgangstemperatur gemittelt über jeweils zwei Messpositionen für minimale und maximale Rayleigh-Zahl Ra bzw. Versperrungsverhältnis Υ .

Bei maximalem Versperrungsverhältnis Υ_1 und Rayleigh-Zahl $Ra = 0$ sinkt die Temperatur umso weiter ab, je dichter am bewegten Zylinder gemessen wurde. So zeigt die Position bei $0,2d$ einen minimalen Wert von $\Delta T = -0,2\text{ K}$, wohingegen bei $0,8d$ die Temperatur nur um $0,1\text{ K}$ sinkt. Im weiteren Verlauf nähern sich die Temperaturen an allen Positionen langsam wieder der Ausgangstemperatur an. Nach etwa $t = 40\text{ s}$ überschreiten alle Positionen den Wert $\Delta T = -0,05\text{ K}$. Die Ausgangstemperatur wird vor Ende der Messzeit bei $t = 50\text{ s}$ nicht erreicht. Hier zeigt die Messung bei $0,4d$ die geringste und bei $0,8d$ noch die größte Abweichung.

Im Vergleich dazu liegen die Temperaturdifferenzen ΔT für das minimale Versperrungsverhältnis Υ_{20} aller Messpositionen sehr dicht beieinander. Ihre Verläufe sind dem zuvor beschriebenen bei $0,2d$, mit Minima bei $\Delta T \approx -0,2\text{ K}$ sehr ähnlich. Die Wiederannäherung an die Ausgangstemperatur verläuft dabei deutlich konkav.

Betrachtet man den Fall mit maximalem Versperrungsverhältnis Υ_1 sowie maximaler Rayleigh-Zahl $Ra = 2,08 \cdot 10^9$ so fällt auf, dass die Temperaturdifferenz ΔT im Gegensatz zu den zuvor betrachteten Fällen zunächst sehr kurz ansteigt, bevor sie unter Null sinkt. Dieser ist durch die thermische Grenzschicht des bewegten Zylinders zu erklären. Die Minima für diesen Fall liegen deutlich über denen für $Ra = 0$. Lediglich bei der Position $0,8d$ ist dieser Wert in etwa gleich groß. Die Annäherung an die Ausgangstemperatur verläuft bis etwa $t = 30\text{ s}$ langsamer als für $Ra = 0$. Danach ist lediglich auffällig, dass bei $0,2d$ die größte Abweichung zur Ausgangstemperatur zeigt.

Der Fall mit minimalem Versperrungsverhältnis Υ_{20} sowie maximaler Rayleigh-Zahl $Ra = 2,07 \cdot 10^9$ zeigt ebenfalls eine zunächst steigende Temperaturdifferenz ΔT , ähnelt aber sonst eher dem Fall Υ_{20} , $Ra = 0$. Jedoch werden im Vergleich zu diesem liegen die Minima bei $0,2d$ und $0,4d$ deutlich tiefer und werden später erreicht. Der weitere Verlauf ist auch weniger steil, sodass zum Ende der Messzeit die Temperaturdifferenzen noch deutlich von Null entfernt sind. Über nahezu den gesamten Verlauf wird bei $0,2d$ die geringste und bei $0,8d$ die kleinste Abweichung $|\Delta T|$ gemessen.

4.5 Komplexe Geometrien

Um die Ergebnisse der Messungen bei komplexen Geometrien mit denen in den Versuchsreihen bei beheiztem Zylinder vergleichen zu können, werden die Messungen auf dieselbe Weise ausgewertet. Zunächst werden aber die dimensionslosen Kennzahlen

bestimmt. Da die Messsensoren auf Höhe der Hüfte des Dummys angebracht sind, dient der Durchmesser des Dummys an dieser Stelle als charakteristische Länge. Dieser beträgt $d = 0,32\text{ m}$ (vgl. Abbildung 3.4(a)). Die Bewegungsgeschwindigkeit $u_\infty = 0,6\text{ m/s}$ sowie die kinematische Viskosität ν sind im Vergleich zu den vorherigen Experimenten unverändert, wodurch sich nach Gleichung 2.12

$$\text{Re} = \frac{0,6 \cdot 0,32}{15,16 \cdot 10^{-6}} (= 12665) \approx 10^4 \quad (4.5)$$

als Reynolds-Zahl ergibt. Für die Berechnung der Rayleigh-Zahl Ra muss noch die Temperaturdifferenz ΔT bestimmt werden. Die Oberflächentemperatur des Dummys kann dem Infrarotbild in Abbildung 4.19 entnommen werden. Die Temperatur der Hüfte beträgt demnach etwa 29°C . Als Lufttemperatur dient der Mittelwert über die Temperaturen der gegenüberliegenden Sensoren zu Anfang jeder Messung. Dies resultiert in einer Temperaturdifferenz von $\Delta T = (29 - 24)^\circ\text{C} = (5 \pm 1)\text{ K}$ für CDV und $\Delta T = (29 - 25)^\circ\text{C} = (4 \pm 1)\text{ K}$ für HLMV. Damit ergeben sich die in Tabelle 4.6 dargelegten Rayleigh-Zahlen Ra .

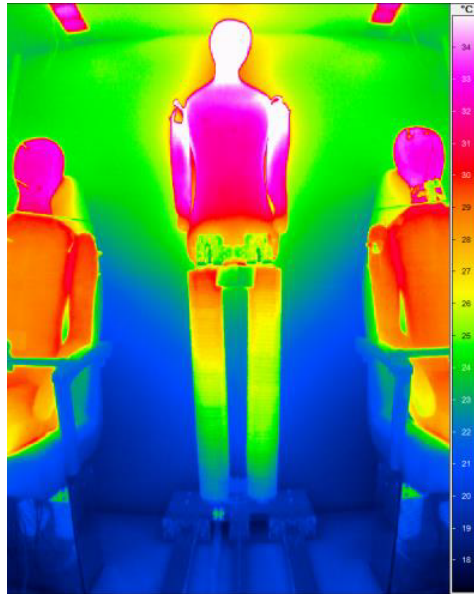


Abb. 4.19: Infrarotbild des Dummys in der generischen Zugkabine bei eingeschalteter Belüftung via CDV. Durch die einströmende Kaltluft im Fußbereich ist dort die Temperatur deutlich geringer als im oberen Teil der Kabine.

Der zeitliche Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit u , dargestellt in Abbildung 4.20, zeigt Unterschiede zwischen den beiden Belüftungskonzepten. Bei der CDV erreicht die Strömungsgeschwindigkeit das Maximum früher und nimmt einen grö-

Ra(CDV)	Ra(HLMV)
$(2,52 \pm 0,63) \cdot 10^9$	$(3,15 \pm 0,63) \cdot 10^9$

Tab. 4.6: Rayleigh-Zahlen Ra der Messungen mit komplexer Geometrie für beide Belüftungskonzepte - CDV und HLMV.

beren Wert ($\bar{u}_{\max}(\text{CDV}) = (0,62 \pm 0,31) \text{ m/s}$) an als bei der HLMV ($\bar{u}_{\max}(\text{HLMV}) = (0,48 \pm 0,32) \text{ m/s}$). Innerhalb der ersten etwa 3 s nach dem Maximum ist das Abklingverhalten kaum zu unterscheiden. Danach fällt die Strömungsgeschwindigkeit bei der HLMV wesentlich langsamer ab. Durch die geringere Standardabweichung der Werte im späteren zeitlichen Verlauf, ist dieser ausschlaggebend dafür, dass die exponentielle Näherung der Abklingkurve für HLMV einen flacheren Verlauf hat und in einer größeren Halbwertszeit $t_{1/2}$ resultiert. Die Halbwertszeiten beider Verläufe sind in Tabelle 4.7 dargelegt.

