

Umströmung von Zylindern mit abschnittsweiser, leeseitiger, poröser Ummantelung

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
(Dr.-Ing.)

von der Fakultät für Bauingenieur-, Geo- und Umweltwissenschaften
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte
DISSERTATION

von
Dipl.-Ing. Katharina Wacker
aus Freiburg im Breisgau

Tag der mündlichen
Prüfung: 06.11.2017

Karlsruhe 2017

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Bodo Ruck
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. habil. Alfred Leder

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation selbständig verfasst und keine weiteren als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt zu haben.

Die Grundsätze des Karlsruher Instituts für Technologie zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis habe ich beachtet.

Karlsruhe, Juli 2017

Katharina Wacker

Dankesworte

An erster Stelle möchte ich meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Ruck vom Laboratorium für Gebäude- und Umweltaerodynamik des Instituts für Hydromechanik am Karlsruher Institut für Technologie für seine Unterstützung und Förderung über die gesamte Projektphase meinen Dank aussprechen. Seine motivierende Art und die Freiheit, auf meine eigene Weise arbeiten zu können, weiß ich sehr zu schätzen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Leder, ehemaliger Leiter vom Lehrstuhl für Strömungsmechanik der Universität Rostock, danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Für die Teilnahme an der Promotionskommission danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. mult. Nestmann und Herrn apl. Prof. Dr.-Ing. Class.

Außerdem möchte ich meinen Kollegen, Christof Gromke und Alexandra Richter, danken, die mir stets sowohl fachlich als auch persönlich zur Seite standen und immer einen Ratschlag für mich hatten.

Für die tatkräftige Unterstützung in allen messtechnischen wie auch herstellungstechnischen Fragestellungen und Umsetzungen gilt mein besonderer Dank Dieter Groß und Armin Reinsch sowie dem Werkstattteam Jürgen Ulrich und Michael Ziegler.

Außerdem bin ich für die liebevolle Unterstützung meiner Familie und Freunde während der gesamten Phase dankbar. Besonders möchte ich mich zudem bei meinem Ehemann für den intensiven Support, besonders in der Endphase, bedanken.

Die Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft DFG (Ru 345/34-1) finanziert.

Kurzfassung

Diese Arbeit befasst sich mit der Reduktion der Widerstandskraft sowie der Strömungsfeldanalyse von Kreiszyklindern mit einer leeseitigen, porösen Beschichtung. Hierfür werden Versuche im Windkanal durchgeführt. Systematische Kraftmessungen erfolgen für diverse Zylinderkonfigurationen. Unterschiedliche Parameter wie die Schichtstärke, der Ummantelungswinkel und die Porosität des porösen Materials werden dabei variiert. Ausgewählte Zylindervarianten werden zudem mittels Druckmessungen und der Particle Image Velocimetry (PIV) detaillierter untersucht. Die Versuche werden im Reynoldszahlbereich $3 \cdot 10^4 < Re < 1,4 \cdot 10^5$ durchgeführt.

Die Ergebnisse zeigen, dass eine dünne, leeseitig im Kreiszyklinder integrierte oder auf dem Zylinder aufgebrachte poröse Schicht zu einem Anstieg des Drucks bzw. zur Verringerung des Unterdrucks im Leebereich führt. Die Folge davon ist eine reduzierte Widerstandskraft im Vergleich mit einem glatten Kreiszyklinder gleichen Durchmessers. Es zeigt sich zudem, dass eine leeseitige poröse Beschichtung des Zylinders zu einer Reduktion der Amplituden von böeninduzierten und Wirbelresonanzschwingungen führt. Im betrachteten Reynoldszahlbereich sind die Verläufe des mittleren Widerstandsbeiwerts (c_d -Wert) nahezu konstant und die maximale Widerstandsreduktion beträgt 13,2%. Die Ursache des reduzierten c_d -Werts der leeseitig porös ummantelten Zylinder ist eine weiter nach stromab verschobene Wirbelbildungszone, weshalb es zu einer Abnahme der Druckschwankungen an der Zylinderrückseite kommt. Verantwortlich für die vergrößerte Wirbelformationszone ist die Störung, bzw. das Nichtzustandekommen des Mechanismus des Hoch- und Herunterlaufens des Primärwirbels an der Leeseite des porös ummantelten Zylinders. Des Weiteren kann eine verringerte Nachlaufbreite sowie eine dünnere Scherschicht im Vergleich mit dem glatten Zylinder identifiziert werden. Es zeigt sich ferner dass eine leeseitige, poröse Ummantelung zu einer leicht erhöhten Wirbelablösefrequenz führt.

Abstract

This work describes the effect of drag reduction and the flow field analysis of circular cylinders with a porous coating on their leeward sides. To investigate the coating effect, experiments were conducted in a wind tunnel of Goettingen type. Systematic drag measurements were carried out for different cylinder configurations with varying key parameters (coating angles, layer thicknesses and pore sizes of the porous material) and flow velocities. The drag measurements were complemented by pressure and particle image velocimetry (PIV) flow field measurements around selected cylinders. The Reynolds numbers were varied in the subcritical range of $3 \cdot 10^4 < Re < 1.4 \cdot 10^5$.

The results show that a thin porous layer on the leeward side, either incorporated in the cylinder shape or applied on the cylinder surface, leads to an increase of base pressure on the leeward side of the cylinder. It causes a reduction of drag and dampens the amplitude of gust and vortex induced vibrations when compared to a cylinder without coating. The results clearly indicate the drag-reducing and amplitude-damping potential of leeward coating. The amount of drag reduction and amplitude damping depends on the combination of key parameters. It is demonstrated that the lowered drag coefficients c_d are almost constant in the tested range of Reynolds numbers. A maximum reduction of drag of 13.2 % is measured. The results reveal a strong reduction of the pressure fluctuations around cylinders with a leeward coating due to the shift of the vortex region further downstream. This downstream shift is caused by the failure to establish the up-and-down mechanism of the primary vortex on the leeward side of the porous coated cylinder. In addition the width of the near wake is decreased and thinner shear layers as well as increased vortex shedding frequencies can be determined.

Inhaltsverzeichnis

1. Größen und Bezeichnungen	xiii
2. Griechische Symbole	xv
3. Weitere Abkürzungen	xvi
1. Einleitung und Motivation	1
2. Grundlagen und Stand der Forschung	3
2.1. Umströmung des glatten Kreiszylinders	3
2.1.1. Grundlagen	3
2.1.2. Wirbelablösung	10
2.2. Passive Kontrolle der Umströmung des Kreiszylinders	13
2.2.1. Allgemeines	13
2.2.2. Modifikation der Grenzschicht und des Nachlaufbereichs	14
2.2.3. Ummantelung mit konzentrisch versetzten, impermea-	
blen, mit Abstand zueinander angeordneten Elementen . .	19
2.2.4. Ummantelung mit porösem Material	21
2.3. Grundlagen der Durchströmung poröser Schichten und Strukturen	24
3. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Untersuchte Zylindermodelle	29
3.1. Zylindermodelle für die Kraftmessungen	29
3.1.1. Modelle mit integrierter poröser Schicht (konstanter Außendurchmesser)	29
3.1.2. Modell mit außen aufgebrachter poröser Schicht	31
3.2. Zylindermodelle mit Druckmessstellen	31
3.3. Poröses Material	33
3.4. Rauigkeit des porösen Materials	34
3.5. Splitter Plates	35
4. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Vorgehensweise	39
4.1. Windkanal mit turbulenzarmer Anströmung	39
4.2. Kraftmessung	40
4.2.1. Aufbau der Kraftwaage	40
4.2.2. Messprinzip eines Dehnmessstreifens	41
4.2.3. Fehlerabschätzung der Kraftsensoren	42
4.2.4. Statische und dynamische Kalibrierung der Kraftwaage .	42
4.2.5. Durchführung der Kraftmessung	44

Inhaltsverzeichnis

4.2.6.	Widerstandskraft	44
4.2.7.	Gesamtfehler bei der Bestimmung des Widerstandskoeffi- zienten	45
4.2.8.	Dimensionsanalyse	46
4.3.	Druckmessung	48
4.3.1.	Druckmesssystem	48
4.3.2.	Berücksichtigung der Schlauchdämpfung	48
4.4.	Particle Image Velocimetry (PIV)	50
4.4.1.	Messverfahren	50
4.4.2.	Fehlerabschätzung	53
4.4.3.	Periodisch-Stochastische Betrachtung: Die Triple Decom- position	55
4.4.4.	Wirbelkriterien	56
5.	Strömungswiderstandskraft von leeseitig, porös ummantelten Kreis- zylindern	61
5.1.	Vergleich des glatten Referenzzylinders mit Literaturdaten	61
5.2.	Einfluss einer zusätzlich aufgebrachten Schicht auf der Leeseite eines glatten Zylinders	62
5.3.	Widerstandsbeiwert der Zylinder mit einem Ummantelungswin- kel von $\beta = 100^\circ$	64
5.3.1.	Variation der Porosität	64
5.3.2.	Variation der porösen Schichtstärke	67
5.4.	Gemittelter Widerstandsbeiwert über den betrachteten Re-Zahlbereich bei variierendem Ummantelungswinkel	69
5.4.1.	Variation des Ummantelungswinkels und der porösen Schichtstärke	70
5.4.2.	Variation des Ummantelungswinkels und der Porosität . .	72
5.5.	Reproduzierbarkeit der Ergebnisse	72
6.	Ergebnisse der Druckmessungen	75
6.1.	Druckverteilung entlang des Zylinderumfangs	75
6.2.	Wirbelablösefrequenzen	79
6.3.	Vergleich der Druckmessungen unterhalb und an der Oberfläche des porösen Materials	80
6.4.	Einfluss der Oberflächenrauigkeit des porösen Schaumstoffs . . .	81
7.	Analyse des Strömungsfelds	85
7.1.	Zeitlich gemittelttes Strömungsfeld	85
7.1.1.	Variation des Ummantelungswinkels	86
7.1.2.	Variation der Schichtstärke	94
7.1.3.	Statistische Aussage der zeitlich gemittelten Daten	100
7.1.4.	Validierung der PIV-Messdaten	101

7.2. Instantane Information des Strömungsfelds	103
7.2.1. Scherschicht	103
7.2.2. Nachlauf	104
7.3. Mittelung bei konstanter Phase	105
7.3.1. Statistische Aussage der gemittelten Daten bei konstanter Phase	108
7.3.2. Periodische Komponenten des Strömungsfelds	110
7.3.3. Stochastische Komponente des Strömungsfelds	113
7.3.4. Wirbelidentifikation	115
8. Interpretation der Ergebnisse	123
9. Zusammenfassung	127
A. Widerstandsdiagramme der Zylinder für $\beta = 40^\circ$	133
B. Widerstandsdiagramme der Zylinder für $\beta = 70^\circ$	137
C. Widerstandsdiagramme der Zylinder für $\beta = 160^\circ$	141
Literaturverzeichnis	152
Abbildungsverzeichnis	158
Tabellenverzeichnis	159

Symbolverzeichnis

1. Größen und Bezeichnungen

A	maximale, normal zur Strömungsrichtung gerichtete Querschnittsfläche
A_0	Amplitude des Kraftsensors bei kleinster Frequenz
A_{Sensor}	Amplitude des Kraftsensors
b_W	Breite der Messstrecke des Göttinger Windkanals
B_N	Breite des Nachlaufs
c	Empfindlichkeitsfaktor der DMS-Wägezelle
c_d	Widerstandsbeiwert, $c_d = \frac{F_d}{\frac{\rho}{2} \cdot u_\infty^2 \cdot A}$
$\overline{c_d}$	Widerstandsbeiwert gemittelt über dem Re-Zahlbereich
c_d^*	Widerstandsbeiwert vor der Korrektur des Wall-Blockage-Effekts
c_L'	Auftriebsbeiwert
$\overline{c_p}$	zeitlich gemittelter Druckkoeffizient
c_p'	Standardabweichung des Druckkoeffizienten
c_{pb}	Druckkoeffizient im Unterdruckbereich, nach der Strömungsablösung
d_B	Dicke des porösen Blocks zur Ermittlung des Druckverlustkoeffizienten
d_M	Schichtdicke der Zylinderummantelung
d_{PPI}	mittlere Porengröße des PPI Schaumstoffs
d_{plates}	Dicke der Splitter Plates
D_{plates}	Durchmesser der Splitter Plates
D_{Zk}	Durchmesser des Basiszylinders
D_{Zyl}	Zylinderaußendurchmesser
e_{ij}	Deformationsgeschwindigkeitstensor
E	Nennkraft des Kraftsensors
Eu	Euler-Zahl, $Eu = \frac{\Delta p \cdot D_{Zyl}}{\rho \cdot u_\infty^2 \cdot d}$
f	Wirbelablösefrequenz auf einer Zylinderseite
f_A	Abtastfrequenz
$f_\#$	Blendenöffnung
f_{glatt}	Wirbelablösefrequenz des glatten Zylinders
$f_{porös}$	Wirbelablösefrequenz des leeseitig porös ummantelten Zylinders

F_d	Widerstandskraft, $F_d = c_d \cdot \frac{\rho}{2} \cdot u_\infty^2 \cdot A$
F_p	Druckwiderstand
F_f	Reibungswiderstand
h_r	Rauigkeitshöhe
h_{Wand}	Höhe der Messstrecke im Göttinger Windkanal
I	Stromstärke
I_k	Intensitätsverteilung des beleuchteten Partikels (Zeitpunkt t)
I_k^*	Intensitätsverteilung des beleuchteten Partikels (Zeitpunkt $t+\Delta t$)
I_{so}	Isotachenwert
k	turbulente kinetische Energie
K	Permeabilität des porösen Mediums
k_s	äquivalente Sandrauigkeit
L_1	Länge des Schlauchstücks der Referenzdruckmessstelle
L_f	Wirbelformationslänge
L_{Zyl}	Länge des Zylindermodells
N	Anzahl der Bilder einer PIV-Messung
N_i	Anzahl des periodischen Wirbelablöseprozesses
$N_{samples}$	Anzahl der Datenpunkte pro Messreihe
p_{dyn}	dynamischer Druck, $p_{dyn} = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u_\infty^2$
p_{ges}	Gesamtdruck
p_{lee}	Leeseitiger Druck
p_{luv}	Luvseitiger Druck
p_{stat}	statischer Druck
P	Periodendauer
P_k	Produktionsterm der turbulenten kinetischen Energie
R	elektrischer Widerstand
Re	Reynolds-Zahl, $Re = \frac{u_\infty \cdot D_{Zyl}}{\nu}$
$R(x, y)$	Kreuzkorrelation zur Bestimmung des Verschiebungsvektors
s	horizontale bzw. vertikale Strömungskomponente
s'	stochastischer Anteil der Strömungskomponente
\bar{s}	zeitlich gemittelte Strömungskomponente
\tilde{s}	periodischer Anteil der Strömungskomponente
$< s >$	gemittelte Strömungskomponente bei konstanter Phase
s_v	Strömungskomponente zum bestimmten Zeitpunkt des periodischen Vorgangs
St	Strouhal-Zahl, $St = \frac{f \cdot D_{Zyl}}{u_\infty}$
St_u	universale Strouhal-Zahl, $St_u = \frac{f \cdot B_N}{u_\infty}$
t	Messdauer
t_{Abtast}	Abtastzeit bei den Messungen
Tu	Turbulenzgrad
\bar{u}	horizontale Strömungskomponente
$\overline{u'^2}$	horizontale Reynolds-Normalspannungskomponente

2. Griechische Symbole

u_{∞}	ungestörte Anströmgeschwindigkeit
u_{porous}	Geschwindigkeit innerhalb eines porösen Mediums
U	Spannung
U_{Aus}	Brückenausgangsspannung
U_B	Brückenspeisespannung
\bar{v}	vertikale Strömungskomponente
$\overline{v^2}$	vertikale Reynolds-Normalspannungskomponente
x_{vorne}	Abstand von der Vorderkante der Splitter Plate zur Zylinderachse
x_{hinten}	Abstand von der Zylinderachse zur Hinterkante der Splitter Plate
$x_{stromauf}$	Abstand von der Zylinderachse zur Messstelle des Geschwindigkeitsprofils
y_c	Scherschichtkontur