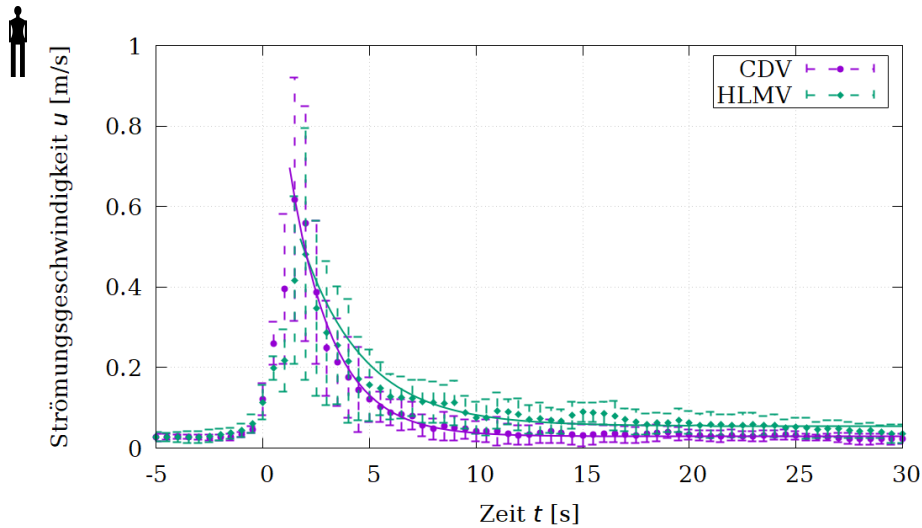


Abb. 4.20: Auftragung des zeitlichen Verlaufs der Strömungsgeschwindigkeiten u , als Mittlungen der jeweils zwei gegenüberliegenden Messpositionen im Gang über 10 Messfahrten mit Standardabweichung. Die Linien zeigen die exponentiellen Näherungskurven ab dem jeweiligen absoluten Maximum für den Bereich der abklingenden Strömung.

Auch für die komplexe Geometrie wird der zeitliche Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT untersucht, wobei wieder ein besonderes Augenmerk auf dem maximalen Betrag der Temperaturdifferenz gelegt wird. Die normierten Temperaturverläufe, gezeigt in Abbildung 4.21, zeigt große Unterschiede zwischen den Belüftungskonzepten.

Vergleichbar mit den Ergebnissen der Strömungsgeschwindigkeit ist der maximale

	$t_{1/2}$ [s]	$\bar{u}_{\max}$ [m/s]
CDV	$1,38 \pm 0,04$	$0,62 \pm 0,31$
HLMV	$2,02 \pm 0,13$	$0,48 \pm 0,32$

Tab. 4.7: Halbwertszeit $t_{1/2}$ der Strömungsgeschwindigkeit und mittlere maximale Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ bei Vorbeifahrt des beheizten Dummys für beide Belüftungskonzepte - CDV und HLMV.

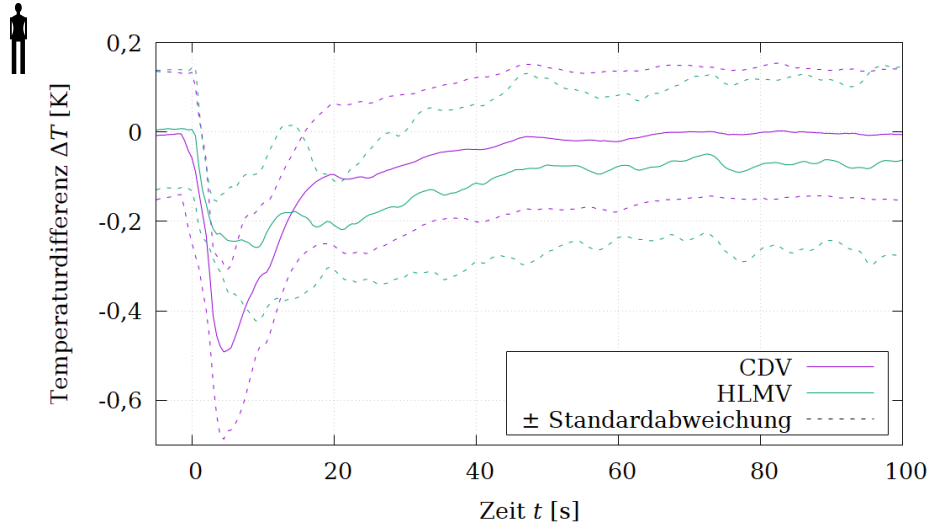


Abb. 4.21: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT mit Standardabweichung zwischen der gemessenen und der Ausgangstemperatur gemittelt über zwei Messpositionen und 10 Messfahrten während der Vorbeifahrt des Dummys im generischen Zugabteil für beide Belüftungskonzepte.

Ausschlag bei der CDV größer und wird früher erreicht. Die zugehörigen Werte sind in Tabelle 4.8 eingetragen. Außerdem gleicht sich die Temperatur im weiteren Verlauf auch schneller wieder der Ausgangstemperatur an, so dass der Betrag der Temperaturdifferenz ΔT bei CDV nach 14,5 s mit $\Delta T_{\text{CDV}}(t = 14,5 \text{ s}) = -0,17 \text{ K}$ schon geringer ist als bei HLMV. Nach $t = 46 \text{ s}$ erreicht die Temperaturdifferenz $\Delta T_{\text{CDV}} = -0,01 \text{ K}$. Bei HLMV bleibt die Temperaturdifferenz über die gesamte Messzeit bei $\Delta T_{\text{HLMV}} \leq 0,05 \text{ K}$.

Durch die Laser-Rauch-Visualisierung können Strömungsstrukturen in der Strö-

	$\Delta T _{\min}$ [K]	$t(\Delta T _{\min})$ [s]
CDV	$-0,49 \pm 0,20$	4,5
HLMV	$-0,26 \pm 0,17$	9

Tab. 4.8: Minimum der Temperaturdifferenz $\Delta T|_{\min}$ und Zeitpunkt $t(\Delta T|_{\min})$ des Minimums bei den untersuchten Belüftungskonzepten.

nung ausgemacht werden. Abbildung 4.22 zeigt ein Einzelbild bei der Durchfahrt des Dummys bei CDV. Bei dieser bewegt sich der Dummy in Blickrichtung der Kamera, wodurch die Strömung hinter diesem zu sehen ist. Es sind zwei Wirbel erkennbar, die sich symmetrisch von der Mitte nebeneinander gebildet haben. Sie rotieren in entgegengesetzte Richtungen, wobei der rechte Wirbel im Uhrzeigersinn rotiert. Im Videoverlauf lässt sich ausmachen, dass sich die Wirbel mit dem Dummy mit bewegen, relativ zu diesem also stationär sind. Diese Strukturen entsprechen dem Strömungsverhalten, welches bei der Zylinderumströmung für Reynolds-Zahlen $5 < Re < 40$ zu erwarten ist (vgl. Abbildung 2.2(a)).

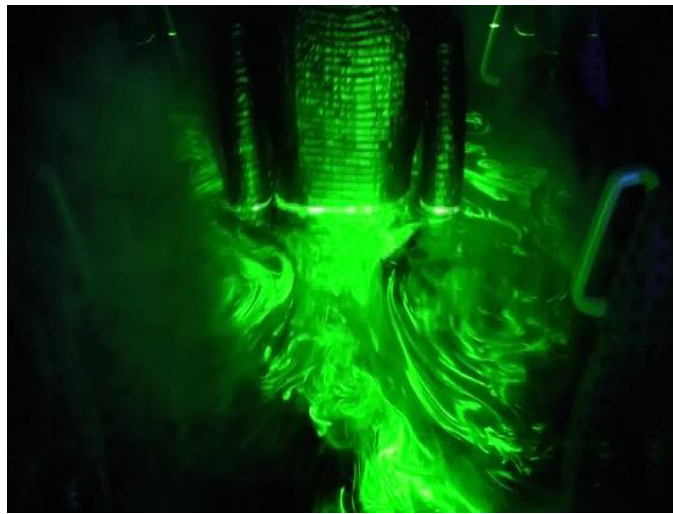


Abb. 4.22: Laser-Rauch-Visualisierung des Dummys im generischen Zugabteil bei CDV mittels Dauerstrichlaser mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Laserlichtschnittoptik. Versetzt von der Mitte sind beidseitig Wirbel in der Nachlaufströmung zu erkennen.

5 Diskussion

Im Folgenden werden die in Kapitel 4 dargestellten Ergebnisse interpretiert. Dabei wird der Einfluss der beiden variierten Größen, der Rayleigh-Zahl Ra und des Versperrungsverhältnisses Υ , analysiert und diskutiert. Dazu werden die Entwicklungen von induzierter Strömungsgeschwindigkeit u und entstehenden Temperaturdifferenz ΔT betrachtet und der physikalische Hintergrund hinter diesen erörtert. Weiterhin werden die Ergebnisse mit denen ähnlicher Untersuchungen verglichen. Schließlich werden Möglichkeiten weiterführender experimenteller Untersuchungen dargelegt.

5.1 Einordnung der Ergebnisse

5.1.1 Einfluss der Rayleigh-Zahl

Die Ergebnisse der Messungen zeigen einen eindeutigen Trend bezüglich der Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra . Ist die Umströmung des Zylinders nicht durch seitliche Aufbauten neben der Fahrstrecke beeinflusst, erhöht sich die Dauer bis zur Beruhigung der Strömung mit steigender Rayleigh-Zahl. Dieses Verhalten zeigte sich unabhängig von den gewählten Messpositionen. Als Parameter für die quantitative Beschreibung des Abklingvorgangs der Strömungsgeschwindigkeit u dient die Halbwertszeit $t_{1/2}$, die sich aus den Daten der exponentiellen Regression ergibt. Durch ihre Unabhängigkeit vom Startwert eignet sie sich besser für einen Vergleich als die Abklingzeit bis die Strömungsgeschwindigkeit einen festen Wert unterschritten hat.

Diese Halbwertszeit steigt für den frei fahrenden beheizten Zylinder an der Messposition $(0,4d; 1d)$ linear um $\frac{dt_{1/2}}{d(Ra \cdot 10^9)} = (3,06 \pm 0,28) \text{ s}$ bei einer Zunahme der Rayleigh-Zahl um eins. Auch nahezu alle Fälle mit Versperrungen zeigen eine mit der Rayleigh-Zahl steigende Halbwertszeit. Die eingebrachte Wärmeenergie wirkt zusätzlich zu der durch die Bewegung eingebrachten Reibung und Druckunterschieden auf das Fluid. Werden hinreichend große Temperaturunterschiede innerhalb des Fluids erreicht, setzt außerdem Konvektion ein. Die zu erwartende Fluiddynamik

wird also grundsätzlich durch zwei Faktoren bestimmt: Der Bewegung des Zylinders, die, ausgehend von der Annahme weit entfernter Zylinderenden, zu einer primär horizontalen Strömungsrichtung führt und der vertikal orientierten Konvektion.

Der Mechanismus, welcher der Strömung immer entgegen wirkt ist die Reibung. Dies kann man auch der Navier-Stokes-Gleichung (Gleichung 2.5) entnehmen. Dabei dissipiert kinetische Energie in Wärme. Die von dem beheizten Zylinder eingebrachte Wärme verlangsamt diesen Prozess und führt so zu einer längeren Halbwertszeit $t_{1/2}$. Dabei sind nur wenige Sekunden nach der Vorbeifahrt des Zylinders entscheidend. In dieser Zeit sinkt die gemessene Temperatur bei kleineren Rayleigh-Zahlen schneller ab als bei großen. Die Temperaturdifferenzen ΔT für den frei fahrenden Zylinder (Abbildung 4.8) korrelieren direkt mit den Halbwertszeiten, die bei $0,4d$ und $0,8d$ ermittelt wurden. Eine Abhängigkeit vom erreichten Minimum der Temperaturdifferenz hat sich nicht gezeigt. Dies ist dadurch zu erklären, dass dies gerade bei höheren Rayleigh-Zahlen wesentlich später erreicht wird als das Maximum der Strömungsgeschwindigkeit u .

Desweiteren zeigen die Messergebnisse eine konstante oder sogar leicht verringerte (vgl. Abbildung 4.11) maximale Strömungsgeschwindigkeit $u_{\max}$ bei steigender Rayleigh-Zahl. Die thermische Konvektion zeigt also keinen kumulativen Effekt auf die Strömung, obwohl diese grundsätzlich orthogonal zueinander stehen.

Das Phänomen der absinkenden Temperatur lässt sich durch die Temperaturverteilung innerhalb der Messumgebung erklären. Isotherme Randbedingungen sind nicht realisierbar, da sich natürlicherweise kältere Luft in Bodennähe absetzt. Die Bewegung des endlichen Zylinders induziert in Bodennähe eine aufwärts gerichtete Strömung, die kältere Luft in die Messebene treibt. Das haben schon Ozturk et al. [13] gezeigt. Wird der Zylinder beheizt führt die thermische Konvektion zu einem zusätzlichen Faktor bezüglich des vertikalen Strömungsanteils.

Somit konnte experimentell ein Einfluss der Rayleigh-Zahl Ra auf die Abklingzeit der Strömung um einen vertikalen, beheizten Zylinder nachgewiesen werden. Insbesondere zeigen die Ergebnisse, dass die Halbwertszeit $t_{1/2}$ der Strömung linear mit der Rayleigh-Zahl steigt.

5.1.2 Einfluss des Versperrungsverhältnisses

Das Hinzufügen von Versperrungen neben der Fahrstrecke des Zylinders und vor der Messebene zeigt im Vergleich zur Rayleigh-Zahl Ra grundsätzlich den gegenteiligen Effekt: Die Strömung klingt schneller ab als zuvor. Eine Vergrößerung des

Versperrungsverhältnisses Υ , wenn die Versperrungen also näher an der Fahrstrecke sind, vergrößert dabei diesen Effekt, wie Abbildung 4.9 zeigt. Die Geometrie der Versperrungen ist entscheidend für das Ausmaß des Einflusses.