2. Griechische Symbole

β	Ummantelungswinkel
ΔL	verformungsbedingte Längenänderung
Δp	Druckdifferenz, $\Delta p = p_{ges} - p_{stat}$
Δp_{stat}	statische Druckdifferenz
Δt	Zeitabstand
Δx	Verschiebung
ϵ	Porosität
θ	Ablöswinkel
θ_1	luvseitiger Öffnungswinkel
θ_2	leeseitiger Öffnungswinkel
κ	Dehnung bzw. Stauchung des Messdrahtes (Wägezelle)
λ	Druckverlustkoeffizient des porösen Mediums
λ_E	Eigenwert
λ_c	komplexer Eigenwert
$\lambda_{c,r}$	Realteil des Eigenwerts
$\lambda_{c,i}$	Imaginärteil des Eigenwerts
μ	dynamische Viskosität
ν	kinematische Viskosität
ξ_{ges}	Gesamtfehler bei der PIV-Messung
ξ_{bias}	Bias Fehler
ξ_{rms}	Messungenauigkeit der PIV-Messung
ρ	Dichte des Fluids
σ_f	Gesamtabweichung des Kraftsensors

σ_{f_i}	Einzelabweichung des Kraftsensors
τ	Reynolds-Schubspannungskomponente
ϕ	Umfangswinkel des Zylinders
χ	Ablösewinkel der Grenzschicht
ψ	Phasenwinkel
Ω_{ij}	Drehgeschwindigkeitstensor

3. Weitere Abkürzungen

$\frac{\Delta R}{R}$	relative elektrische Widerstandsänderung des Kraftsensors
$\frac{\Delta L}{L}$	relative Längenänderung
$\frac{\Delta p}{d_B}$	Druckverlustkoeffizient des porösen Materials pro durchströmter Schichtdicke
$\frac{\partial P}{\partial x}$	Druckgradient in Strömungsrichtung
$\frac{du_i}{dx_i}$	Geschwindigkeitsgradient
Mf I	Messfeld I
Mf II	Messfeld II
$\nabla \mathbf{u}$	Geschwindigkeitsgradiententensor

1. Einleitung und Motivation

In vielen Anwendungsbereichen der Strömungsmechanik und Aerodynamik ist es von großem Interesse, die auf Körper wirkenden Strömungswiderstandskräfte zu reduzieren bzw. so gering wie möglich zu halten. Durch bestimmte Reduktionstechniken können zum Beispiel Energie für Fortbewegungsmittel eingespart, Schwingungen von Körpern gedämpft oder Schädigungen aufgrund von Resonanzschwingungen verhindert werden.

Zahlreiche experimentelle und numerische Untersuchungen zeigen, dass die auf Körper wirkenden Strömungs- und Reaktionskräfte durch die Beeinflussung von deren Umströmung mit sogenannten Kontrollmethoden reduziert werden können. Eine Beeinflussung kann unter anderem auch durch das Aufbringen oder Integrieren diverser Materialien auf oder in die Oberfläche des umströmten Körpers erreicht werden. Bei dieser Art der Beeinflussung ohne zusätzliches Eintragen von Energie spricht man von passiven Kontrollmethoden. Einige wenige Beispiele in der Literatur belegen, dass sich auf stumpfe Körper aufgebrachte hochporöse Elemente als passive Kontrollmethode eignen und eine effektive Möglichkeit darstellen, die Umströmung gezielt zu beeinflussen. Wie numerische Simulationen zeigen, kann beispielsweise der Widerstand von Fahrzeugen durch das Anbringen von porösen Schichten auf den Seiten- und Heckflächen um bis zu 45% reduziert werden, siehe Bruneau *et al.* (2008). Frink *et al.* (2002) beschreiben eine turbulenzärmere Nachlaufzone aufgrund einer auf der Heckseite von Sattelschleppern angebrachten permeablen Folie.

Gegenwärtig fehlen detailliertere, experimentelle Untersuchungen zum Thema von vollständig oder teilweise porös ummantelten Körpern.

Die Idee der vorliegenden Arbeit basiert darauf, den nachgewiesenen positiven Effekt eines leeseitig angebrachten porösen Elements vertiefend und systematisch zu untersuchen. Als Basisgeometrie wird hier auf den Kreiszylinder zurückgegriffen. Hierbei handelt es sich um eine einfache Körperform mit komplexer Umströmung, die bereits Gegenstand umfangreicher Untersuchungen war und bei der das Strömungsfeld sowie die durch Luftströmung induzierten Kräfte weitestgehend bekannt sind. Außerdem ist diese Geometrie in großer Vielfalt in der Technik, sowie als Baukörper anzutreffen.

Ziel der Arbeit ist es, Aufschluss darüber zu geben, wie die Kombination einer porösen Schicht und eines Kreiszylinders die Widerstandskraft, den Druckverlauf entlang der Zylinderoberfläche und die sich ausbildenden Ablösewirbel im

1. Einleitung und Motivation

Vergleich mit einem glatten Zylinder beeinflussen. Außerdem soll der für die Widerstandsreduktion verantwortliche Mechanismus verstanden und herausgearbeitet werden. Diese Arbeit beschreibt zum ersten Mal systematische experimentelle Untersuchungen zum Thema leeseitig porös ummantelter Zylinder. Die gewonnenen Ergebnisse belegen, dass die leeseitige, poröse Ummantelung eine weitere effektive Kontrollmethode darstellt.

2. Grundlagen und Stand der Forschung

2.1. Umströmung des glatten Kreiszylinders

2.1.1. Grundlagen

Ein typisches Merkmal bei der Umströmung von Körpern ist die Strömungsablösung. Sie beschreibt den Vorgang, wenn die Strömung nicht mehr der Geometrie des umströmten Körpers folgen kann und sich folglich von diesem entfernt bzw. ablöst. Strömungsablösungen sind beispielsweise bei der Umströmung von Bauwerken, in der Meteorologie oder unter anderem bei Innenströmungen vorzufinden. Historisch gesehen zeigt sich, dass die Untersuchung von abgelösten Strömungen viele hunderte Jahre zurückliegt. Bereits Skizzen von Leonardo da Vinci im Mittelalter deuten auf das Interesse abgelöster Strömungen hin.

Bei der Umströmung von Kreiszylindern löst sich die Strömung, außer im Falle von sehr geringen Anströmgeschwindigkeiten, ebenfalls vom Körper ab. Im Unterschied zu scharfkantigen Körpern, bei denen die Strömungsablösung an den Kanten stattfindet, ist die Ablösung bei zylindrischen Körpern von der nach Reynolds (1883) benannten Reynolds-Zahl Re abhängig. Die Re -Zahl ist eine dimensionslose Kennzahl und ist wie folgt definiert:

$$Re = \frac{u_{\infty} \cdot D_{Zyl}}{\nu} \quad (2.1)$$

Sie stellt den Quotient aus dem Produkt der ungestörten Anströmgeschwindigkeit u_{∞} mit dem Zylinderdurchmesser D_{Zyl} und der kinematischen Viskosität ν dar. Somit gibt sie das Verhältnis von Trägheitskräften zu Zähigkeitskräften wieder. Bei sehr kleinen Re -Zahlen überwiegen die Zähigkeitskräfte und für $Re < 5$ treten keine Strömungsablösungen auf. Bei zunehmender Re -Zahl überwiegen die Trägheitskräfte und die Strömung löst sich vom Körper ab. Der Ort der Strömungsablösung ändert sich ebenfalls bei Variation der Re -Zahl. Im Falle der Ablösung wird der Druckwiderstand relevant und somit besteht ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Re -Zahl und dem Widerstand für einen bestimmten Körper, zum Beispiel dem Kreiszylinder.

Eine weitere charakteristische Kennzahl bei Kreiszylindern trägt den Namen von Strouhal (1878). Er stellte fest, dass sich ein Ton ausbildet, wenn ein zylindrischer Körper angeströmt wird. Die Ursache hierfür liegt in der periodischen

2. Grundlagen und Stand der Forschung

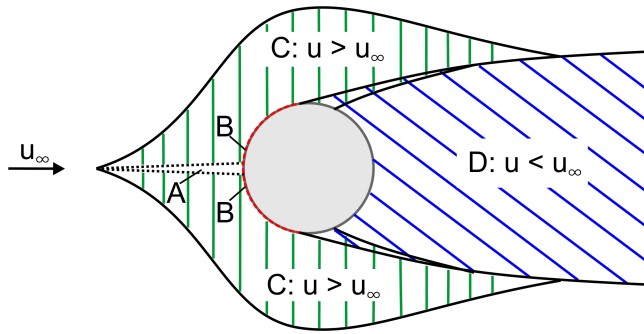


Abbildung 2.1.: Umströmungsbereiche um den Kreiszylinder, Zdravkovich (1997).

Wirbelablösung auf beiden Zylinderseiten. Er konnte außerdem nachweisen, dass ein Zusammenhang zwischen der Ablösefrequenz, dem Durchmesser des Zylinders und der Anströmgeschwindigkeit besteht.

Die Strouhal-Zahl St ist wie folgt definiert:

$$St = \frac{f \cdot D_{Zyl}}{u_\infty} \quad (2.2)$$

Sie gibt den Quotient aus dem Produkt der Wirbelablösefrequenz f mit dem Durchmesser des Zylinders D_{Zyl} und der ungestörten Anströmgeschwindigkeit u_∞ wieder.

Aufgrund der Strömungsablösung am Kreiszylinder kann das Strömungsfeld um den Körper in vier verschiedene Zonen eingeteilt werden, siehe Abb. 2.1. Zone A ist die Stauzone. Hier verzögert sich das Fluid und die Fluidmasse staut sich auf. Entlang der beiden Zylinderseiten strömt das Fluid am Körper vorbei. Im wandnahen Bereich entwickelt sich auf den beiden Seiten eine Grenzschicht (Zone B). Durch die Zylindergeometrie kommt es zu einer Fluidbeschleunigung. Dies ist in Zone C dargestellt. Der Bereich D wird als Nachlaufzone bezeichnet.

Die Grenzschicht löst sich aufgrund des adversen Druckgradienten, bedingt durch die divergente Körperform, vom zylindrischen Körper ab. Die Folge ist eine sich auf jeder Zylinderseite ausbildende Scherschicht. Diese Scherschicht agiert zusätzlich als Verdrängungskontur und bildet die Grenze zwischen beschleunigter Hauptumströmung und dem Ablösegebiet. Die Nachlaufzone beginnt mit dem Ablösebereich der Grenzschicht und zieht sich in große Distanzen stromab des Körpers. Sie kann in das Nah- und Fernfeld unterteilt werden. Zdravkovich (1997) gibt Beispielsweise einen Überblick über Untersuchungen

2.1. Umströmung des glatten Kreiszylinders

von Fernfeldern der Zylindernachlaufzone, die sich im Bereich zwischen $7 < x/D_{Zyl} < 700$ unterstrom des zylindrischen Körpers befinden.

Dryden (1941) befasste sich als erster mit dem Zustandsübergang von laminar nach turbulent in den unterschiedlichen Zonen (A-D) entlang des umströmten Körpers. Bei umströmten Zylindern findet dieser Zustandsübergang von laminar nach turbulent zunächst in der Nachlaufzone für $Re < 400$ statt und wird als Übergang im Nachlauf bezeichnet. Anschließend wandert der Zustandsübergang weiter in die Scherschicht. Diese ist etwa bei $Re = 2 \cdot 10^5$ vollständig turbulent. Mit weiterem Anwachsen der Re-Zahl wandert die Transition von laminar zu turbulent in die Grenzschicht ($2 \cdot 10^5 < Re < 6 \cdot 10^6$) bis letztlich die gesamte Grenzschicht bei sehr großen Re-Zahlen ($Re > 6 \cdot 10^6$) turbulent ist. Zusammenfassend wandert mit größer werdender Geschwindigkeit bzw. mit größer werdender Re-Zahl die Turbulenzentwicklung, beginnend im Nachlauf, immer weiter stromauf Richtung Zylindervorderseite, bis schlussendlich die gesamte Grenzschicht den turbulenten Zustand erreicht hat.

Roshko (1961) unterteilt als erster die verschiedenen Re-Zahlbereiche in einen unterkritischen, einen kritischen, einen überkritischen und einen transkritischen Bereich. Eine verfeinerte Einteilung der verschiedenen Re-Zahlbereiche liefert Zdravkovich (1997). In Abb. 2.2 ist eine übersichtliche, detaillierte Zusammenfassung der Strömungsbereiche um den Kreiszylinder in nahezu ungestörter Anströmung für die unterschiedlichen Re-Zahlen nach Sumer & Fredsoe (2006) dargestellt. Die detailliertere Bereichsunterteilung von Zdravkovich (1997) ist in Abb. 2.2 eingearbeitet (grüne Schrift). Nachfolgend beziehen sich die Erläuterungen in dieser Arbeit auf die Einteilung nach Zdravkovich (1997).

Für sehr kleine Geschwindigkeiten ($Re < 4-5$) findet keine Ablösung statt (laminarer L1-Bereich). Ein feststehendes Wirbelpaar entwickelt sich auf der strömungsabgewandten Seite (Leeseite) des Zylinders im Bereich $4-5 < Re < 30-48$ (L2-Bereich). Im L3-Bereich ($30-40 < Re < 180-200$) lösen sich bei laminarer Strömung periodisch Wirbel vom Zylinder ab. Der Bereich „Übergang im Nachlauf“ kann nochmal unterteilt werden. Zunächst findet der Turbulenzübergang im Fernfeld statt und wandert dann stromauf in das Nahfeld.

Zdravkovich (1997) teilt den in der Literatur häufig als unterkritischen bezeichneten Bereich in drei Segmente (TrSL 1-3) und gibt den TrSL-Bereich global als Zustandsübergang in der Scherschicht an. Die Nachlaufzone ist hierbei vollständig turbulent, die sich vom Zylinder ablösende Grenzschicht ist jedoch laminar.

Der Bereich in dem der Übergang in der Grenzschicht stattfindet wird kritischer Zustand genannt. Im kritischen Zustand (TrBl-Bereich) wird die Grenzschichtablösung turbulent. Dies geschieht allerdings nur auf einer Zylinderseite. Die

2. Grundlagen und Stand der Forschung


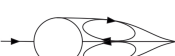
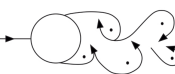


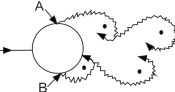
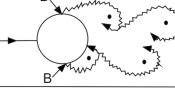
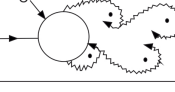

L	laminare Grenzschicht	1	a) 	Keine Ablösung. Kriechende Strömung	$Re < 5$	
		2	b) 	Festes Paar von symmetrischen Wirbeln	$5 < Re < 40$	
		3	c) 	Karman'sche Wirbelstraße	$40 < Re < 200$	
TrW	Transition im Nachlauf	1 <small>Fernfeld</small>	d) 	Übergang zu turbulenter Strömung im Nachlauf	180-200 -- 220-250	
		2 <small>Nahfeld</small>			220-250 -- 350-400	
TrSL	Transition in der Scher- schicht	1	e) 	Nachlauf vollständig turbulent. A: Laminare Grenzschichtablösung	350-400 -- 1000-2000	unterkritisch
		2			$10^5-2 \times 10^5 -- 2 \times 10^5-4 \times 10^5$	
		3			$2 \times 10^5-4 \times 10^5 -- 1 \times 10^6-2 \times 10^6$	
TrBI	Transition in der Grenzschicht	0	f) 	A: Laminare Grenzschichtablösung B: Turbulente Grenzschichtablösung; aber Grenzschicht laminar	$1 \times 10^5-2 \times 10^5 -- 3 \times 10^5-3.4 \times 10^5$	kritisch
		1	g) 	B: Turbulente Grenzschichtablösung; die Grenzschicht ist teilweise laminar, teilweise turbulent	$3 \times 10^5-3.4 \times 10^5 -- 3.8 \times 10^5-4 \times 10^5$	
		2			$3.8 \times 10^5-4 \times 10^5 -- 5 \times 10^5-1 \times 10^6$	
		3	h) 	C: Grenzschicht ist vollständig turbulent auf einer Seite	$5 \times 10^5-1 \times 10^6 -- 3.5 \times 10^6-6 \times 10^6$	
		4			$3.5 \times 10^6-6 \times 10^6 -- ??$	
T	vollkommen turbulente Grenzschicht	1	i) 	C: Grenzschicht ist vollständig turbulent auf beiden Seiten	$?? -- \infty$	überkritisch
		2				

Abbildung 2.2.: Strömungszustände bei unterschiedlichen Re-Zahlen, Sumer & Fredsoe (2006), Zdravkovich (1997). Grau eingefärbt ist der Re-Zahlbereich in dem die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit durchgeführt wurden.

Grenzschichtablösung der anderen Seite bleibt laminar. Charakteristisch für diesen Bereich sind eine sukzessive Verschiebung des Ablösepunktes nach stromab, eine unveränderte St-Zahl, die Abnahme des Widerstandskoeffizienten c_d ("drag crisis"), die Abnahme des Druckkoeffizienten im Unterdruckbereich nach der Strömungsablösung c_{pb} und die Abnahme des Auftriebsbeiwerts c'_L mit größer werdender Re-Zahl. Im TrBI1- und TrBI2-Bereich ist die Grenzschichtablösung auf beiden Seiten turbulent. Die Grenzschicht selbst ist zum Teil laminar und

2.1. Umströmung des glatten Kreiszylinders

teilweise turbulent. Die Bezeichnung $TrBl1$ rührt daher, dass sich auf einer Zylinderseite eine laminare Blase bildet. Aufgrund dieses asymmetrischen Strömungszustands zeigt sowohl der Widerstandsbeiwert und der Basisdruck als auch die St -Zahl einen Sprung in ihrem Verlauf. Des Weiteren bildet sich im $TrBl2$ -Bereich eine weitere Blase aus, diesmal auf der anderen Zylinderseite. Im symmetrischen $TrBl2$ -Bereich spiegelt sich eine komplexe Kombination aus laminarer Ablösung, Übergang, Wiederanlegen und turbulenter Ablösung der Grenzschichten an beiden Zylinderseiten wieder. Im $TrBl1$ -Bereich kann die St -Zahl mit $St = 0.32$ und im $TrBl2$ -Bereich mit $St = 0.46$ angegeben werden, siehe Bearman (1969).

Eine Haupteigenschaft des $TrBl3$ -Bereichs ist das Verschwinden der periodischen Wirbelablösungen, siehe Schewe (1983). Bearman (1969) argumentiert, dass das Verschwinden der Wirbel von dreidimensionalen turbulenten Effekten von der Zylindervorderseite verursacht wird und dies die Blasen zerstört. Mit weiterer Zunahme der Re -Zahl erscheint das periodische Ablösen der Wirbel jedoch wieder, siehe Roshko (1961). Im $TrBl3$ - und $TrBl4$ -Bereich ist die Grenzschicht auf einer Seite nun vollständig turbulent. Für Re -Zahlen bis hin zu $Re \rightarrow \infty$ sind alle Zonen, d.h. der Nachlauf, die Scherschichten und die Grenzschichten des Kreiszylinders vollkommen turbulent.

Die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit befinden sich in den Re -Regionen des $TrSL2$ -Bereichs und des $TrSL3$ -Bereichs. Wobei sich der größte Anteil der Arbeit auf den $TrSL3$ -Bereich bezieht und lediglich das Ende des $TrSL2$ -Bereichs abgedeckt wird. Der untersuchte Bereich ist in Abb. 2.2 grau hinterlegt. Für diesen Re -Zahlbereich können folgende charakteristische, phänomenologische Prozesse festgehalten werden: Die Ablösung der laminaren Grenzschicht kann in einer Winkelzone von ca. $\phi = 78^\circ$, ausgehend vom Staupunkt, angegeben werden, siehe Achenbach (1968). Der Widerstandskoeffizient verläuft innerhalb des $TrSL2$ - und $TrSL3$ -Bereichs nahezu konstant und kann global mit $c_d = 1,2$ festgehalten werden, siehe Bearman (1969). Allerdings sei an dieser Stelle angemerkt, dass in den zahlreich existierenden Untersuchungen die Widerstandsbeiwerte um den Wert von $c_d = 1,2$ stark schwanken können. Hierbei können die Abweichungen im Bereich von bis zu 14% liegen, siehe vergleichsweise Wieselsberger (1921) und Fage & Warsap (1929). Dies hängt von den unterschiedlichen Randbedingungen der Versuchsdurchführung wie zum Beispiel vom Turbulenzgrad der Anströmung, von der Ausführung der Enden des Zylindermodells, von der Oberfläche des Zylinders, oder vom Verhältnis des Zylinderdurchmessers zur Breite des Windkanals ab. Eine Zusammenstellung einiger Arbeiten, die sich mit der Ermittlung des Widerstandskoeffizienten befassen ist Tabelle 2.1 zu entnehmen. In der Tabelle sind die experimentellen Randbedingungen gegenübergestellt. Außerdem präsentieren Cantwell & Coles (1983) eine umfangreiche tabellarische Übersicht der Randbedingungen von Messungen des Widerstandskoeffizienten und der St -Zahl vom umströmten

2. Grundlagen und Stand der Forschung

Tabelle 2.1.: Beispiele verschiedener Literaturstellen über die Untersuchung eines glatten, angeströmten Kreiszylinders

Autoren	Ti [%]	L_{Zyl}/D_{Zyl}	Re	Splitter-Plates	Messung	Korrektur (für Versperrung)
Wieselberger 1921	keine Angaben	" ∞ "	$4, 2 \cdot 10^0 - 8 \cdot 10^5$	ja	Waage	keine Angaben
Fage & Warsap 1929	"standard stream"	6,57	$4 \cdot 10^4 - 2, 3 \cdot 10^5$	"extension pieces"	Waage	nein
"	"	16,84	"	"	"	"
Fage & Falkner 1931	"normal stream"	8,16	$0, 6 - 2, 12 \cdot 10^5$	nein	Druck und Reibung	ja
"	"	16,4	"	ja	"	"
Delany & Sorensen 1953	keine Angaben	keine Angaben	$1, 1 \cdot 10^4 - 2, 3 \cdot 10^6$	nein	strain gage balance balance system	ja
"	"	"	"	ja	"	"
Achenbach 1968	0,7	3,33	$6 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^6$	keine Angaben	Druck und Reibung	nein
"	"	6,667	"	"	"	"
Bruun & Davies 1975	0,16	ca. 10	$0, 8 - 6 \cdot 0 \cdot 10^5$	nein	Druck	keine Angaben
Schewe 1983	< 0,4	10	$2, 3 \cdot 10^4 - 7, 1 \cdot 10^6$	nein	Piezowaage	nein
Butt <i>et al.</i> 2014	< 0,5	3,75	$3, 14 \cdot 10^4 - 2, 77 \cdot 10^5$	nein, Überlänge	Piezowaage	keine Angaben

2.1. Umströmung des glatten Kreiszylinders

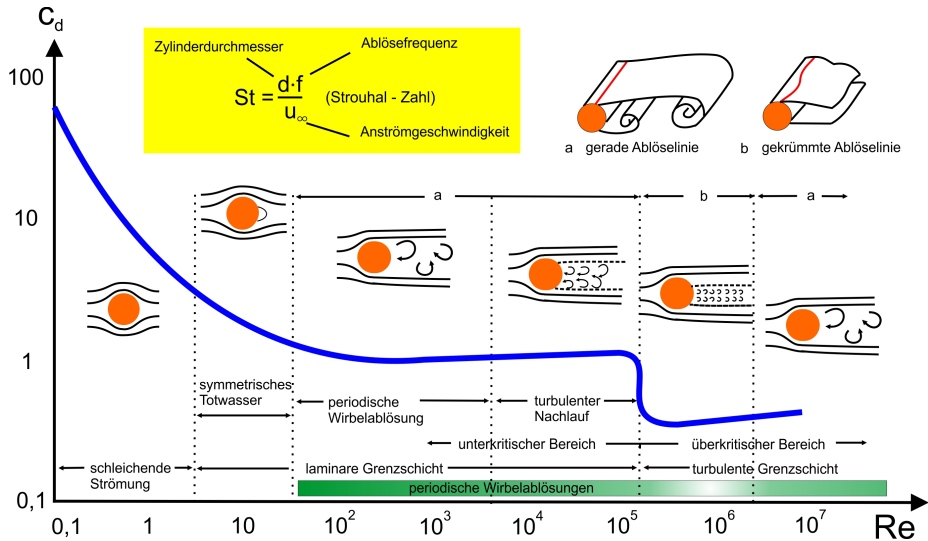


Abbildung 2.3.: c_d -Verlauf eines glatten Zylinders für verschiedene Re -Zahlbereiche, siehe Ruck (2010).

Kreiszylinder im Re -Zahlbereich $10^3 < Re < 10^6$. Ein beispielhafter Verlauf des c_d -Werts über einen großen Re -Zahlbereich für einen glatten Zylinder ist in Abb. 2.3 dargestellt. Für die St -Zahl ist der Wert in der Größenordnung von $St = 0,2$ vorzufinden, siehe Roshko (1961). Allerdings kann auch dieser Wert schwanken, siehe Drescher (1956).

Wie bereits Abb. 2.1 zu entnehmen ist, existieren unterschiedliche Strömungsbereiche um den Zylinder. Dabei ist das Nahfeld des Kreiszylinders (Zone D) von zusammenhängenden, großstrukturigen Wirbeln, die aufgrund von Ablösevorgängen entstehen, geprägt, siehe Cantwell & Coles (1983). Damit ist diese Zone mit hohen Turbulenzen und Vermischungsprozessen verbunden. Bei zweidimensionalen Strömungen können sich zwei kritische Punkte innerhalb des Strömungsfelds entwickeln. Diese kritischen Punkte sind zum einen Zentren und zum anderen Sattelpunkte. Im Allgemeinen ist das Richtungsfeld der betrachteten vektoriellen Größe bei kritischen Punkten unbestimmt. Zentren zeichnen sich durch geschlossene Stromlinien aus, wohingegen die Sattelpunkte dadurch charakterisiert sind, dass die Stromlinien aufeinandertreffen, siehe Lyn *et al.* (1995). Sie sind unmittelbar mit Turbulenz und kinematischem Vermischen in Zusammenhang zu bringen, siehe Lyn *et al.* (1995) bzw. Cantwell & Coles (1983). Zentren werden an Stellen mit lokalen Maximalwerten der Wirbelstärke identifiziert. Sie stehen außerdem in Verbindung mit lokalen Maximalwerten der Reynoldsnormalspannungen oder der turbulenten kinetischen

2. Grundlagen und Stand der Forschung

Energie. Sattelpunkte der Stromlinien treten an Stellen in Erscheinung, an denen hohe Reynoldsscherspannungen und hohe Raten an turbulenter Produktion vorliegen Lyn *et al.* (1995).

2.1.2. Wirbelablösung

Bei einer hinreichend schnellen Umströmung eines glatten Kreiszylinders lösen sich alternierend Wirbel von diesem ab. Dies wurde von Karman v. (1911) untersucht, der als erster das allseits bekannte theoretische Modell von versetzt angeordneten Wirbeln in paralleler Reihenanordnung herleitet. Bei sich periodisch ablösenden Wirbeln wird daher häufig die Bezeichnung der Karman'schen Wirbelstraße verwendet. Die Karman'sche Wirbelstraße beginnt im L3-Bereich und hält bis zum Ende des TrBl2-Bereichs an. Roshko (1961) zeigt, dass im TrBl4-Bereich das periodische Wirbelablösen wiederkehrt. Wie hinter jedem Hindernis, bei dem Strömungsablösung auftritt, bildet sich auch beim Kreiszylinder eine Unterdruckzone im Lee.

Die Ursache der periodischen Wirbelablösung ist die sich auf beiden Zylinderseiten ausbildende Grenzschicht, die bereits in Kapitel 2.1.1 beschrieben wurde. Die nachfolgend beschriebene Wirbelbildung bezieht sich auf eine Anströmung des Zylinders von links nach rechts. Die sich beispielsweise an der oberen Zylinderseite entwickelnde Grenzschicht enthält eine bestimmte Menge an Vortizität (Wirbelstärke). Diese Vortizität wird in die sich nach der Grenzschichtablösung entwickelnde Scherschicht gespeist. Durch die Unterdruckzone im Lee bewegt sich die Scherschicht nach innen und beginnt sich in einen Wirbel einzurollen. Auf diese Weise entstehen Wirbelkerne (Rotationszellen) auf der Leeseite des Zylinders. Hierbei dreht sich der Wirbel aus der Entstehung von der oberen Scherschicht im Uhrzeigersinn in Richtung der Symmetrieachse der Nachlaufzone. Die Drehrichtung des Wirbels entspricht immer der Drehrichtung der Vortizität in der jeweiligen Grenzschicht. Entsprechend bildet sich ein Wirbel auf der unteren Zylinderseite mit entgegengesetzter Drehrichtung, gegen den Uhrzeigersinn, aus.

Bildet sich ein Wirbel einseitig aus, wird er so lange mit Vortizität gespeist und wächst weiter bis er stark genug ist, den gegenüberliegenden Wirbel zu verdrängen. Trifft er auf die gegenüberliegende Scherschicht, stoppt ihre gegensätzliche Vortizität das Wirbelwachstum. Dies führt zur Ablösung des Wirbels und er schwimmt in den Zylindernachlauf ab. Ein neuer Wirbel wächst. Diesmal ist der sich von der unteren Seite entwickelnde Wirbel stärker und verdrängt den Heranwachsenden bis es auch zum Abschwimmen dieses Wirbels kommt. Dieser Vorgang wiederholt sich anschließend auf den jeweiligen Seiten immer wieder, siehe Sumer & Fredsoe (2006). Nur bei kleinen Umströmungsgeschwindigkeiten

2.1. Umströmung des glatten Kreiszylinders

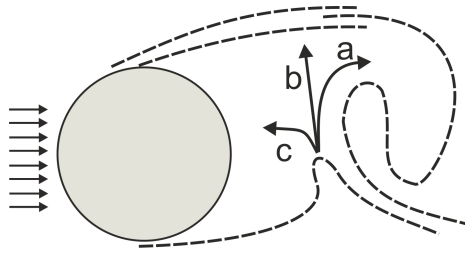


Abbildung 2.4.: Strömungsflüsse im Nachlauf des Zylinders nach Gerrard (1966).

ergeben sich zwei Wirbel gleichzeitig. Bei höheren Umströmungsgeschwindigkeiten (üblicher Fall) bilden sich die Wirbel alternierend.

Durch das periodische Wirbelablösen am Zylinder werden dort alternierende Auftriebskräfte induziert. Die Auftriebskraft erreicht nach Drescher (1956) "ihren größten Wert nach oben, wenn das am Zylinder hängende Totwasser stark nach unten gedrückt wird. Umgekehrt hat sie ihren Höchstwert nach unten, wenn das Zylindertotwasser stark nach oben gedrängt wird." Beim Aufrollen der oberen Scherschicht wird die untere Scherschicht mitgerissen und näher an die Zylinderrückwand gebracht. Dadurch erfährt der Zylinder eine nach unten gerichtete Auftriebskraft. Die Zeitperiode eines Wirbelablösezyklus kann als die Differenz zwischen zwei Minima des Verlaufs des Auftriebsbeiwerts aufgefasst werden, siehe Bhattacharyya & Singh (2011). Der Verlauf des c_d -Werts weist ebenfalls periodische Schwankungen auf. Diese weisen die doppelte Frequenz der Auftriebsschwankungen auf, Drescher (1956).