Wie bereits festgestellt vermindert die thermische Energie des Zylinders die Dissipation der kinetischen Energie der Strömung. Bei der Vorbeifahrt des Zylinders an den Versperrungen wird die Ausdehnung der Grenzschicht durch den begrenzten Platz verringert. Das zeigen auch die Ergebnisse von Buyruk et al. [11] bei der Umströmung von drei nebeneinander arrangierten Zylindern. Khan et al. [12] fand außerdem heraus, dass sich die Nusselt-Zahl Nu und damit auch der konvektive Wärmeübergang mit größer werdendem Versperrungsverhältnis Υ verringert. Damit beeinflussen die seitlichen Aufbauten direkt die Grenzschicht. Bis der Zylinder die Messeben erreicht hat sie noch nicht wieder den Umfang erreicht, der bei dem frei fahrenden Zylinder existiert. Die Minderung der thermischen Grenzschicht wird durch die Verläufe der Temperaturdifferenz in den Abbildungen 4.12 und 4.18 bestätigt. Sie führt zu einer deutlichen Minderung der thermischen Konvektion. Dadurch wird weniger kälteres Fluid in den Messbereich gebracht und die Temperaturdifferenz ΔT verringert sich weniger stark. In ähnlichem Umfang wird auch die Strömungsgrenzschicht beeinflusst, so dass der geringere Temperatureauschlag auch bei $Ra = 0$ zu beobachten ist. Wie oben erwähnt, konnte jedoch keine Abhängigkeit zwischen der Halbwertszeit $t_{1/2}$ und dem minimalen Wert der Temperaturdifferenz festgestellt werden. Daher führt der verminderte Effekt der thermischen Grenzschicht zu einer geringeren Minderung der Dissipation der kinetischen Energie im Vergleich zum Fall des frei fahrenden Zylinder, wie die Abbildungen 4.9 und 4.14 zeigen.

Auffällig ist, dass der Einfluss des Versperrungsverhältnisses Υ auf die Steigung $m = dt_{1/2}/dRa$ für die zylindrischen Versperrungen, wie er in Abbildung 4.15 dargestellt ist, der Veränderung des Ablöswinkels ähnelt. Abbildung 5.1 zeigt den Ablöswinkel θ in Abhängigkeit vom Versperrungsverhältnis Υ , ermittelt von Khan et al. [12], im Vergleich zu den ermittelten Steigungen. Zum einen zeigt dies, dass die zylindrischen Versperrungen den gleichen Effekt auf die Strömung haben wie ein Begrenzung durch parallele Wände, wie sie Khan et al. verwendet haben. Die flächigen Versperrungen im rechten Winkel zur Bewegungsrichtung des Zylinders haben mit ihrem schmalen Querschnitt und der eindeutigen Ablösekante einen wesentlich stärkeren Effekt auf $dt_{1/2}/dRa$ als parallele Wände. Zum anderen scheint der Ablöswinkel direkt mit der Steigung m und damit mit dem Einfluss der Rayleigh-Zahl

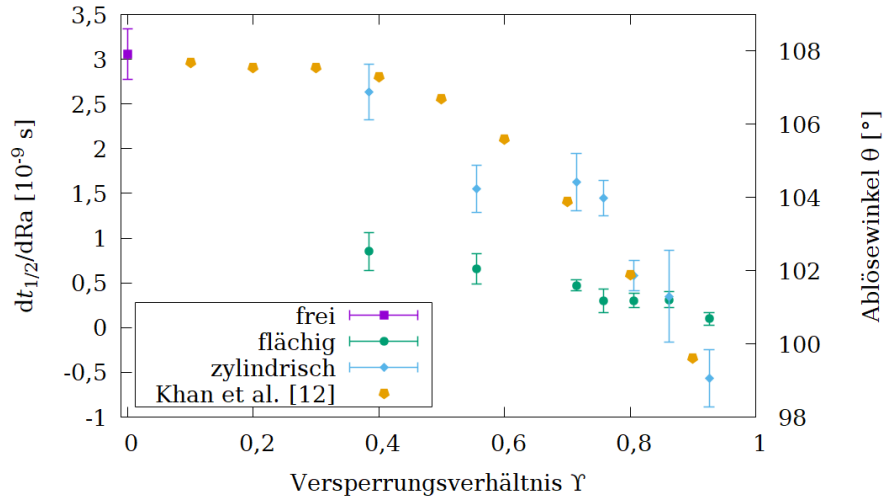


Abb. 5.1: Ergebnisse der Messungen dieser Arbeit (vgl. Abbildung 4.15) und Einfluss des Versperrungsverhältnisses Υ auf den Ablösewinkel θ nach Khan et al. [12].

Ra auf die Halbwertszeit $t_{1/2}$ zusammenzuhängen. Es lässt den Schluss zu, dass bei einem kleineren Ablösewinkel der Einfluss der Rayleigh-Zahl auf die Abklingzeit verringert wird.

5.2 Übertragbarkeit auf komplexe Geometrien

Zum Schluss soll darauf eingegangen werden, inwieweit die Ergebnisse aus den Untersuchungen mit verschiedenen Versperrungen auf die komplexen Geometrien übertragbar sind. Abbildung 5.2 stellt die ermittelten Halbwertszeiten $t_{1/2}$ für flächige und zylindrische Versperrungen sowie die komplexen Geometrien bei hohen Rayleigh-Zahlen Ra dar.

Die Unterschiede in der Rayleigh-Zahl Ra bei den komplexen Geometrien sind durch die unterschiedlichen Belüftungskonzepte begründet: Bei CDV liegt eine geringere Temperatur im Messbereich vor als bei HLMV. Die Temperatur des Dummys wird für beide Fälle als gleich angenommen. Der große Fehler der Rayleigh-Zahl bei den komplexen Geometrien kommt durch die größere charakteristische Länge L zu Stande, welche in dritter Potenz in die Rayleigh-Zahl eingeht.

Im Vergleich zeigt sich, dass die Ergebnisse für komplexe Geometrien unabhängig vom Belüftungskonzept denen für flächige Versperrungen ähnlicher ist als denen für zylindrische Versperrungen. Dabei gilt es zu beachten, dass das Versperrungs-

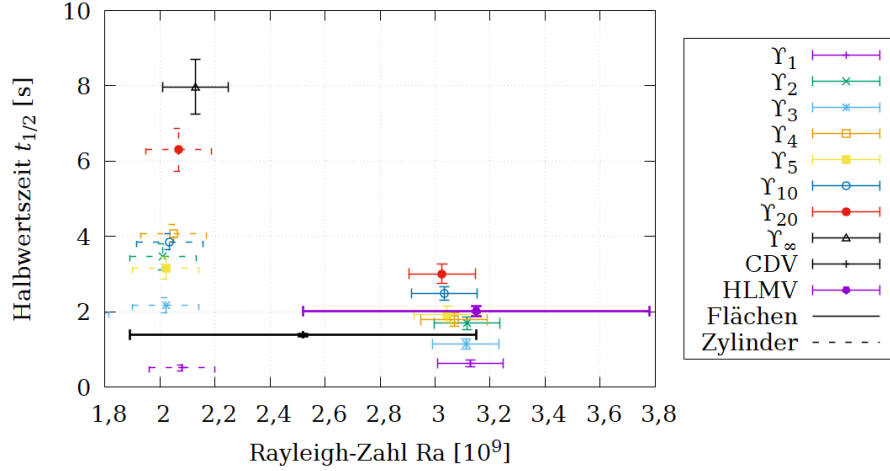


Abb. 5.2: Ergebnisse für die Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra für beide Belüftungskonzepte $\Upsilon_{10} > \Upsilon_{kG} \gtrsim \Upsilon_{20}$ im Vergleich zu allen Versperrungsverhältnissen Υ_i und den frei fahrenden Zylinder (Υ_{∞}) für die Messpositionen im Abstand von $0,4d$ vom Weg des Zylinders. Gestrichelt dargestellt sind die Ergebnisse mit flächigen, durchgängig die mit zylindrischen Versperrungen.

verhältnis Υ_{kG} ähnlich groß ist wie Υ_{20} , die ermittelten Halbwertszeiten $t_{1/2}$ jedoch geringer sind. Dies kann durch die konstante Belüftung begründet werden. Die kalte, langsam einströmende Luft beschleunigt die Dissipation der durch den bewegten Dummy induzierten Strömung. Bei CDV ist dieser Effekt wesentlich größer als bei HLMV.