Gerrard (1966) skizziert die Strömungsflüsse im Nachlauf des Zylinders und untergliedert sie in drei Teile, siehe Abb. 2.4. Wenn sich ein Wirbel hinter dem Zylinder aufrollt wird ein Teil der gegenüberliegenden Scherschicht mit in den Wirbel eingerollt (a). Ein anderer Teil wird durch die Scherschicht oberstrom des Wirbels mitgerissen (b). Außerdem strömt ein Teil des Fluids in den Bereich zwischen zylindrischen Körper und Wirbelbildungszone (c). Die Größe der Wirbelbildungszone wird durch das Gleichgewicht zwischen dem Zustrom in die Scherschicht (b) und dem nachströmenden Fluid in Richtung der Zylinderrückwand (c) bestimmt. Teil (a) variiert nicht mit der Re-Zahl. Dies bedeutet durch das Gleichgewicht, dass bei Anstieg von (b) sich (c) reduziert. Der sich bildende Wirbel ist schwächer, je größer der Eintrag (Entrainment) aus der gegenüberliegenden Scherschicht mit gegensätzlicher Vortizität mit eingeführt wird. Dadurch nimmt die Größe der Wirbelbildungszone ab.

Die Strouhal-Zahl St ist die charakteristische dimensionslose Kennzahl mit der die Wirbelablösefrequenz bestimmt werden kann. Als Wirbelablösefrequenz

2. Grundlagen und Stand der Forschung

wird die von einer Zylinderseite abgehenden Wirbelzahl pro Sekunde bezeichnet, siehe Drescher (1956). Man erhält sie beispielsweise aus der Frequenz des oszillierenden Auftriebsbeiwerts.

Nach Leder (1992) handelt es sich bei der Strömungsablösung beim Kreiszyylinder um eine Ablösung 2. Art. Diese Klassifizierung unterscheidet sich insofern von Ablösevorgängen, zum Beispiel an einer ebenen Platte, dass ein zweifacher Wendepunkt im vertikalen Geschwindigkeitsprofil der Komponente in Hauptströmungsrichtung stattfindet, ein positiver Druckgradient in Strömungsrichtung vorhanden ist ($\partial p / \partial x > 0$) und eine Wechselwirkung zwischen den ablösenden Scherschichten vorliegt, siehe Leder (1992).

Zdravkovich (1997) unterteilt die Wirbelablösung in zwei unterschiedliche Bereiche. Zum einen in den Bereich, in dem die Wirbelablösung bei niedrigen Re-Zahlen ($Re < 200$) stattfindet ("Low Speed Modus") und zum anderen in den Bereich hoher Geschwindigkeiten in dem der Umschlag des Strömungszustands von laminar nach turbulent in der Scherschicht stattfindet ("High-Speed Eddy Shedding Mode"). Laut Gerrard (1966) ist die Wirbelablösung im Bereich hoher Geschwindigkeiten von vier Parametern abhängig:

- Der Abstand zwischen den beiden freien Scherschichten (Breite des Nachlaufgebiets)
- Die Stärke der voll entwickelten Wirbel
- Die Dicke der freien Scherschicht
- Das Entrainment in das Nachlaufgebiet

Die Breite des Nachlaufgebiets variiert im TrSL-Bereich nicht wesentlich, obwohl die Wirbelformationslänge variiert. Die Wirbelformationslänge L_f ist nach Bloor (1964) als der Abstand von der Zylinderrückseite bis zur Stelle der maximalen Standardabweichung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente auf der Symmetrieachse im Nachlauf bei zeitlicher Mittelung des Strömungsfelds definiert, siehe Abb. 2.5. Die Variation der St-Zahl steht in Zusammenhang mit der Variation der Nachlaufbreite. Reduziert sich die Nachlaufbreite, sind die beiden Scherschichten näher zusammen. Dadurch bleibt weniger Zeit für die Entwicklung der Wirbel, was im Umkehrschluss bedeutet, dass sich die Ablösefrequenz erhöht. Roshko (1954) greift diesen Zusammenhang auf und gibt an, dass im Nachlauf von stumpfen Körpern eine universale St-Zahl mit $St_u = 0.16$ existiert. Die universale St-Zahl wird mit der Breite des Nachlaufs B_N gebildet und kann wie folgt angegeben werden:

$$St_u = \frac{f \cdot B_N}{u_\infty} \quad (2.3)$$

2.2. Passive Kontrolle der Umströmung des Kreiszyinders

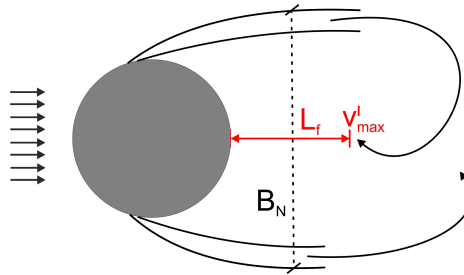


Abbildung 2.5.: Wirbelformationslänge L_f .

Die Stärke der voll entwickelten Wirbel bezieht sich auf die Rate der Wirbel-erzeugung und Dissipation. Laut Gerrard (1966) sind beide ähnlich innerhalb des TrSL-Bereichs und daher ist die Wirbelstärke konstant. Die Dicke der freien Scherschicht ist davon abhängig ob die Diffusion in der freien Scherschicht laminar oder turbulent ist. Je turbulenter die Scherschichten sind, desto zerstreuter ist ihre Wechselwirkung im Nachlauf und es benötigt mehr Zeit um sich aufzurollen und im Nachlauf abtransportiert zu werden. Die Ablösefrequenz nimmt mit zunehmender Dicke der freien Scherschicht ab. Er argumentiert, dass im TrSL2-Bereich das Verkürzen von L_f dem Anstieg der Dicke der Scherschicht entgegen wirkt und deswegen die St-Zahl konstant bleibt. Generell kann eine Vergrößerung der Wirbelformationslänge mit einer Reduktion des Widerstands in Zusammenhang gebracht werden, Tombazis & Bearman (1997). Ein weiterer Parameter welcher sowohl die Bildung als auch das Ablösen der Wirbel beeinflusst, ist das Entrainment der angrenzenden freien Strömung in den Nachlauf.

2.2. Passive Kontrolle der Umströmung des Kreiszyinders

2.2.1. Allgemeines

Mit Hilfe von bestimmten Kontrollmethoden können die auf Körper wirkenden Kräfte reduziert und das Strömungsfeld beeinflusst werden. Prinzipiell kann man zwischen zwei Gruppen unterscheiden, den aktiven und den passiven Kontrollmethoden.

Bei aktiven Kontrollmethoden wird zusätzlich Energie in das System eingebracht. Als Bemerkung sei hinzugefügt, dass der Bedarf an zusätzlicher Energie

2. Grundlagen und Stand der Forschung

dem positiven Nutzen der Energieeinsparung entgegenwirkt und unter Umständen den Effekt zunichte macht. Typische aktive Kontrollmethoden, siehe auch Choi *et al.* (2008) und Perlin & Ceccio (2015), sind unter anderem diskrete Schwingungen von Körpern (Cetiner & Rockwell (2001), Carberry *et al.* (2005)), Einspritzen von Polymeren (Lumley (1969), Hoyt (1972)) oder Blasen- bzw. Gas-Injektionen (Merkle & Deutsch (1992), Lin *et al.* (1995), Ceccio (2010)), Grenzschichtabsaugung (Ackeret (1926), Schlichting (1948), Fransson *et al.* (2004)) oder erfolgen mit Hilfe von sogenannten „Plasma devices“ (Moreau (2007), Choi *et al.* (2011)).

Bei passiven Kontrollmethoden wird dem System keine zusätzliche Energie zugeführt. Die Kontrolle erfolgt mit Hilfe von modifizierten Oberflächen oder durch Ergänzung zusätzlicher geometrischer Elemente am bzw. um den untersuchten Körper. Choi *et al.* (2008) verfeinert die Klassifizierung dieser Kontrollmethode und unterteilt sie weiter in eine Grenzschichtkontrolle und in eine direkte Kontrolle der Nachlaufzone. Hierbei findet bei erstgenannter Variante eine Veränderung der Strömungseigenschaften in Bezug auf den Umschlag von laminar nach turbulent innerhalb der Grenzschicht statt. Dadurch verzögert sich die Strömungsablösung, was sich wiederum in einer reduzierten Widerstandskraft niederschlägt. Bei der Kontrolle der Nachlaufzone werden direkt die Charakteristiken des Nachlaufs modifiziert. Ein Vorteil gegenüber der Grenzschicht-Kontrolle ist, dass sie auf alle umströmten Körper angewendet werden kann, da es keine Rolle spielt ob die Ablösung fixiert oder von der Re-Zahl abhängig ist.

Die vorliegende Arbeit thematisiert eine passive Kontrollmethode. Daher werden nachfolgend unterschiedliche passive Kontrollmethoden näher erläutert.

2.2.2. Modifikation der Grenzschicht und des Nachlaufbereichs

Mit Hilfe der Modifikation der Oberflächenbeschaffenheit des Kreiszylinders kann die Grenzschicht beeinflusst werden. Beispiele vielfältiger Oberflächen eines Zylinders sind unter anderem Rauigkeiten, Texturen, musterstrukturierte Flächen (sogenannte "Patterns"), longitudinale Rillen, gedimpelte Strukturen und Stolperdrähte. Der Nachlaufbereich kann dagegen beispielsweise mit Hilfe einer Platte ("Splitter Plate") modifiziert werden.

Fage & Warsap (1929) untersuchen den Einfluss der Oberflächenrauigkeiten und den Einfluss des Turbulenzgrads der Anströmung auf die Widerstandskraft. Eine raue Oberfläche kann als Mechanismus betrachtet werden, der als lokaler Turbulenzgenerator agiert. Mit Hilfe von Schleifpapier werden unterschiedliche Rauigkeiten um den Zylinder herum angebracht. Die Ergebnisse zeigen, dass je rauer die Oberfläche ist, desto geringer wird der abrupte Abfall des c_d -Werts

2.2. Passive Kontrolle der Umströmung des Kreiszylinders

im kritischen Re-Zahlbereich und mit wachsender Rauigkeit beginnt der Abfall bei kleineren Re-Zahlen. Außerdem gibt es eine Rauigkeitsgrenze: Ab einer gewissen Rauigkeit der Oberfläche findet im kritischen Re-Zahlbereich kein Abfall des Widerstandsbeiwerts mehr statt, siehe Abb. 2.6.

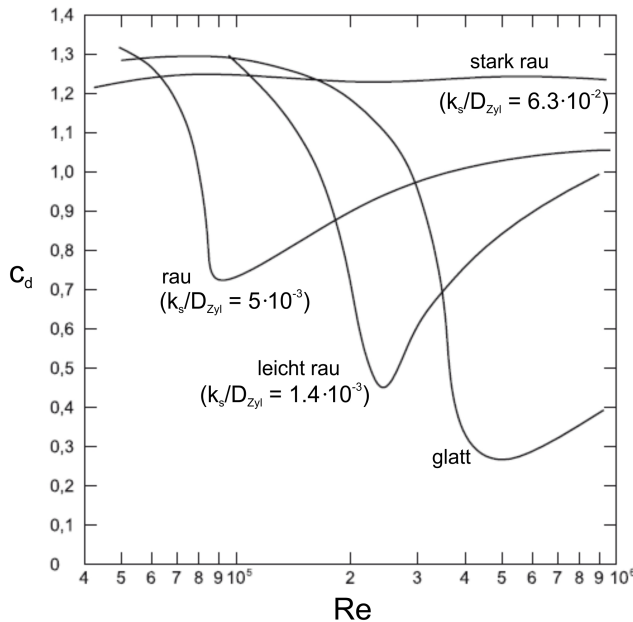


Abbildung 2.6.: Rauigkeitseinfluss k_s/D_{Zyl} auf den Widerstandsbeiwert, siehe Roberson & Crowe (1993)

Neben einer vollständigen rauen Oberfläche führen sie auch Untersuchungen mit nur teilweise aufgebrachten Rauheitselementen, sogenannte lokale Rauigkeiten, durch. Dies erfolgt für unterschiedliche Umfangswinkel (vom Staupunkt aus): Nur luvseitig bei 75° , nur leeseitig bei 160° und die Kombination aus 75° luvseitiger und 170° leeseitiger Anordnung. Aus den Messungen geht hervor, dass sich bei nur 75° luvseitiger Rauigkeit der Verlauf des c_d -Werts nur minimal von dem eines glatten Zylinders unterscheidet. Im Bereich des Abfalls der c_d -Kurve zeigt der Verlauf leicht niedrigere Widerstandsbeiwerte bzw. der Abfall findet bei leicht niedrigeren Re-Zahlen statt. Bei ausschließlich leeseitiger Rauigkeit von 160° liegt ein sehr ähnlicher Kurvenverlauf zum glatten Kreiszylinder vor. Der einzige, minimale Unterschied ist, dass sich leicht niedrigere c_d -Werte für den kritischen Re-Zahlbereich einstellen. Bei der Kombination von luv- und

2. Grundlagen und Stand der Forschung

leeseitiger Anordnung der Rauigkeit ändert sich der Kurvenverlauf und eine weitere Reduktion der c_d -Werte kann erreicht werden. Insgesamt führt die vollständige Rauigkeit entlang des gesamten Umfangs zum stärksten Effekt der Widerstandsreduktion im betrachteten kritischen Re-Zahlbereich ($6,3 \cdot 10^4 < Re < 2,2 \cdot 10^5$).

Im Bereich transkritischer Re-Zahlen ($3 \cdot 10^4 < Re < 3 \cdot 10^5$) zeigen die Ergebnisse von Achenbach (1971) hingegen, dass mit größerer Oberflächenrauigkeit der c_d -Wert ansteigt. Weitere Literaturstellen bezüglich rauer Zylinderoberflächen sind beispielsweise Gueven *et al.* (1980) und Szechenyi (1975).

Achenbach & Heinecke (1981) zeigen in ihrer Arbeit, dass das regelmäßige Wirbelablösen für den Re-Zahlbereich von $9,6 \cdot 10^4 < Re < 6,5 \cdot 10^6$ für größer werdende, gleichmäßig verteilte Oberflächenrauigkeit unbeeinflusst bleibt. Aus der Arbeit von Teverovskii (1968) geht hervor, dass einzelne verteilte Rauigkeitselemente, im Vergleich zu homogen verteilter Rauigkeit, die St-Zahl beeinflussen können. Hierbei ist entscheidend ob das einzelne Rauigkeitselement die Ablösung der Grenzschicht verursacht.

Die Anwendung von gedimpelten bzw. vertieften Oberflächen findet sich zum Beispiel bei einem Golfball wieder, siehe Abb. 2.7. Im Vergleich zu einer rauen Kugel fällt der Widerstandsbeiwert eines Golfballs deutlich bei niedrigeren Re-Zahlen ab ($Re < 6 \cdot 10^4$), siehe Bearman & Harvey (1993). Untersuchungen an Zylindern mit Dimple-Oberflächen zeigen im Vergleich zu einer rauen Oberfläche, dass die Dimples nach dem abrupten Abfall des Widerstandsbeiwerts einerseits zu einem niedrigeren c_d -Wert führen. Zudem erfolgt ein geringerer Anstieg der c_d -Kurve im überkritischen Re-Zahlbereich. Der Vergleich der Ergebnisse basiert auf der Annahme, dass sich die Höhe der Rauigkeiten und die Tiefe der Dimples in derselben Größenordnung befinden. Bei der rauen Oberfläche erfolgt der abrupte Abfall der c_d -Kurve bzw. die sogenannte "drag crisis" hingegen bei kleineren Re-Zahlen. Außerdem nähert sich der c_d -Wert bei Zylindern mit gedimpelter Oberfläche im überkritischen Bereich dem eines glatten Zylinders an und erreicht nicht die hohen Werte, wie sie für gleiche Rauigkeitshöhen im überkritischen Re-Zahlbereich üblich sind. Außerdem bleibt im Vergleich zu einem glatten Zylinder das Ablösen periodischer Wirbel bis zum überkritischen Bereich erhalten. Dimples beeinflussen die Strömung um einen Zylinder auf ähnliche Weise wie die Umströmung einer Kugel mit Dimples, siehe Bearman & Harvey (1993) und Fage & Warsap (1929).