Das zeigt sich auch in den Temperaturmessungen: Die Temperatur fällt bei CDV sehr rapide und mit $\Delta T = -0,49 \text{ K}$ sehr weit ab. Bei den grundlegenden Experimenten tritt bei vergleichbaren Rayleigh-Zahlen $Ra > 2 \cdot 10^9$ kein Mittelwert $\Delta T < -0,3 \text{ K}$ auf. Der Wert bei HLMV von $\Delta T = -0,26 \text{ K}$ ist diesbezüglich sehr nahe an dem Wert für zylindrischen Versperrungen und $Ra = 2,07 \cdot 10^9$.

Die Übertragbarkeit auf komplexe Geometrien gelingt also durchaus. Dabei zeigen die Experimente mit flächigen Versperrungen eine größere Übereinstimmung als die mit zylindrischen Versperrungen. Folglich ist in der Zugkabine der Einfluss der Rückenlehnen größer als der der sitzenden Dummies. Wesentlicher Faktor ist jedoch auch das Belüftungskonzept, wobei die HLMV eine größere Übereinstimmung mit dem grundlegenden Experiment zeigt als die CDV.

5.3 Weiterführende Untersuchungen

Eine Möglichkeit der Weiterführung der Erforschung von Zylinderumströmungen unter dem Einfluss von seitlichen Versperrungen bieten optische Messtechniken. Mit diesen kann der genaue Einfluss der Versperrungen auf die Strömungsstrukturen erfasst werden. Dadurch lassen sich die genaueren Umstände der Beruhigung der Strömung und den Einfluss der Geometrie der Versperrungen besser verstehen.

Optische Messungen können auch dazu genutzt werden, den Zusammenhang zwischen dem Einfluss $dt_{1/2}/dRa$ der Rayleigh-Zahl Ra auf die Halbwertszeit $t_{1/2}$ der Strömung und dem Ablöswinkel θ zu verifiziert. Dies wäre auch mittels Druckmessungen realisierbar. Mittels Druckbohrungen an der Zylinderoberfläche ließe sich die Strömungsablösung und die zeitliche Entwicklung zurück zum Fall des frei fahrenden Zylinders beobachten. Inwieweit diese Entwicklung von der Rayleigh-Zahl und dem Versperrungsverhältnis abhängt dient dem weiteren Verständnis der Interaktion von Strömung und Versperrungen.

Ein weiterer Parameter, der bisher unverändert blieb, ist die Reynolds-Zahl. Hier wäre der Einfluss der Reynolds-Zahl Re auf die Halbwertszeit $t_{1/2}$, also auf das Abklingverhalten der Strömung, von Interesse und eine Möglichkeit die Untersuchungen weiterzuführen. Dabei ist zu beachten, dass bei einer Veränderung des Zylinderdurchmessers auch die Nusselt-Zahl Nu verändert wird.

Durch verschiedene Veränderungen am Aufbau ließen sich außerdem zuverlässigere Ergebnisse erzielen. Bei einem höheren Zylinder lässt sich der Messbereich weiter vom Boden entfernt setzen. Dadurch ließen sich Effekte durch den begrenzten Zylinder minimieren. Auch die Vergrößerung der Messbereiche beziehungsweise eine geringere Schrittweite der Parameter Rayleigh-Zahl Ra und Versperrungsverhältnis Υ (gerade im Bereich $0 < \Upsilon < 0,4$) wären vielversprechende Verbesserungen.

6 Zusammenfassung

Untersucht wurden die Strömungs- und Temperaturveränderungen bei der Vorbeifahrt eines vertikalen und beheizten Zylinders unter dem Einfluss von Versperrungen neben der Fahrstrecke. Als Versperrungen wurden flächige und zylindrische Geometrien genutzt. Die Einflussparameter sind dabei zum einen die Rayleigh-Zahl $0 \leq Ra \leq 3,13 \cdot 10^9$, die durch Veränderung der Oberflächentemperatur variiert wurde und zum anderen das Versperrungsverhältnis $0 \leq \Upsilon < 93\%$, dem Quotienten aus Zylinderdurchmesser d und der Breite des Durchgangs, der durch die Versperrungen gebildet wird. Die Messebene befand sich dabei im Abstand eines Zylinderdurchmessers hinter den Versperrungen.

Es hat sich gezeigt, dass sich der zeitliche Verlauf der abklingenden Strömung grundsätzlich durch eine Exponentialfunktion modellieren lässt. Durch diese Charakteristik ergibt sich für das Abklingverhalten eine Halbwertszeit. Die erzielten Ergebnisse zeigen unabhängig vom Versperrungsverhältnis, dass die Halbwertszeit linear von der Rayleigh-Zahl abhängt. Die resultierende Steigung ist für den Fall ohne Versperrungen positiv und sinkt mit steigendem Versperrungsverhältnis. Mit Ausnahme des Falles mit zylindrischen Versperrungen bei maximalem Versperrungsverhältnis bleibt sie Steigung jedoch positiv.

Neben dem Abklingverhalten wurde auch die maximale Strömungsgeschwindigkeit untersucht. Dabei konnte jedoch kein Einfluss von Rayleigh-Zahl und Versperrungsverhältnis auf diese nachgewiesen werden. Die erzielten Resultate verändern sich in Abhängigkeit von den Einflussparametern lediglich innerhalb ihrer Standardabweichung.

Die Temperatur an den Messpositionen sinkt nach der Vorbeifahrt für jede Konfiguration. Bei Betrachtung der Temperaturverläufe konnte, genau wie bei der maximalen Strömungsgeschwindigkeit, kein klarer Trend bezüglich des maximalen Auschlags nachgewiesen werden. Auch hier ist die Veränderung in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl klein im Vergleich zur Standardabweichung. Jedoch verzögert sich der Zeitpunkt, wann die minimale Temperatur angenommen wird, mit steigender

Rayleigh-Zahl.

Der Einfluss des Versperrungsverhältnisses auf das Minimum der Temperatur zeigt durch die großen Standardabweichungen ebenfalls keine eindeutigen Ergebnisse. Es ist jedoch der Trend auszumachen, dass es umso kleiner ist, je kleiner das Versperrungsverhältnis Υ_i (je größer i) ist.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass die turbulente Natur der Strömung zu großen Standardabweichungen führen. Da diese größer sind als die Veränderung der gemittelten Messwerte in Abhängigkeit von Rayleigh-Zahl und Versperrungsverhältnis, lassen sich keine Aussagen bezüglich der Abhängigkeiten mit absoluter Sicherheit tätigen. Die Modellierung des Abklingverhaltens der Strömung durch Exponentialfunktion zieht dagegen viele Messwerte in Betracht, wodurch hier von einer großen Verlässlichkeit der erzielten Ergebnisse auszugehen ist.

Bei zylindrischen Versperrungen zeigt ein Vergleich der resultierenden Werte der Steigung $dt_{1/2}/dRa$ in Abhängigkeit vom Versperrungsverhältnis außerdem ein sehr ähnliches Verhalten wie der Ablöswinkel θ nach Khan et al. [12]. Dabei muss beachtet werden, dass dort die beschränkenden Wände parallel zur Strömungsrichtung orientiert sind. Ausgehend von der Äquivalenz zwischen $dt_{1/2}/dRa$ und θ bedeutet das, dass sich bei flächigen Versperrungen in betrachteter Messebene der Ablöswinkel schon bei kleinen Versperrungsverhältnissen deutlich verringert.

Die Ergebnisse aus den Experimenten mit dem Zylinder lassen sich auch auf komplexe Geometrien übertragen. Die Untersuchungen im Zugmodell stimmen bezüglich des Abklingverhaltens der Strömung gut mit den Resultaten mit flächigen Versperrungen überein. Beim Temperaturverlauf unterscheiden sich die verschiedenen Belüftungskonzepte jedoch stark: Bei der CDV ist die Temperaturverringerung nahezu doppelt so groß wie bei HLMV. Dabei wird bei HLMV etwa derselbe Wert erreicht wie bei den Untersuchungen mit dem Zylinder.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Umströmung eines Körpers mit der Länge L mit der Anströmgeschwindigkeit u . Die gestrichelte Linie bezeichnet gleichermaßen eine Isotherme sowie eine Linie konstanter Wirbelstärke. [22]	11
2.2	Theoretische und realisierte Strömungszustände bei der Umströmung eines Kreiszylinders in Abhängigkeit der mit dem Zylinderdurchmesser gebildeten Reynolds-Zahl: Laminare Strömung für $Re < 40$ (Spezialfall: Kriechströmung für $Re < 5$), (laminare) Kármánschen Wirbelstraße für $40 < Re < 150$ und turbulente periodische Strömung für $150 < Re < 30.000$	14
2.3	Auftragung der Strouhal-Zahl Sr gegen die Reynolds-Zahl Re für $40 < Re < 10^7$ mit Beschreibung der strömungsphysikalischen Vorgänge in den jeweiligen Bereichen. [26]	16
2.4	Grenzschicht bei Konvektion an vertikaler Wand	18
2.5	„Lokaler Wärmeübergang für den vertikalen Zylinder in Bezug zum Wärmeübergang an der ebenen, vertikalen Platte bei Vorgabe der Wandtemperatur“, [4].	20
3.1	Komponenten des unabhängigen Traversensystems [30].	24
3.2	Versuchsaufbau des bewegten Zylinders mit den flächigen Versperrungen an beiden Seiten sowie den insgesamt sechs Messsonden. Im Folgenden werden die Positionen der Messsonden jeweils mit dem 2-Tupel (<i>Abstand zum bewegten Zylinder; Abstand zur Versperrung</i>) benannt.	27
3.3	Versuchsaufbau des bewegten Zylinders (schwarz) mit den zylindrischen Versperrungen (silber) an beiden Seiten sowie den zwölf Messsonden.	28

3.4	Komplexe Geometrien: Beheizbarer Dummy auf der Traverse in einem generischen Zugabteil mit bodenseitiger Quellbelüftung. Die sechs Sitzreihen sind mit jeweils vier Sitzen mit thermischen Dummys bestückten Plätzen. Die Temperatur der einströmenden Luft beträgt $17,5^{\circ}\text{C}$	29
3.5	Schematischer Aufbau einer Sitzreihe für die verschiedenen Belüftungskonzepte. Bei der bodenseitigen Quellbelüftung strömt die kalte Frischluft unter den Sitzen (blau) ein. Die Luftauslässe sind seitlich im Bereich der Decke. Bei der hutablagenintegrierten Niedrigimpulsbelüftung gelangt die Frischluft über die Unterseite der Hutablagen (blau) in den Innenraum. [31]	30
3.6	<i>ComfortSense</i> -Sonden der Firma <i>Dantec Dynamics</i> für simultane Temperatur- und omnidirektionale Geschwindigkeitsmessung mit Schutzgitter.	31
4.1	Visualisierung der Zylinderumströmung [25] für eine Reynolds-Zahl von $\text{Re} = 10^4$ mit Linien im Abstand von $0,2d$, $0,4d$ und $0,8d$ vom Zylinder, den Abständen der Messpositionen in den Experimenten. . .	35
4.2	Auftragung des Mittelwerts der Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\text{r}}(n)$ (+) der Messwerte beider Seiten im Abstand von $0,2d$ vom bewegten Zylinder gegen die fortlaufende Nummer der Messung n für den Fall der zylindrischen Versperrungen mit dem Versperrungsverhältnis $\Upsilon_4 = \frac{25}{33}$ bei der Rayleigh-Zahl $\text{Ra} = (1,29 \pm 0,24) \cdot 10^9$. Aus den 147 Messfahrten ergeben sich so $n = 294$ einzelne Messwerte. Zusätzlich ist die Entwicklung des Mittelwerts $\bar{u}$ und der Standardabweichung σ_u mit steigender Anzahl an Messungen n dargestellt. Gestrichelt abgebildet sind Mittelwert und Standardabweichung aller 294 Werte, gepunktet die Stelle bei $n = 20$	36
4.3	Auswertungsschema für die lokal gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten induziert durch den vorbeifahrenden Zylinder.	38
4.4	Frei fahrender Zylinder: Auftragung des zeitlichen Verlaufs der gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten u für den frei fahrenden Zylinder. Die Legende beschreibt den Abstand vom Weg des Zylinders ($0,2d$ bis $0,8d$), sowie den Abstand stromabwärts zur Einbauposition der Versperrungen ($1d$ bis $3d$). Gestrichelt abgebildet sind die exponentiellen Näherungskurven für den Bereich der abklingenden Strömung.	39

4.5	Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl Ra an allen Messpositionen für den frei fahrenden Zylinder. Alle Verläufe zeigen die Tendenz einer mit der Rayleigh-Zahl steigenden Halbwertszeit. . . .	41
4.6	Maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl Ra gemessen an den angegebenen Messpositionen für den frei fahrenden Zylinder. $\bar{u}_{\max}$ zeigt nur geringe Veränderungen, welche wesentlich kleiner als die Standardabweichungen $\sigma_{\bar{u}}$ der Einzelwerte sind.	42
4.7	Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT von der mittleren Temperatur vor der Vorbeifahrt des Zylinders für den frei fahrenden Zylinder an den in Abbildung 3.3(b) gezeigten Messpositionen im Abstand von $1d$, $2d$ und $3d$ von der Einbauposition der Versperrungen in Bewegungsrichtung des Zylinders.	43
4.8	Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT von der mittleren Temperatur vor der Vorbeifahrt des Zylinders für den frei fahrenden Zylinder für alle Rayleigh-Zahlen an der Position $(0,2d; 1d)$	44
4.9	Ergebnisse für die Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra für alle Versperrungsverhältnisse Υ_i und den frei fahrenden Zylinder (Υ_{∞}) für die Messpositionen im Abstand von $0,4d$ vom Weg des Zylinders. Die gestrichelt dargestellten Geraden sind die Ergebnisse linearer Regressionen.	45
4.10	Auftragung der Steigung $m = dt_{1/2}/dRa$ der Halbwertszeit gegen das Versperrungsverhältnis Υ für den frei fahrenden Zylinder und flächige Versperrungen (vgl. Tabelle 4.4).	46
4.11	Maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl Ra gemessen im Abstand von $0,2d$ von der Bahn des bewegten Zylinders für den Fall mit flächigen Versperrungen und den frei fahrenden Zylinder im Vergleich. $\bar{u}_{\max}$ zeigt die Tendenz mit zunehmender Rayleigh-Zahl abzunehmen.	48
4.12	Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT zwischen der gemessenen und der Ausgangstemperatur gemittelt über jeweils zwei Messpositionen für minimale und maximale Rayleigh-Zahl Ra bzw. Versperrungsverhältnis Υ_i	49