Der Mechanismus, der zu einem reduzierten c_d -Wert bei rauen und gedimpelten Oberflächen führt, ist das Triggern der Grenzschicht von laminar zu turbulent. Dadurch wird mehr Energie zugeführt, sodass ein Abfall des c_d -Verlaufs bei niedrigeren Re-Zahlen, verglichen mit einem glatten Kreiszylinder, eintritt. Choi *et al.* (2006) zeigen, dass die Dimples bei einer Kugelumströmung eine lokale Strömungsablösung verursachen und eine Instabilität der Scherschicht auslösen.

2.2. Passive Kontrolle der Umströmung des Kreiszylinders



Abbildung 2.7.: Golfball mit Dimple-Oberfläche.

Dies führt zu einer zusätzlichen Erzeugung von Turbulenz. Durch diese stärkere Turbulenz legt die Strömung wieder mit höherem Impuls an die Kugeloberfläche an und überwindet den adversen Druckgradient, gebildet an der Oberfläche im hinteren Kugelbereich. Als Konsequenz verzögern die Dimples die Hauptströmungsablösung an der Kugel und reduzieren den Widerstand drastisch. Untersuchungen von Bearman & Harvey (1993) belegen, dass durch die Dimples die Ablösestelle entlang der Länge eines Zylinders fixiert ist. Allerdings wird die Ablösestelle von der Anordnung der Dimples beeinflusst.

Bechert & Hoppe (1985) zeigen in ihrer Untersuchung, dass longitudinale Erhöhungen, wie sie bei der Hautstruktur von Haien vorzufinden sind, zu einer Widerstandsreduktion von bis zu 7% führen. Frohnäpfel *et al.* (2007) erreichen mit Hilfe von longitudinalen Rillen sogar eine Reduktion des Widerstands von bis zu 25% ($1 \cdot 10^3 \leq Re \leq 4,5 \cdot 10^4$).

Durch das Anbringen von Stolperdrähten, sogenannten "Wires", auf der Zylinderoberfläche kann der Effekt der Widerstandsreduktion ebenfalls erzielt werden. Hierbei wird die laminare Grenzschicht noch vor dem Ablösen an der Zylinderwand turbulent und sorgt ebenfalls für eine Reduktion des c_d -Werts. Fage & Warsap (1929) erzielen einen maximalen Effekt beim Platzieren des Stolperdrahtes bei einem Umfangswinkel von $\pm 65^\circ$ (vom Staupunkt aus). Der Effekt ist positionsabhängig. Bei höheren Winkeln wird der Stolperdraht ineffektiv. Er agiert demnach ähnlich wie die rauen Oberflächen, nur dass es sich hierbei um einen lokalen Turbulenzerzeuger handelt und dass die Rauigkeit nicht auf der gesamten Oberfläche verteilt ist, siehe Fage & Warsap (1929).

Im Unterschied zur Grenzschicht-Kontrollmethode liegt die Ursache der Methode der direkten Kontrolle der Nachlaufzone nicht in der Verzögerung der Strömungsablösung durch den Übergang des Strömungszustands (von laminar zu turbulent) in der Grenzschicht. Choi *et al.* (2008) unterteilt die Beeinflussung des Nachlaufs in zwei Unterkategorien, abhängig davon, ob die Kontrolle zweidimensionale oder dreidimensionale Störungen im Nachlauf generiert.

Ein klassisches Beispiel für eine zweidimensionale Störung ist eine in der Nach-

2. Grundlagen und Stand der Forschung

laufzone angebrachte Splitter Platte, siehe Roshko (1954). Wenn die Splitter Platte ausreichend lang ist verhindert sie die Wirbelbildung. Daher ist im Spektrum kein Peak bei einer dominanten Frequenz sichtbar. Die Folge ist ein Anstieg des Basisdrucks im Nachlauf und an der Leeseite des Zylinders und die Verzögerung der Interaktion der Scherschichten. Bei der Länge der Splitter Platte von nur einem Zylinderdurchmesser wird die Wirbelbildung nicht verhindert. Die Ablösefrequenz ändert sich geringfügig. Das Verschieben dieser Platte nach Unterstrom hat den Effekt, dass die Ablösefrequenz geringer wird und der Unterdruck abnimmt. Dadurch reduziert sich auch der Widerstand, siehe Bearman (1965). Ein weiteres Beispiel für eine zweidimensionale Störung ist das Generieren eines Base-Bleed-Effekts im Lee. Beim Base-Bleed-Effekt wird aus der Profilhinterkante heraus eine geringe Zuströmung in den Nachlauf des Körpers initiiert. Somit kann auf die Wirbelbildung im Nachlauf und den Unterdruck am Körper Einfluss genommen werden, siehe Wood (1967). Bearman (1965, 1967) beispielsweise modifiziert mit Hilfe dieses Base-Bleed-Effekts und mit Hilfe einer Splitter Platte im Nachlauf die Wirbelformationslänge.

Beispiele für Kontrollen, die dreidimensionale Störungen verursachen, sind unter anderem "Helical Strakes" oder "Bumps" (Halbkugeln aufgesetzt und verteilt auf der zylindrischen Oberfläche), siehe Choi *et al.* (2008). Bei "Helical Strakes" handelt es sich um Kanten, welche spiralförmig um den Zylinder gewunden werden. Eine sehr bekannte Anordnung ist das Scrouton-Wendel. Solche Anordnungen reduzieren Kraftschwankungen bzw. unterdrücken wirbelinduzierte Schwingungen ("Vortex Induced Vibrations, VIV"), siehe Zdravkovich (1981). Ein Nachteil dieser Anordnung ist allerdings die Erhöhung des Widerstands, siehe Owen & Bearman (2001). Die Anordnung der "Bumps" führt hingegen zu einer Widerstandsreduktion von bis zu 25 %. Zudem werden Wirbelablösungen unterdrückt, siehe Owen & Bearman (2001).

Tombazis & Bearman (1997) stellen in ihrem Experiment eines stumpfen Körpers mit wellenförmiger Hinterkante fest, dass sich die Wirbel im Nachlauf verlagern und deshalb der Druck im Lee ansteigt. Park *et al.* (2006) zeigen in ihrer Untersuchung mit kleinen abstehenden Kanten auf der Hinterkante eines stumpfen Körpers, dass das Wirbelablösen direkt hinter dem Körper verschwindet und weiter stromab detektiert werden kann. Als Resultat kann ein Anstieg des Druckes um 33 % im Leebereich festgestellt werden. Die Folge davon ist ein geringerer Widerstand. Die Kanten stören die zweidimensionale Entwicklung der Karman'schen Wirbelablösung.

2.2.3. Ummantelung mit konzentrisch versetzten, impermeablen, mit Abstand zueinander angeordneten Elementen

Eine weitere passive Kontrollmethode von Kreiszylindern sind Strukturen bestehend aus impermeablen Elementen, die so angeordnet werden, dass sie im Gegensatz zu modifizierten Oberflächen auch durchströmt bzw. hinterströmt werden können. Beispiele hierfür sind ummantelnde Verkleidungen aus Latten (sogenannte "Slats"), Rundstäben ("Rods") oder die Umrundung mit einer durchlöchernten Blechstruktur (sogenannte "Shrouds"), siehe Abb. 2.8. Diese sind wie folgt aufgebaut: Die Öffnungen, die zum Teil in der Literatur irritierenderweise als Poren bezeichnet werden, entstehen entweder durch Anbringen verschiedener Latten oder Rundstäbe in gewissem Abstand zueinander bei selber Länge oder ein Lochblech umgibt den festen Zylinderkern ("Perforated Shroud"). Die angebrachten Elemente weisen dabei umlaufend einen konstanten konzentrischen Versatz zur Zylinderoberfläche auf. Dadurch kann Fluid ungestört im Zwischenraum vom festen zylindrischen Teil des Modells und der umgebenden Struktur strömen. Bei dieser Art der Strömungskontrolle handelt es sich um eine zweidimensionale permeable Anordnung.

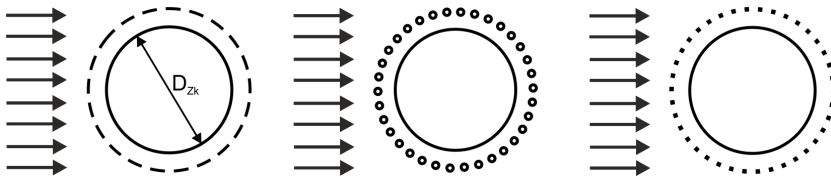


Abbildung 2.8.: Anordnung von Latten, Rundstäben und durchlöcherter Blechstruktur um den Zylinder (von links nach rechts).

Eine der ersten experimentellen Untersuchungen eines von Lochblech ummantelten Zylinders erfolgte von Price (1956). Diese Studie zeigt einerseits, dass sich der Widerstandskoeffizient im Vergleich zum glatten Zylinder im unterkritischen Re -Zahlbereich reduziert. Der c_d -Verlauf ist dabei konstant für den Re -Zahlbereich $1 \cdot 10^5 \leq Re \leq 4,5 \cdot 10^5$. Zudem wird gezeigt, dass das Lochblech Schwingungen unterdrückt.

Wong (1979) untersucht folgende Konfigurationen für Re -Zahlen bis zu $Re = 1,5 \cdot 10^5$: Einen vollständig (360°) umlatteten Zylinder und einen teilweise mit Latten ummantelten Zylinder mit verschiedenen luv- und leeseitigen Öffnungswinkeln, in deren Bereich keine Latten angebracht sind. Durch diese Anordnung lässt sich die Umströmung in zwei Regionen aufteilen: Einerseits in den Bereich innerhalb des Spalts zwischen Zylinderkern und Umlattung, in dem eine beschleunigte Strömung relativ zur Hauptströmung stattfindet. Zum anderen

2. Grundlagen und Stand der Forschung

findet eine Außenumströmung bzw. Hauptströmung um die Umlattung selbst statt. Die Untersuchungen zeigen, dass die jeweiligen luv- und leeseitigen Öffnungswinkel voneinander abhängig sind, um als Strömungskontrolle zu agieren. Der luvseitige Öffnungswinkel sorgt für die Energielieferung in die innere Strömungsregion, während der leeseitige Öffnungswinkel dafür verantwortlich ist, die Bedingungen in der Nachlaufzone zu regulieren und dafür zu sorgen, dass energiereiches Fluid leeseitig aus dem Öffnungswinkel austreten kann. Mit Hilfe einer solchen Anordnung und bestimmten Öffnungswinkeln auf der Luv- und Leeseite reduziert sich der Widerstandskoeffizient im Vergleich zu einem Zylinder ohne ummantelnde Verkleidung. Die Ursache hierfür ist ein Anstieg des Drucks (Reduktion des Unterdrucks) auf der Leeseite des Körpers. Der Widerstandskoeffizient bezieht sich in der Arbeit von Wong (1979) auf den Durchmesser des Basiszylinders D_{Zk} . Eine vorteilhafte Kombination der c_d -Reduktion ist ein luvseitiger Öffnungswinkel von $\theta_1 = 30,9^\circ$ (vom Staupunkt aus) und ein leeseitiger Öffnungswinkel von $30,9^\circ \leq \theta_2 \leq 56,7^\circ$ (von der Rückseite aus). Der Effekt der c_d -Reduktion wird bei zu großem luvseitigem Öffnungswinkel (Erweiterung bis $\theta_1 = 56,7^\circ$) jedoch abgemindert. Zusätzlich werden wirbelinduzierte Schwingungen unterdrückt und die Turbulenz in der Nachlaufströmung abgeschwächt.

Galbraith (1981) analysiert die Strömung in der unmittelbaren Nähe einer vollständig mit Latten ummantelten Zylinderkonfiguration. Mit Hilfe der Ergebnisse aus den Visualisierungen, siehe Abb. 2.9, wird die Umströmung um den ummantelten Zylinder und innerhalb des Bereichs zwischen Latten und festem Körper in verschiedene Zonen unterteilt. Auf der Luvseite der Konfiguration strömt Fluid in den Spalt. Als Spalt wird auch hier wie bei Wong (1979) der Zwischenraum zwischen Latten und festem zylindrischen Körper definiert. Direkt hinter den Latten, nahe des Staupunkts, bilden sich rezirkulierende Blasen aus. Diese sind verantwortlich für den Sprung in der Druckverteilung, siehe Zdravkovich & Volk (1972). Ein Ausströmen aus dem Spalt findet etwa bei $\phi = 90^\circ$ (vom Staupunkt aus) statt. Dieses Ausströmen verlagert die Außenströmung weg von der Umlattung und verdickt die turbulente Scherschicht. Gleichzeitig findet eine Strömungsablösung am festen Zylinderkörper, also innerhalb des Spalts, statt. Diese Ablösestelle ist ungefähr mit der Stelle des Ausströmens identisch. Im Leebereich strömt Fluid aus dem Spaltbereich in den Nachlauf der Zylinderkonfiguration. Dieser sogenannte "Base-Bleed"-Effekt, siehe Wood (1967), ist dafür verantwortlich, dass wirbelinduzierte Schwingungen unterdrückt werden. Durch das Ausströmen des Fluids im Leebereich ist die Bildung der Wirbelstraße weiter nach stromab vom Zylinder verschoben. Eine weitere Rezirkulationszone existiert häufig im Bereich der Spaltströmung zwischen $\phi = 170^\circ$ und $\phi = 180^\circ$. Eine Quantifizierung der "Base-Bleed"-Stärke kann aus dieser Literaturstelle nicht entnommen werden.

Die Druckverteilung um umlattete Zylinder zeigt für $Re \leq 1,8 \cdot 10^5$ starke Ver-

2.2. Passive Kontrolle der Umströmung des Kreiszylinders

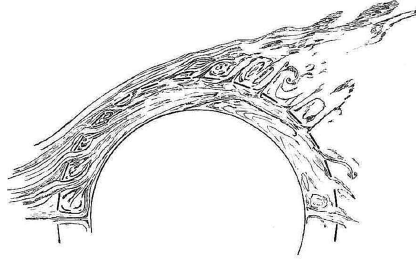


Abbildung 2.9.: Strömungsvisualisierung nach Galbraith (1981).

änderungen im Vergleich zum glatten Zylinder, Zdravkovich & Volk (1972). Der Bereich des konstanten Unterdrucks verschiebt sich bei den Konfigurationen mit Umlattung zu höheren Ablöswinkeln ($\theta = 120^\circ$). Beim glatten Zylinder ist der Ablösebereich vergleichsweise bei einer Re-Zahl von $Re = 10^5$ etwa bei $\phi = 78^\circ$, siehe Achenbach (1968).

2.2.4. Ummantelung mit porösem Material

Im Unterschied zu den ummantelnden Verkleidungen aus Kapitel 2.2.3, bei denen eine Spaltströmung im Zwischenraum von Zylinderkern und Ummantelung stattfindet, ist das Charakteristische bei der Ummantelung mit porösem Material, dass das Fluid einen Bereich mit gleichmäßigen kleinen Hindernissen durchströmen muss. Diese Hindernisse sind die vielen Feststoffanteile zwischen den Poren, die zwischen dem Zylinderkern und der äußeren Berandung des porösen Mediums vorhanden sind. Dadurch erfährt das Fluid beim Durchströmen einen Gesamtwiderstand aus der Summation der vielen Einzelwiderstände der Stege.