4.13	Temperaturdifferenz ΔT zwischen aktueller und Ausgangstemperatur der Luft, gemessen bei $(0,2d; 1d)$, aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl Ra für den Fall mit flächigen Versperrungen für alle Versperrungsverhältnisse Υ_i und den frei fahrenden Zylinder.	50
4.14	Ergebnisse für die Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra für alle Versperrungsverhältnisse Υ_i und den frei fahrenden Zylinder (Υ_∞) für die Messpositionen im Abstand von $0,4d$ vom Weg des Zylinders. Die gestrichelt dargestellten Geraden sind die Ergebnisse linearer Regressionen.	51
4.15	Auftragung der Steigung $m = dt_{1/2}/dRa$ der Halbwertszeit gegen das Versperrungsverhältnis Υ für den frei fahrenden Zylinder, flächige und zylindrische Versperrungen (vgl. Tabellen 4.4 und 4.5).	52
4.16	Maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl Ra gemessen im Abstand von $0,2d$ von der Bahn des bewegten Zylinders für den Fall mit zylindrischen Versperrungen und den frei fahrenden Zylinder im Vergleich.	53
4.17	Temperaturdifferenz ΔT zur Ausgangstemperatur aufgetragen gegen die Rayleigh-Zahl Ra für den Fall mit zylindrischen Versperrungen und den frei fahrenden Zylinder bei $(0,2d; 1d)$	54
4.18	Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT zwischen der gemessenen und der Ausgangstemperatur gemittelt über jeweils zwei Messpositionen für minimale und maximale Rayleigh-Zahl Ra bzw. Versperrungsverhältnis Υ	54
4.19	Infrarotbild des Dummys in der generischen Zugkabine bei eingeschalteter Belüftung via CDV. Durch die einströmende Kaltluft im Fußbereich ist dort die Temperatur deutlich geringer als im oberen Teil der Kabine.	56
4.20	Auftragung des zeitlichen Verlaufs der Strömungsgeschwindigkeiten u , als Mittlungen der jeweils zwei gegenüberliegenden Messpositionen im Gang über 10 Messfahrten mit Standardabweichung. Die Linien zeigen die exponentiellen Näherungskurven ab dem jeweiligen absoluten Maximum für den Bereich der abklingenden Strömung.	57

4.21	Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT mit Standardabweichung zwischen der gemessenen und der Ausgangstemperatur gemittelt über zwei Messpositionen und 10 Messfahrten während der Vorbeifahrt des Dummys im generischen Zugabteil für beide Belüftungskonzepte.	58
4.22	Laser-Rauch-Visualisierung des Dummys im generischen Zugabteil bei CDV mittels Dauerstrichlaser mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Laserlichtschnittoptik. Versetzt von der Mitte sind beidseitig Wirbel in der Nachlaufströmung zu erkennen.	59
5.1	Ergebnisse der Messungen dieser Arbeit (vgl. Abbildung 4.15) und Einfluss des Versperrungsverhältnisses Υ auf den Ablöswinkel θ nach Khan et al. [12].	64
5.2	Ergebnisse für die Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra für beide Belüftungskonzepte $\Upsilon_{10} > \Upsilon_{kG} \gtrsim \Upsilon_{20}$ im Vergleich zu allen Versperrungsverhältnissen Υ_i und den frei fahrenden Zylinder (Υ_∞) für die Messpositionen im Abstand von $0,4d$ vom Weg des Zylinders. Gestrichelt dargestellt sind die Ergebnisse mit flächigen, durchgängig die mit zylindrischen Versperrungen.	65

Tabellenverzeichnis

4.1	Rayleigh-Zahlen Ra_z [10^9] für alle Konfigurationen, aus Gleichung 2.16 mit $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, $\beta = 3,674 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, $L = 1 \text{ m}$, $\nu = 1,535 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, $\alpha = 2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ und der Temperaturdifferenz ΔT zwischen der Oberflächentemperatur des Zylinders und der Raumtemperatur. Durch die inhomogene Oberflächentemperatur des Zylinders ergibt sich für die Rayleigh-Zahlen $Ra > 0$ ein Fehler von $\sigma_{Ra} = 0,24 \cdot 10^9$.	34
4.2	Fitparameter des exponentiellen Abklingens der Strömungsgeschwindigkeit u nach der Vorbeifahrt des Zylinders gemäß Gleichung 4.3, dargestellt in Abbildung 4.4. Aus Parameter b ergibt sich die Halbwertszeit $t_{1/2}$ der Strömungsgeschwindigkeit u . Zusätzlich ist auch die maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ eingetragen.	40
4.3	Minima der Temperaturdifferenzen ΔT zur Ausgangstemperatur für den frei fahrenden Zylinder bei verschiedenen Rayleigh-Zahlen an der Messposition $(0,2d; 1d)$.	44
4.4	Ergebnisse für Steigung m und Achsenabschnitt q der linearen Regression der Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra für alle Versperrungsverhältnisse Υ_i und den frei fahrenden Zylinder (Υ_∞). Die resultierenden Geraden sind in Abbildung 4.9 gestrichelt dargestellt.	46
4.5	Ergebnisse für Steigung m und Achsenabschnitt q des linearen Fits der Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra für alle Versperrungsverhältnisse Υ_i und den frei fahrenden Zylinder (Υ_∞). Die resultierenden Geraden sind in Abbildung 4.14 gestrichelt dargestellt.	51
4.6	Rayleigh-Zahlen Ra der Messungen mit komplexer Geometrie für beide Belüftungskonzepte - CDV und HLMV.	57

TABELLENVERZEICHNIS

4.7	Halbwertszeit $t_{1/2}$ der Strömungsgeschwindigkeit und mittlere maximale Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{\max}$ bei Vorbeifahrt des beheizten Dummys für beide Belüftungskonzepte - CDV und HLMV.	58
4.8	Minimum der Temperaturdifferenz $\Delta T _{\min}$ und Zeitpunkt $t(\Delta T _{\min})$ des Minimums bei den untersuchten Belüftungskonzepten.	58

Literaturverzeichnis

- [1] L. da Vinci, “Studies of Water.” <https://www.rct.uk/collection/912660/studies-of-water>. Stand: 18.08.2019.
- [2] “Ehrung für bedeutenden Strömungsforscher.” https://www.dlr.de/dlr/desktopdefault.aspx/tabid-10256/366_read-18224/#/gallery/23388. Stand: 18.08.2019.
- [3] C. H. K. Williamson, “Vortex dynamics in the cylinder wake,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 28, Nr. 1, S. 477–539, 1996.
- [4] U. Müller und P. Ehrhard, *Freie Konvektion und Wärmeübertragung*. Köln: Müller, 1. Aufl., 1999.
- [5] J. C. Lecordier, L. Hamma, und P. Paranthoen, “The control of vortex shedding behind heated circular cylinders at low reynolds numbers,” *Experiments in Fluids*, Vol. 10, S. 224–229, Jan 1991.
- [6] E. Achenbach, “Total and local heat transfer from a smooth circular cylinder in cross-flow at high reynolds number,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 18, Nr. 12, S. 1387–1396, 1975.
- [7] H. Peller, V. Lippig, D. Straub, und R. Waibel, “Thermofluidynamic experiments with a heated and rotating circular cylinder in crossflow,” *Experiments in Fluids*, Vol. 2, S. 113–120, Sep 1984.
- [8] M. Hiwada und I. Mabuchi, “Flow behavior and heat transfer around a circular cylinder at high blockage ratios,” *Heat Transfer Japanese Research*, Vol. 10, S. 17–39, 1982.
- [9] M. Hiwada, I. Mabuchi, und H. Yanagihara, “Fluid flow and heat transfer around two circular cylinders,” *Nihon Kikai Gakkai Ronbunshu, B Hen/Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Part B*, Vol. 48, S. 499–508, Jan 1982.