Nishimura & Goto (2010) untersuchen experimentell Zylinder mit ummantelndem Florgewebe (360°-Ummantelung), unter anderem Plüsch und weitere Stoffe, im Hinblick auf aeroakustische Geräuschminderung. Die Ergebnisse zeigen, dass die aeroakustischen Geräusche umso mehr abgemindert werden, je geringer der Druckverlust des eingesetzten Gewebes ist. Aerodynamische Geräusche an umströmten Körpern entstehen durch Druckschwankungen an der Körperoberfläche. Ausführliche Informationen über die Art der Tonerregung sind insbesondere Strouhal (1878) zu entnehmen. Mit Hilfe von Geschwindigkeitsmessungen kann nachgewiesen werden, dass sich der Nachlauf im Vergleich zu einem glatten Zylinder verbreitert. Der Ort der maximalen Turbulenzintensitäten in den Scherschichten wird bei den mit Gewebe modifizierten

2. Grundlagen und Stand der Forschung

Zylindern weiter stromab im Nachlauf beobachtet. Außerdem sind die maximalen Turbulenzintensitäten im Vergleich zum glatten Zylinder geringer. Im Bereich des Staupunkts sowie im Bereich stromauf des Ablösepunkts ist die Turbulenzintensität im Vergleich zum glatten Zylinder deutlich niedriger. Dies zeigt, dass das Florgewebe schnelle Wirbelbeschleunigungen und intensive Druckschwankungen abmindert.

In ihrer experimentellen Studie zeigen Sueki *et al.* (2010) ebenfalls, dass sich bei vollständig ummantelten Zylindern die aeroakustischen Geräusche reduzieren. Zum Einsatz kommen in dieser Studie Zylindermodelle mit einer 360°-Ummantelung aus porösem Schaumstoff, siehe Abb. 2.10. Verantwortlich für die Geräuschreduktion ist das Unterdrücken der ablösenden Wirbel. Der Bereich mit niedrigen Geschwindigkeiten ragt weiter in den Nachlauf und die Scherschichten werden dünn und stabil. Durch die poröse Ummantelung wird das angrenzende Strömungsfeld beeinflusst und dem Nachlauf wird Impuls entzogen. Zudem verändert sich der Ablösepunkt und verschiebt sich etwa 15° weiter nach stromab im Vergleich zu einem glatten Zylinder. Sueki *et al.* (2009) illustrieren in ihrer Untersuchung von angeströmten Zylindern und Pantografen, den positiven Effekt der aeroakustischen Geräuschminderung. Die unterschiedlichen Materialien von porösem Schaumstoff und porösem Metall liefern dabei annähernd den selben Effekt an Geräuschreduktion.

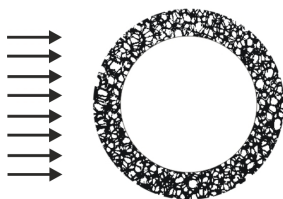


Abbildung 2.10.: 360°-Ummantelung aus porösem Schaumstoff.

Geyer & Sarradj (2016) zeigen, dass Strömungsgeräusche mit Hilfe einer weichen, porösen Bedeckung eines Zylinders unterdrückt werden können. Eine Hauptauswirkung des porösen Materials um den Zylinder ist ein verschmälertes Peak im Spektrum. Es zeigt sich, dass die Wirbelablösung nicht vollständig unterdrückt wird. Je geringer der Druckverlustkoeffizient des porösen Materials ist, desto größer ist die Lärminderung. Dies stimmt mit den Ergebnissen von Nishimura & Goto (2010) überein.

Die aufgeführten Windkanalstudien von Nishimura & Goto (2010), Sueki *et al.* (2009, 2010) und Geyer & Sarradj (2016) sollen dem Leser einen Überblick liefern, welche Arbeiten zum Thema einer 360°-Ummantelung mit porösem Schaumstoffmaterial sowie weiteren porösen Stoffen in der Literatur vorzufinden sind.

2.2. Passive Kontrolle der Umströmung des Kreiszylinders

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt zwar nicht auf der Untersuchung bzw. Abminderung aeroakustischer Geräusche, aber es wird hiermit deutlich, dass die poröse Ummantelung die Umströmung eines Kreiszylinders nachhaltig beeinflussen kann.

Neben experimentellen Untersuchungen sind auch einige numerische Simulationen vorzufinden, welche die Umströmung von Körpern mit porösen, aufgetragenen Materialien untersuchen. Allerdings werden die Simulationen eher für kleinere Re-Zahlen durchgeführt.

Bruneau & Mortazavi (2006) zeigen numerisch für Re-Zahlen zwischen $2400 \leq Re \leq 3000$, dass ein poröser Ring um einen Kreiszylinder als passive Kontrollmethode eingesetzt werden kann. Der poröse Ring verringert die Schereffekte in der Grenzschicht und verändert vorteilhaft die Wirbelablösung, indem die Instabilitäten im Nachlauf und damit auch die wirbelinduzierten Vibrationen auf den Körper abgeschwächt werden. Verglichen mit dem Nachlauf eines glatten Kreiszylinders vergleichmäßigen sich die sich ablösenden Wirbel bei porös ummantelten Kreiszylindern. Untersuchungen an idealisierten Fahrzeugkörpern, sogenannten Ahmed-Körpern, mit seitlich angebrachten porösen Elementen zeigen eine Reduktion des Widerstandskoeffizienten von bis zu 45%, siehe Bruneau *et al.* (2008)

Rashidi *et al.* (2013) zeigen für sehr kleine Re-Zahlen ($Re < 40$), dass sich die Nachlaufzone für einen mit einem porösen Ring ummantelten Zylinder vergrößert.

Bhattacharyya & Singh (2011) untersuchen numerisch die laminare Wirbelablösung von porös ummantelten Zylindern für Re-Zahlen bis zu $Re = 250$. Es stellt sich heraus, dass aufgrund der porösen Ummantelungsschicht die Stärke der abgelösten Scherschichten abgeschwächt wird, da ein Teil der Wirbelstärke der abgelösten Scherschicht entlang der Innenseite der porösen Schicht zerfällt und damit die Wirbelablösung verzögert. Die Re-Zahl bei der die Wirbelablösung beginnt, ist bei einer reduzierten Permeabilität der porösen Schicht größer. Die St-Zahl ist von der Permeabilität des porösen Materials abhängig. Die Zunahme der porösen Schichtdicke erzeugt eine Reduktion der Wirbelablösefrequenz. An der Grenzfläche zwischen Fluid und der porösen Schicht kann eine effektive Geschwindigkeit festgestellt werden und die entwickelte Grenzschicht weicht von der Theorie nach Prandtl ab, siehe Schlichting & Gersten (1997).

Bhattacharyya & Singh (2011) stellen fest, dass das Anwachsen des Geschwindigkeitsfelds innerhalb der porösen Schicht bei größerer Permeabilität stärker ausfällt. Außerdem verringert sich der Unterdruck und die Oberflächenreibung. Das Resultat ist ein geringerer Strömungswiderstand des porös ummantelten Zylinders. Temporäre Fluktuationen der Geschwindigkeitskomponenten innerhalb des porösen Bereichs sind erheblich gedämpft. Die Gegenüberstellung

2. Grundlagen und Stand der Forschung

der Verläufe $St-Re$ und c_d-Re zeigen ähnliche Tendenzen bei verschiedenen Schichtstärken. Der (kritische) Re -Wert für den Beginn der Wirbelablösung steigt nahezu linear mit der Vergrößerung der porösen Schicht. Dieser (kritische) Re -Wert ist abhängig von der Permeabilität des porösen Mediums. Mit abnehmender Permeabilität nimmt der Widerstand des Fluids im porösen Bereich zu. Die poröse Ummantelungsschicht hat einen dämpfenden Effekt bezüglich der wirbelinduzierten Schwingungen und die St -Zahl nimmt mit anwachsender Schichtstärke ab. Es wird gezeigt, dass eine dünnere Schicht mit geringerer Permeabilität einen gleichen Effekt hat wie eine dickere poröse Schicht mit höherer Permeabilität.

Naito & Fukagata (2012) führen numerische Simulationen mittels DNS (Direkte Numerische Simulation) und LES ("Large Eddy Simulation") für Zylinder mit poröser Oberfläche durch (360° -Ummantelung). In ihrer Studie wird die poröse Schichtdicke variiert und mit dem glatten Zylinder verglichen. Die dickere Schicht bewirkt einen stärkeren Effekt hinsichtlich der Reduktion der Schwankungen der Querkraftkomponente. Weiterhin wird gezeigt, dass die poröse Oberfläche die Geschwindigkeits- und Druckschwankungen reduziert. Außerdem findet kein Ablösen der Wirbel statt. Scherung und Wirbelstärke nahe der Zylinderoberfläche werden abgeschwächt. Das in die poröse Schicht eintretende Fluid verliert seine Energie aufgrund von starken Dissipationen und weniger energiebehaftetes Fluid wird Unterstrom des porösen Materials ausgestoßen. Anhand dieser beiden Effekte bildet sich eine stabile Scherschicht aus. Der betrachtete Bereich befindet sich innerhalb des unterkritischen Re -Zahlbereichs für bis zu $Re = 1 \times 10^5$.

Numerische Simulationen über und durch poröse Strukturen sind bis zum heutigen Zeitpunkt immer noch eine Herausforderung in der Strömungsmechanik, vor allem bei hohen Re -Zahlen, siehe Mößner & Radespiel (2015). Die existierenden numerischen Untersuchungen sind auflösungstechnisch limitiert und beinhalten bekannte dominierende Effekte, gerade an Grenzflächen.

2.3. Grundlagen der Durchströmung poröser Schichten und Strukturen

Ein poröses Medium wird nach Nield & Bejan (2014) als Material definiert, welches aus einem Gerüst miteinander verbundener, übereinandergreifender Hohlräume bzw. Poren besteht. Innerhalb des porösen Mediums können verschiedene Längenskalen existieren. Die kleinen Skalen sind typischerweise auf die Größenordnung des Porendurchmessers zurückzuführen bzw. auf die Abmessungen des Feststoffanteils des porösen Materials. Hingegen sind die großen Skalen von der Abmessung des porösen Mediums selbst abhängig, Breugem

2.3. Grundlagen der Durchströmung poröser Schichten und Strukturen

& Boersma (2005). Das charakteristische Merkmal des Aufbaus einer porösen, permeablen Schicht ist ihre komplexe, dreidimensionale Struktur. Sie unterscheidet sich von bisher umfangreich untersuchten rauen Oberflächen. Raue Oberflächen sind impermeabel und weisen kleine Störelemente auf. Poröses Material dagegen ist permeabel und kann durch die Vernetzung der Poren durchströmt werden. Es besteht aus einem Feststoffanteil mit darin enthaltenen verbundenen Poren. In dieser Arbeit werden Poren betrachtet, die mit Luft gefüllt sind. Es handelt sich demnach um eine Einphasenströmung. Die Porosität ϵ wird über den Anteil des Gesamtvolumens des betrachteten Blocks definiert, der mit Poren gefüllt ist. Demnach ist $1 - \epsilon$ der Anteil des belegten Feststoffanteils, siehe Nield & Bejan (2014). Strömungen innerhalb von porösen Medien können mit Hilfe des Darcy Gesetz beschrieben werden. Es ergibt sich für die Durchströmgeschwindigkeit:

$$u_{porous} = -\frac{K}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.4)$$

Für ein in eine Richtung strömendes Fluid kann ein proportionales Verhältnis zwischen Durchfluss und der Druckdifferenz angegeben werden. Hierbei ist $\frac{\partial P}{\partial x}$ der Druckgradient in Strömungsrichtung, μ die dynamische Viskosität und K die Permeabilität des porösen Mediums. Beim Durchströmen eines isotropen, porösen Materials strömt das Fluid in alle Richtungen mit demselben Druckverlust pro Länge.

Das Darcy Gesetz eignet sich ausreichend zur Vorhersage der Geschwindigkeit innerhalb des porösen Blocks. Beavers & Joseph (1967) führen erste experimentelle Untersuchungen auf dem Gebiet der Überströmung permeabler Wände durch. Sie unterteilen die Strömung durch einen porösen Block und eines sich darüber befindliches frei durchströmbares Gebiet in vier verschiedene Bereiche des Geschwindigkeitsprofils. Zum einen in einen Bereich mit einer Darcy-Geschwindigkeit innerhalb des porösen Blocks sowie in einen Bereich einer ungestörten Strömung außerhalb des porösen Materials. Die zwei weiteren Bereiche befinden sich an der Grenzfläche des porösen Mediums und der ungestörten Außenströmung. Der eine Bereich befindet sich hierbei innerhalb und der andere Bereich außerhalb des porösen Blocks.

Allerdings können mit Hilfe des Darcy Gesetzes detaillierte Transportphänomene innerhalb des porösen Blocks im Bereich der Grenzfläche zur Außenströmung nicht erfasst werden. Daher ist eine erweiterte Beschreibung zur Erfassung dieser Phänomene notwendig. Häufig wird die Strömung innerhalb des porösen Blocks im Bereich der Grenzfläche zur Außenströmung mit Hilfe der Brinkman's Gleichung modelliert, siehe Brinkman (1947). Allerdings zeigen Sahraoui & Kaviany (1992) in ihrer direkten numerischen Simulation, dass die Anwendung

2. Grundlagen und Stand der Forschung

dieser Gleichung fehleranfällig ist und stark von der Porenstruktur abhängt. Speziell die Dicke der Grenzschicht nahe der Grenzfläche zur Außenströmung kann nicht genau genug bestimmt werden. Ein weiterer Ansatz zur Simulation der Außenströmung ist, die Wechselwirkung der Außenströmung mit der porösen Wand als Randbedingung zu integrieren. Beavers & Joseph (1967) zeigen in ihrer Untersuchung, dass eine Geschwindigkeit an der Grenzfläche als Randbedingung sehr gut die Strömungsprozesse einer laminaren Strömung über einem porösen Block wiedergibt. Hahn *et al.* (2002) erweitern die Arbeit von Beavers & Joseph (1967) und stellen eine Randbedingung für die Grenzfläche zwischen turbulenter Strömung und permeabler Struktur vor. Die Ergebnisse der direkten numerischen Simulation mit zuvor erwähnter Randbedingung zeigen, dass zum einen die Oberflächenreibung an der Grenzfläche zwischen Strömung und porösen Medium reduziert wird. Außerdem zeigt die Darstellung der Differenz zwischen der freien Strömungsgeschwindigkeit und der Geschwindigkeit an der permeablen Wand, dass sich die Profile zu niedrigeren Werten verlagern. Dies hängt damit zusammen, dass die Dicke der viskosen Unterschicht geringer ist, wenn eine poröse Struktur vorhanden ist. Zum anderen reduzieren sich sowohl die Turbulenzintensitäten als auch die Druckschwankungen oberhalb der porösen Wand. Da jedoch die Schwankungen der Geschwindigkeit an der Grenzfläche einen Einfluss haben, erhöhen sich die Turbulenzintensitäten in direkter Nähe der porösen Wand. Die Reynolds-Schubspannungen und die Wirbelschwankungen reduzieren sich hingegen.

In den Untersuchungen turbulenter Grenzschichten über porösen Oberflächen zeigen Kong & Schetz (1982) im Gegensatz zu Hahn *et al.* (2002) einen Anstieg der örtlichen Oberflächenreibung um bis zu 30 %. Zu beobachten ist außerdem, dass sich die Turbulenzskalen vergrößern. Hierbei ist anzunehmen, dass sie sich auf den Bereich in unmittelbarer Nähe der porösen Wand beziehen. Die Ergebnisse stimmen somit mit denen von Hahn *et al.* (2002) überein. Die Resultate zeigen zudem, dass sich ein deutlicher Unterschied bemerkbar macht zwischen einer rauen und einer porösen Oberfläche. Im Vergleich zur rauen Oberfläche kann ein gewisses Maß an turbulenten Schwankungen in die poröse Schicht eindringen. Dadurch wird die turbulente Grenzschicht stärker beeinflusst und das logarithmische Geschwindigkeitsprofil verschiebt sich zu niedrigeren Geschwindigkeiten. Das Ergebnis des verlagerten logarithmischen Geschwindigkeitsprofils ist identisch mit dem Resultat von Hahn *et al.* (2002). In einer weiteren Arbeit zeigen Kong *et al.* (1982), dass eine poröse, raue Wand einen anderen Effekt auf die Grenzschicht ausübt als eine raue Wand.