- [10] M. Kumada, M. Hiwada, M. Ito, und I. Mabuchi, “Wake interference between three circular cylinders arranged side by side normal to a flow,” *Transactions of the JSME*, Vol. 50, S. 1699–1707, Jan 1984.
- [11] E. Buyruk, M. Johnson, und I. Owen, “Numerical and experimental study of flow and heat transfer around a tube in cross-flow at low reynolds number,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 19, S. 223–232, Jun 1998.
- [12] W. Khan, J. Culham, und M. Yovanovich, “Fluid flow and heat transfer from a cylinder between parallel planes,” *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 18, S. 395–403, Jan 2004.
- [13] N. A. Ozturk, A. Akkoca, und B. Sahin, “PIV measurements of flow past a confined cylinder,” *Experiments in Fluids*, Vol. 44, S. 1001–1014, Jun 2008.
- [14] “Wind induced vibrations of chimneys using an improved quasi-steady theory for galloping,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 74-76, S. 785 – 794, 1998.
- [15] J. Bleeg, M. Purcell, R. Ruisi, und E. Traiger, “Wind farm blockage and the consequences of neglecting its impact on energy production,” *Energies*, Vol. 11, S. 1609, 06 2018.
- [16] S. B. Poussou, S. Mazumdar, M. W. Plesniak, P. E. Sojka, und Q. Chen, “Flow and contaminant transport in an airliner cabin induced by a moving body: Model experiments and cfd predictions,” *Atmospheric Environment*, Vol. 44, Nr. 24, S. 2830 – 2839, 2010.
- [17] “Impact of scaling und body movement on contaminant transport in airliner cabins,” *Atmospheric Environment*, Vol. 45, Nr. 33, S. 6019 – 6028, 2011.
- [18] R. Wood, “Experimental and theoretical studies of contaminant transport due to human movement in a hospital corridor,” Doktorarbeit, University of Leeds, 2015.
- [19] S. Winter, M. Meyenberg, und D. Schmeling, “A moving thermal manikin for the simulation of walking passengers in aircraft or trains,” *Roomvent & Ventilation 2018*, S. 1097–1102, Jun 2018. SiY Indoor Air Information Oy, Helsinki, Finnland.

- [20] D. J. Tritton, *Physical Fluid Dynamics*. Oxford: Clarendon Press, 2. überarbeitete Ed., 1988.
- [21] W. Polifke und J. Kopitz, *Wärmeübertragung - Grundlagen, analytische und numerische Methoden*. München: Pearson Deutschland GmbH, 2. aktualisierte Ed., 2009.
- [22] H. Schade, *Strömungslehre*. Berlin: De Gruyter, 4. neu bearb. Ed., 2013.
- [23] L. Böswirth und S. Bschorer, *Technische Strömungslehre: Lehr- und Übungsbuch*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2012.
- [24] A. F. Mills, *Heat Transfer*. Boca Raton, Fla: CRC Press, 1992.
- [25] M. V. Dyke, *An Album of Fluid Motion*. Stanford, Kalifornien: Parabolic Press, 1982.
- [26] J. H. Lienhard, *Synopsis of Lift, Drag, and Vortex Frequency Data for Rigid Circular Cylinders*. Technical Extension Service, Washington State University, 1966.
- [27] E. Schmidt and W. Beckmann, “Das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld vor einer Wärme abgebenden senkrechten Platte bei natürlicher Konvektion,” *Technische Mechanik und Thermodynamik*, Vol. 1, S. 391–406, Nov 1930.
- [28] B. Gebhart, Y. Jaluria, R. L. Mahajan, and B. Sammakia, *Buoyancy-induced flows and transport*. Washington: Hemisphere Pub. Corp., reference Ed., 1988.
- [29] T. Cebeci, “Laminar-free-convective-heat transfer from the outer surface of a vertical slender circular cylinder,” in *Heat transfer 1974; Proceedings of the Fifth International Conference, Tokyo, Volume 3*, S. 15–19, Jan 1974.
- [30] M. Meyenberg, “Entwicklung eines unabhängigen Steuergerätes zur vorkonfigurierten Steuerung einer beweglichen Wärmequelle,” 2017.
- [31] D. Schmeling, “Neue Belüftungskonzepte und individuelle Komfortzonen im Schienenverkehr,” in *Bahn-Technik Aktuell*, Vol. 72, (Berlin, Germany), IFV Bahntechnik e.V., 2019.
- [32] Y. A. Cengel and J. M. Cimbala, *Mécanique des fluides*. Louvain-La-Neuve: De Boeck Supérieur, 2017.

LITERATURVERZEICHNIS

- [33] “Gnuplot fit Information.” http://www.gnuplot.info/docs_4.2/node82.html. Stand: 20.05.2020.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich während der experimentellen Ausarbeitung und der Anfertigung dieser Masterarbeit so tatkräftig unterstützt und motiviert haben.

Mein erster Dank gebührt Dr. Daniel Schmeling, der meine Masterarbeit betreut hat. Für die regelmäßigen Treffen mit vielen hilfreichen Anregungen, die tatkräftige Mithilfe bei der Entwicklung des Experiments, die konstruktiven Kritiken und die engagierte Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit möchte ich mich herzlich bedanken.

Ich möchte mich weiterhin bei Prof. Dr. Martin Rein und Prof. Dr. Andreas Dillmann bedanken, die die Begutachtung dieser Arbeit übernehmen.

Mein Dank gilt auch dem Leiter der Abteilung Bodengebundene Fahrzeuge Prof. Dr. Claus Wagner sowie den Mitarbeitern der Abteilung für ihre konstruktiven Beiträge bei den regelmäßigen Seminaren.

Ich bedanke mich bei Andre Volkmann für die Unterstützung beim Bau und der Durchführung der Experimente.

Ein besonderer Dank gilt all meinen Freunden, die mir während des gesamten Studiums und insbesondere der Anfertigung dieser Arbeit emotionalen Rückhalt geboten haben. Dabei möchte ich Markus Richter und Yaiza Thiele hervorheben, die auch das Korrekturlesen meiner Masterarbeit übernommen haben.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern und Geschwistern bedanken, die mich über die Dauer meines Studiums bestmöglich unterstützt haben.

Stefan Winter

Göttingen, 17.08.2020

Erklärung Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit ohne fremde Hilfe selbstständig verfasst und nur die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken entnommene Stellen habe ich unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht. Die Richtlinien zur Sicherung der guten wissenschaftlichen Praxis an der Universität Göttingen wurden von mir beachtet. Eine gegebenenfalls eingereichte digitale Version stimmt mit der schriftlichen Fassung überein. Mir ist bewusst, dass bei Verstoß gegen diese Grundsätze die Prüfung mit nicht bestanden bewertet wird.

Göttingen, den 17. August 2020

(Stefan Winter)