Ein Hindernis der direkten numerischen Simulation stellt die komplexe Struktur des porösen Mediums und die Bandbreite an Längenskalen dar und gestaltet die Simulation der turbulenten Strömung durch und oberhalb eines porösen Mediums als schwierig. In der Literatur sind zwei alternative Methoden zur Simulation der Durchströmung permeabler Strukturen zu finden. Erstens ein

2.3. Grundlagen der Durchströmung poröser Schichten und Strukturen

Integrieren des porösen Wandeffekts in eine Randbedingung an der Grenzfläche von porösem Medium und ungestörter Strömung. Zweitens die Modellierung der Strömung innerhalb der permeablen Wand als Kontinuum, das mit der Strömung außerhalb der Wand gekoppelt ist.

Bruneau & Mortazavi (2008) beschreiben physikalisch die Interaktion eines Festkörpers mit poröser Schicht und angrenzender Umströmung, indem sie den Bereich in fünf verschiedene Zonen unterteilen (siehe Abb. 2.11): (1) Eine Grenzschicht innerhalb des porösen Mediums nahe der impermeablen Wand, (2) ein Bereich einer annähernd homogenen Strömung innerhalb des porösen Mediums, (3) eine Zone innerhalb des porösen Mediums mit ansteigender Geschwindigkeit an der Grenze zwischen porösem Medium und freier Strömung, um den Wert der ungestörten Anströmgeschwindigkeit zu erreichen, (4) die Strömungsgrenzschicht an der Grenze zur freien Strömung und (5) die äußere Strömung.

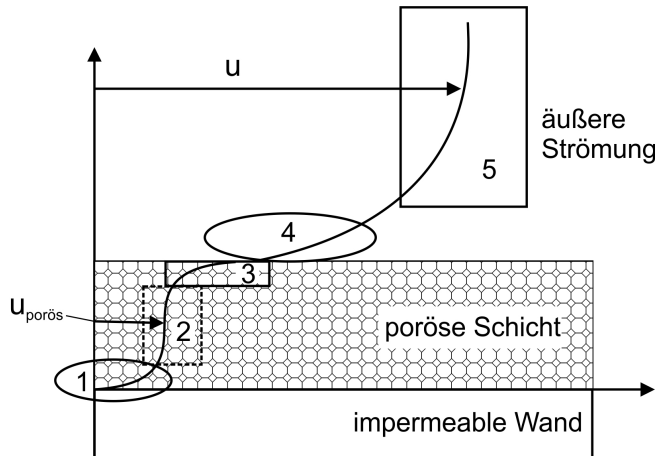


Abbildung 2.11.: Unterteilung der Strömung durch eine poröse Schicht in verschiedene Zonen nach Bruneau & Mortazavi (2008).

Fasst man Kapitel 2.2 und 2.3 zusammen, so ist festzuhalten, dass es bis jetzt noch keine Aufschlüsse darüber gibt, wie eine leeseitige, poröse Ummantelung das Strömungsfeld um einen Zylinder beeinflusst und experimentelle Untersuchungen, die zum fundamentalen Verständnis dieser Thematik beitragen, fehlen. Mit der vorliegenden Arbeit sollen offene Fragen zur Umströmung von leeseitig porös ummantelten Zylindern geklärt werden. Diese lauten wie folgt: Lösen sich Wirbel von leeseitig, porös ummantelten Zylindern ähnlich wie bei

2. Grundlagen und Stand der Forschung

glatten Zylindern ab? Ändert sich der Nachlauf des Zylinders durch die poröse Ummantelung? Welchen Einfluss haben gegebenenfalls die Veränderungen im Nachlauf? Wie verhalten sich Druck und Druckschwankungen entlang der Oberfläche von leeseitig, porös ummantelten Zylindern? Welche Auswirkung hat eine leeseitige, poröse Schicht auf den Strömungswiderstand? Welche Parameter (Ummantelungswinkel, Schichtstärke, Porosität) haben den größten Einfluss auf den Strömungswiderstand?

3. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Untersuchte Zylindermodelle

Die untersuchten Zylindermodelle wurden aus zwei verschiedenen Materialien gefertigt. Bei den Kraftmessungen kommen Zylinder aus Balsaholz sowie ein einzelner Plexiglaszylinder zum Einsatz. Für die Druckmessungen werden ausschließlich Zylinder aus Plexiglas verwendet. Bei der quantitativen Analyse des Strömungsfelds werden die Balsaholzzylinder schwarz eingefärbt um Reflektionen des Modells weitestgehend gering zu halten, siehe Adrian & Westerweel (2011).

3.1. Zylindermodelle für die Kraftmessungen

Bei den Untersuchungen der Widerstandskraft lassen sich die Modelle in eine Haupt- und eine Nebenkongfiguration einteilen. Bei der Hauptkongfiguration handelt es sich um Zylindermodelle mit integrierter poröser Schicht (konstanter Außendurchmesser). Der Zylinder der Nebenkongfiguration hingegen besitzt eine auf die Zylinderoberfläche aufgebrachte dünne, poröse Schicht. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt auf den Modellvarianten mit einer integrierten porösen Schicht und damit auf einem konstanten Außendurchmesser des Zylinders.

3.1.1. Modelle mit integrierter poröser Schicht (konstanter Außendurchmesser)

Die Zylinder für die Hauptkongfiguration wurden aus Balsaholz mit einer konstanten Längen von $L_{Zyl} = 70$ cm gefertigt. Die poröse Schicht wurde in das Modell integriert, sodass der Außendurchmesser konstant blieb. Dieser betrug für alle Modelle $D_{Zyl} = 7$ cm. Die poröse Ummantelung war symmetrisch, relativ zur horizontalen Linie durch den Staupunkt angeordnet und befand sich auf der Leeseite des Zylinders, siehe Abb. 3.1. Dagegen besaß der nicht ummantelte Teil des Modells eine glatte Oberfläche. Die untersuchten Zylindervarianten unterschieden sich in ihrem Ummantelungswinkel β , der den Winkel von Start- bis Endpunkt der porösen Schicht bemaßt, siehe Abb. 3.1. Untersucht wurden die Ummantelungswinkel $\beta = 40^\circ, 70^\circ, 100^\circ$ und 160° , siehe Abb. 3.2. Die Untersuchungen wurden zudem jeweils für drei verschiedene Schichtstärken von

3. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Untersuchte Zylindermodelle

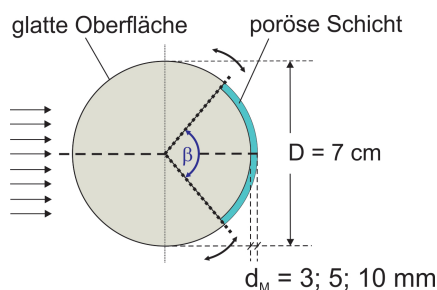


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des Zylindermodells.

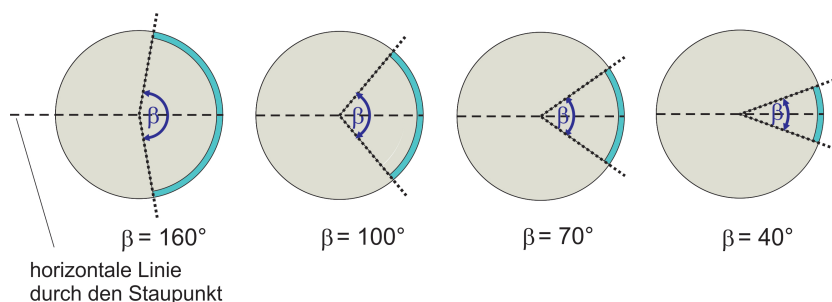


Abbildung 3.2.: Übersicht der vier verschiedenen Ummantelungswinkel β .

$d_M = 3, 5, 10$ mm sowie drei unterschiedliche Porositäten (PPI 10, 20, 30) durchgeführt. (Allerdings sei an dieser Stelle angemerkt, dass das poröse Material PPI 10 mit einer Schichtstärke von $d_M = 3$ mm nicht verfügbar war). Nähere Informationen zum porösen Material sind Kapitel 3.3 zu entnehmen. Die Widerstandskraft wurde somit für insgesamt 33 verschiedene Zylindermodelle, siehe Tabelle 3.1, und dem glatten Referenzzylinder ermittelt.

Ummantelungswinkel [°]	Schichtstärke d_M [mm]	Porosität [PPI]
40*	3, 5, 10*	10*, 20, 30
70	3, 5, 10	10, 20, 30
<u>100*</u>	3, 5*, <u>10*</u>	<u>10*</u> , <u>20</u> , <u>30</u>
160	3, 5, 10	10, 20, 30

Tabelle 3.1.: Modellvarianten der leeseitig porös ummantelten Zylinderkonfigurationen mit integrierter poröser Schicht. Modelle mit Druckmessstellen sind unterstrichen. Für die mit Stern gekennzeichneten Zylindermodelle wurden zudem PIV-Messungen durchgeführt.

3.2. Zylindermodelle mit Druckmessstellen

3.1.2. Modell mit außen aufgebrachtter poröser Schicht

Für das Modell mit außen aufgebrachtter poröser Schicht wurde ein Zylinder aus Plexiglas gefertigt. Dieser besaß ebenfalls die Länge von $L_{Zyl} = 70$ cm und einen Durchmesser von $D_{Zyl} = 7$ cm. Auf diesen Durchmesser wurde eine dünne poröse Schicht mit einer Schichtstärke von $d_M = 3$ mm und einem Ummantelungswinkel von $\beta \approx 100^\circ$ außen aufgebracht, siehe Abb. 3.3.

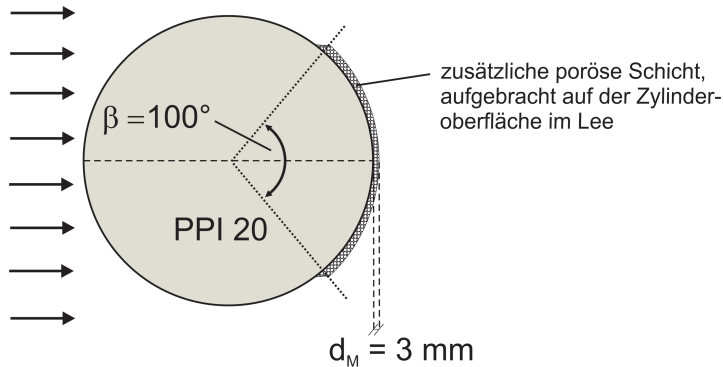


Abbildung 3.3.: Zylinderkonfiguration mit außen aufgebrachtter poröser Schicht.

3.2. Zylindermodelle mit Druckmessstellen

Für die Druckmessungen entlang des Zylinderumfangs wurden weitere Zylindermodelle aus Plexiglas gefertigt. Ein Modell bestand jeweils aus drei Segmenten: Zwei Seitenelemente und ein schmales Mittelstück, siehe Abb.3.4.

In das schmalere Mittelstück wurden insgesamt 37 Druckmessstellen angebracht. Um die gegenseitige Beeinflussung der Druckmessstellen durch die Umströmung gering zu halten, aber dennoch eine hohe räumliche Auflösung zwischen den Bohrungen entlang des Umfangs zu erzielen, wurden zwei Linien mit Druckmessstellen entlang des Zylinderumfangs in das Mittelstück eingebracht, siehe Abb. 3.4. Pro Linie besaßen die Druckmessstellen einen Abstand von 10° . Zueinander waren Linie 1 und Linie 2 um 5° versetzt, sodass bei der Darstellung der Druckmessung über dem halben Ummantelungswinkel von $0^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$ der Abstand zwischen den Druckmessstellen jeweils 5° betrug, siehe Abb. 3.5. Die Druckmessstelle bei $\phi = 0^\circ$ befand sich im Staupunkt auf

3. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Untersuchte Zylindermodelle

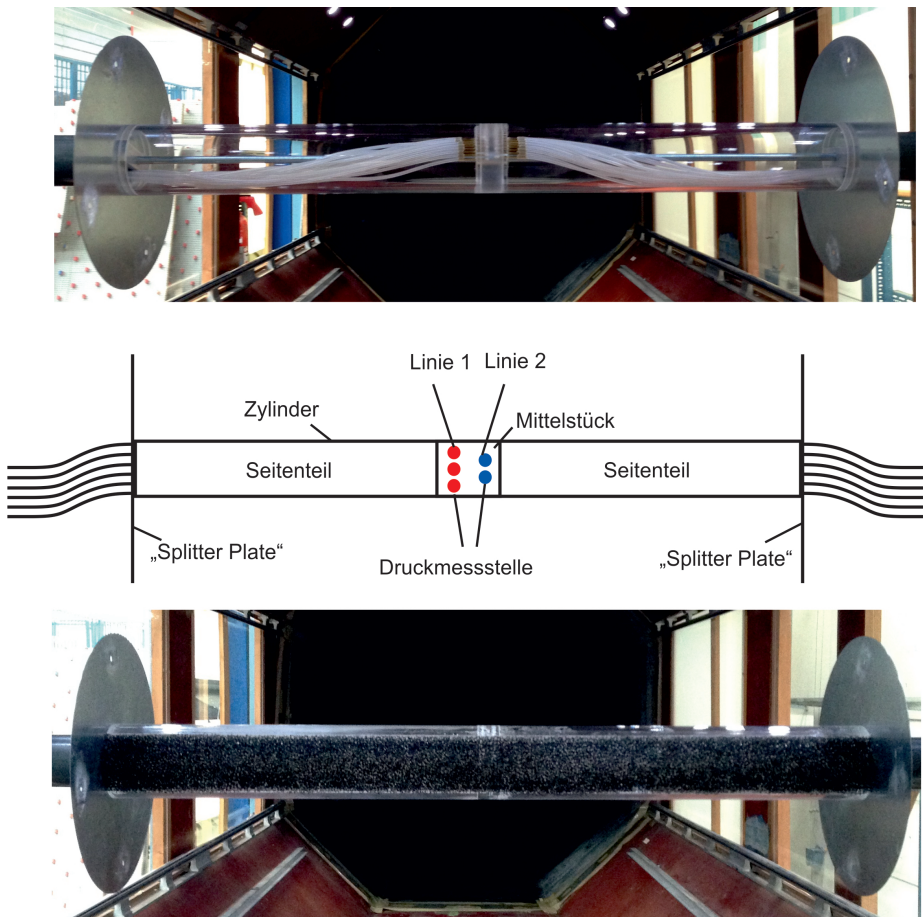


Abbildung 3.4.: Zylindermodelle für die Druckmessung mit drei Segmenten. Oben: Glatter Zylinder. Mitte: Prinzipskizze. Unten: Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung (PPI 10, $\beta = 100^\circ$, $d_M = 10$ mm).

der Luvseite, die Messstelle bei $\phi = 180^\circ$ befand sich auf der Leeseite. Abb. 3.6(a) zeigt das Mittelsegment mit den Druckmessstellen. Die Anschlussstellen an die Druckschläuche im Inneren des Zylinders sind Abb. 3.6(b) zu entnehmen. Der Druckverlauf entlang der Zylinderoberfläche wurde sowohl für den glatten Zylinder als auch für die Konfigurationen mit dem Ummantelungswinkel $\beta = 100^\circ$ und der Schichtstärke $d_M = 10$ mm bei Variation der Porosität (PPI 10, 20 und 30) ermittelt, siehe Tabelle 3.1 (unterstrichene Konfigurationen).

3.3. Poröses Material

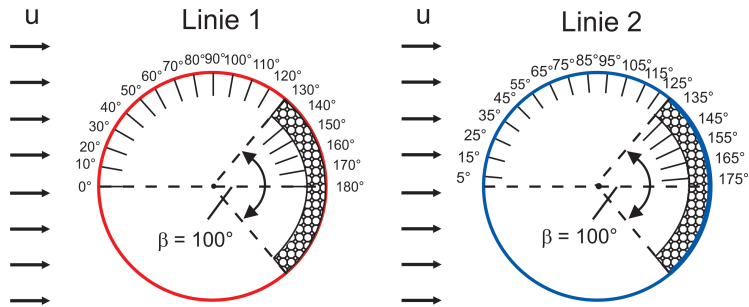
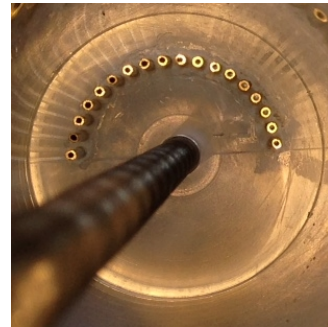


Abbildung 3.5.: Aufteilung der Druckmessstellen für Linie 1 und Linie 2.



(a) Mittelsegment mit Druckbohrungen



(b) Anschlussstelle für die Druckschläuche im Inneren des Zylinders

Abbildung 3.6.: Mittelsegment mit Druckmessstellen.

3.3. Poröses Material

Als Material für die poröse Schicht wird ein PPI Filterschaum der Firma Filteron GmbH, 42699 Solingen, Deutschland verwendet. Hierbei handelt es sich um retikulierten Polyurethan-Schaum auf Polyesterbasis. Die Netzstruktur des Schaumstoffs ist offenporig, das heißt sie besitzt keine geschlossenen Zellen. Der Porenvolumenanteil beträgt je nach Porenstärke 94 % - 97%. Bei dem Schaumstoff handelt es sich um ein isotropes Material, das aufgrund seiner offenporigen Struktur permeabel ist. Üblicherweise kommt der Schaumstoff dank seiner homogenen Zellstruktur als Medium zur Filtrierung und Vorfiltrierung in Lüftungs- und Klimaanlage zum Einsatz.

Bei der vorliegenden Arbeit werden drei unterschiedliche Porengrößen des Schaumstoffmaterials verwendet. Sie können mit dem Index PPI (pores per

3. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Untersuchte Zylindermodelle

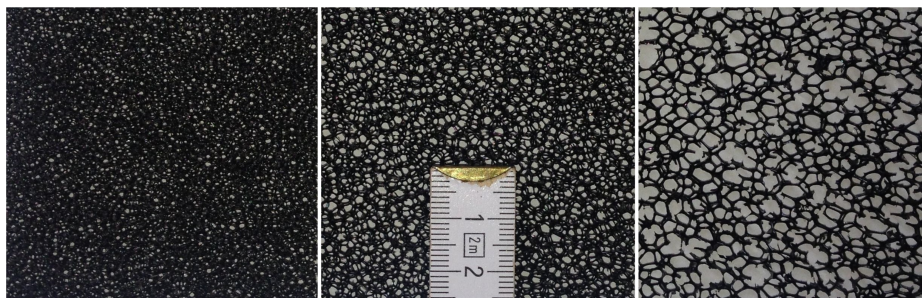


Abbildung 3.7.: Poröses Schaumstoffmaterial mit PPI 30, PPI 20, PPI 10 (von links nach rechts).

inch) 10, 20 und 30 angegeben werden, siehe Abb. 3.7. Das Schaumstoffmaterial PPI 10 stellt das grobporigste, das Schaumstoffmaterial PPI 30 das feinporigste Material dar. Zur strömungsmechanischen Beschreibung des porösen Schaumstoffmaterials wird der jeweilige Druckverlustkoeffizient λ [m^{-1}] bestimmt. Hierbei werden einzelne poröse Blöcke des jeweiligen Schaumstoffmaterials in einem kleinen Windkanal eingebaut, so dass das poröse Material den gesamten Messquerschnitt ausfüllt. Anschließend wird der Druckverlust zwischen Luv- und Leeseite des Blocks gemessen. Normiert mit dem dynamischen Staudruck und der Dicke des porösen Blocks d_B kann der Druckverlustkoeffizient wie folgt ermittelt werden:

$$\lambda = \frac{p_{luv} - p_{lee}}{p_{dyn} \cdot d_B} \quad (3.1)$$

Die jeweiligen Druckverlustkoeffizienten der Schaumstoffe sind Tabelle 3.2 zu entnehmen.

Schaumstoff PPI	λ [m^{-1}]
10	250
20	500
30	1000

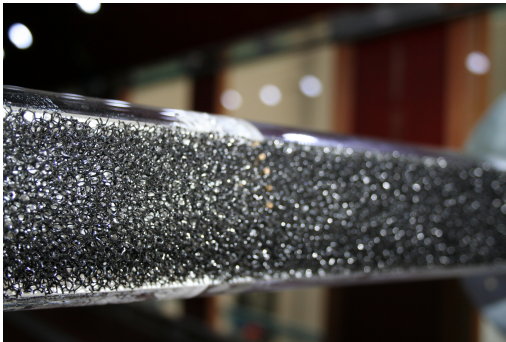
Tabelle 3.2.: Druckverlustkoeffizient λ der drei Porengrößen.

3.4. Rauigkeit des porösen Materials

Zur Abschätzung der Rauigkeit des porösen Materials auf der Leeseite des Kreiszylinders werden vergleichsweise Versuche mit zwei Materialien äquivalenter

3.5. Splitter Plates

Sandrauigkeit durchgeführt. Die Implementierung dieser rauen Oberflächen auf der Leeseite des Zylinders erfolgt zum einen mit Hilfe von Sandpapier, das mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$ auf dem Referenzzylinder befestigt wird. Das Sandpapier besitzt eine Höhe der Rauigkeit von $h_r = 1,1$ mm ($h_r/D_{Zyl} = 1571 \cdot 10^{-5}$). Dies ist das raueste Sandpapier, welches im Fachmarkt erhältlich ist. Um noch rauere Oberflächen zu generieren, wird zudem ein zweites, selbst hergestelltes Sandpapier verwendet. Hierfür wird Granulat mit dichtester Packung gleichmäßig auf dem Zylinder fixiert und dadurch wird eine Höhe der Rauigkeit von $1,3 \text{ mm} < h_r \leq 1,5 \text{ mm}$ ($h_r/D_{Zyl} = 2142 \cdot 10^{-5}$) erreicht. Abb. 3.8(a) zeigt den Zylinder mit poröser leeseitiger Schicht. Abb. 3.8(b) illustriert die Leeseite mit aufgebrachtem, rauem Sandpapier.



(a) Poröse Schicht des Schaumstoffs PPI 10



(b) Raue Schicht (Sandpapier) mit $h_r/D_{Zyl} = 2142 \cdot 10^{-5}$

Abbildung 3.8.: Unterschiedliche Beschichtungen der Leeseite des Kreiszyllinders.

3.5. Splitter Plates

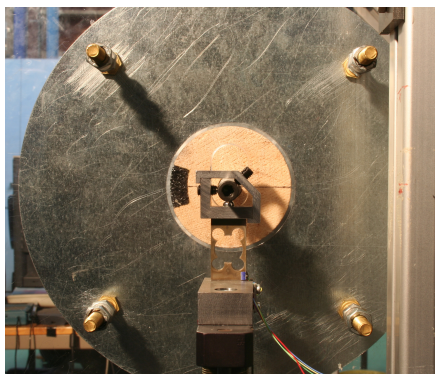
Bei allen Experimenten werden an den seitlichen Enden der Zylindermodelle Endplatten, sogenannte Splitter Plates, befestigt. Diese verhindern zum einen eine dreidimensionale Umströmung um die beiden Enden des Zylinders. Zum anderen eliminieren sie mögliche Einflüsse der sich bildenden Grenzschicht entlang der Windkanalwände. Außerdem sorgen Splitter Plates für eine unveränderte Nachlaufzone, siehe Zdravkovich (2003).

Die verwendeten Splitter Plates sind aus Stahlblech gefertigt und besitzen einen Durchmesser von $D_{plates} = 3,5 \cdot D_{Zyl}$. Die Dicke beträgt $d_{plates} = 0,6$ mm. Sie

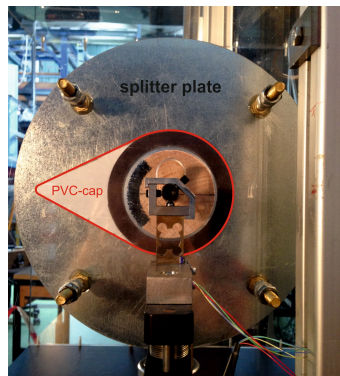
3. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Untersuchte Zylindermodelle

werden direkt an den Wänden des Windkanals befestigt und sind somit vollständig vom Messsystem bzw. von der Kraftwaage entkoppelt. Mittig der Splitter Plate befindet sich eine kreisrunde Aussparung, die einen minimal größeren Durchmesser hat als der Zylinderdurchmesser, siehe Abb. 3.9(a). Dadurch kann das Zylindermodell berührungslos in den Windkanal eingebaut werden.

Die Optimierung der Splitter Plates für eine nahezu zweidimensionale Umströmung ist sehr komplex und zahlreiche Literaturstellen belegen, dass zu diesem Thema schon eine Vielzahl an experimentellen Untersuchungen durchgeführt wurde, siehe unter anderem Gerrard (1965), Stansby (1974) und Szepešsy (1993). Hierbei muss erwähnt werden, dass die jeweiligen Wissenschaftler unterschiedliche Fragestellungen wie die Druckverteilung um den Zylinder, die Wirbelstraße im Nachlauf oder wirbelerregte Schwingungen untersucht haben und die geometrischen Abmessungen der Splitter Plates anwendungsbezogen variierten.



(a) Ohne PVC-Abdeckung



(b) PVC-Abdeckung

Abbildung 3.9.: Ansicht der Splitter Plate von außerhalb des Windkanals.

Für die vorliegende Untersuchung sollten geeignete Endplatten für die Widerstandsmessung an partiell porös ummantelten Zylindern gefertigt werden, die eine gute Annäherung der ermittelten Werte für den glatten Referenzzylinder mit den in der Literatur existenten Werten liefern. Zdravkovich (2003) gibt an, dass verwendete Endplatten in einem weiten Bereich zwischen $2 < D_{plates}/D_{Zyl} < 150$ liegen, wobei sehr große Abmessungen des Durchmessers der Endplatten bei laminaren Strömungen zum Einsatz kommen. Die Formen der Endplatten sind entweder rund, rechteckig oder eine Kombination aus beidem.

Es werden bewusst Literaturstellen mit Untersuchungen von Druckmessungen näher betrachtet und für die Optimierung der Splitter Plates ausgewählt, da die Widerstandskraft vom Verlauf des Druckes entlang der Oberfläche abhängt. Stansby (1974) erwähnt, dass viele gemessene Druckverteilungen um den Zylinder häufig ohne Endplatten ermittelt wurden. Dies ist auch eine Erklärung für die Inkonsistenz der Ergebnisse. Die Breite der Endplatten und der Abstand von der Zylinderachse zur Hinterkante der Endplatte wird von Stansby (1974) als unwichtig angenommen, vorausgesetzt die Abmessungen waren ausreichend groß. Die Studie konzentriert sich auf die Wahl des Abstands von der Vorderkante der Splitter Plate x_{vorne} bis zur Zylinderachse. Es zeigt sich, dass für $x_{vorne}/D_{Zyl} = 1,5$ die Werte des Druckes entlang der Zylinderlänge nicht konstant waren. Im Gegensatz dazu zeigten die Untersuchungen mit $x_{vorne}/D_{Zyl} = 2,5$ und $3,5$, dass die Drücke über die Länge in beiden Fällen nahezu konstant waren. Daraus resultiert, dass diese beiden Werte ($x_{vorne}/D_{Zyl} = 2,5$ und $x_{vorne}/D_{Zyl} = 3,5$) die beste Annäherung an eine zweidimensionale Strömung liefern. Szepessy (1993) hingegen stellt in seiner Untersuchung fest, dass der Abstand von der Vorderkante der Splitter Plate bis zur Zylinderachse von $x_{vorne} = 1,5 \cdot D_{Zyl}$ genügt. Eine gleichmäßige Druckverteilung (entlang der Zylinderlänge) konnte ab einem Abstand zur Hinterkante der Endplatte von $x_{hinten} = 3,5 \cdot D_{Zyl}$ erreicht werden.

Für die Dimensionierung der Endplatten waren folgende Punkte von Bedeutung: Eine unkomplizierte Fertigung, eine sehr geringe Dicke der Platten, sowie die bestmögliche Einhaltung der Kriterien aus den Untersuchungen von Stansby (1974), Szepessy (1993) und Zdravkovich (2003). Die Wahl fiel auf kreisrunde Splitter Plates mit einem Durchmesser von $D_{plates} = 3,5 \cdot D_{Zyl}$. Somit beträgt der Abstand von der Vorderkante bis zur Zylinderachse $x_{vorne}/D_{Zyl} = 1,75$ und liegt damit über dem geforderten Verhältnis von $x_{vorne}/D_{Zyl} = 1,5$ nach Szepessy (1993). Lediglich der Abstand von Zylinderachse bis zur Hinterkante ist nach Szepessy (1993) etwas zu gering. Nach Stansby (1974) ist dies aber nicht so wesentlich und der Abstand kann als ausreichend angenommen werden. Die Splitter Plates werden zusätzlich optimiert. Um eine Spaltdurchströmung zwischen Zylindermodell und Splitter Plate zu verhindern, die die Widerstandskraft beeinflusst, werden seitlich auf die Splitter Plates Abdeckungen aufgebracht, siehe Abb. 3.9(b). Durch die magnetische Unterfläche haften sie an den aus Stahlblech gefertigten Splitter Plates und können zudem, an beliebiger Stelle angebracht werden. Mit Hilfe der verwendeten, durchsichtigen PVC-Kappen ist die optische Zugänglichkeit zum Einbau und Justieren der Zylinderkonfiguration innerhalb des Windkanals gewährleistet.

4. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Vorgehensweise

4.1. Windkanal mit turbulenzarmer Anströmung

Die Messungen der Widerstandskraft sowie die Strömungsfeldanalyse werden im Göttinger Windkanal des Laboratoriums für Gebäude- und Umweltaerodynamik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) durchgeführt. Vorab werden die horizontalen und vertikalen Geschwindigkeitsprofile des Windkanals mit Hilfe eines LDA-Systems ermittelt, um Aussagen über die Gleichförmigkeit der Anströmung und den Turbulenzgrad der Anströmung treffen zu können. Nähere Details zur Lasermesstechnik des LDA-Messsystems sind Ruck (1987) und Ruck (1990) zu entnehmen. Die Profile werden jeweils mittig in Bezug auf die Kanalhöhe bzw. Kanalbreite ermittelt. In Abb. 4.1 sind die mittleren horizontalen Geschwindigkeitsprofile über die Breite des Kanalquerschnitts ($b_W = 75 \text{ cm}$) dargestellt. Die Geschwindigkeitsmessungen erfolgen im Abstand von $x_{stromauf} = 3 \cdot D_{Zyl}$ stromauf der Stelle, an der die Zylindermodelle eingebaut werden. Die Messungen erfolgen ohne eingebautes Zylindermodell. Dargestellt sind vier verschiedene Geschwindigkeitsstufen von $u_\infty = 8,5 - 11,4 \text{ m/s}$. Die Messungen in Abb. 4.1 zeigen, dass die Anströmung sehr gleichmäßig ist und über die Kanalbreite annähernd die gleiche Strömungsgeschwindigkeit aufweist. Der Turbulenzgrad kann mit $Tu \leq 1 \%$ angegeben werden. Der Windkanal weist folglich turbulenzarme Anströmbedingungen auf.

4. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Vorgehensweise

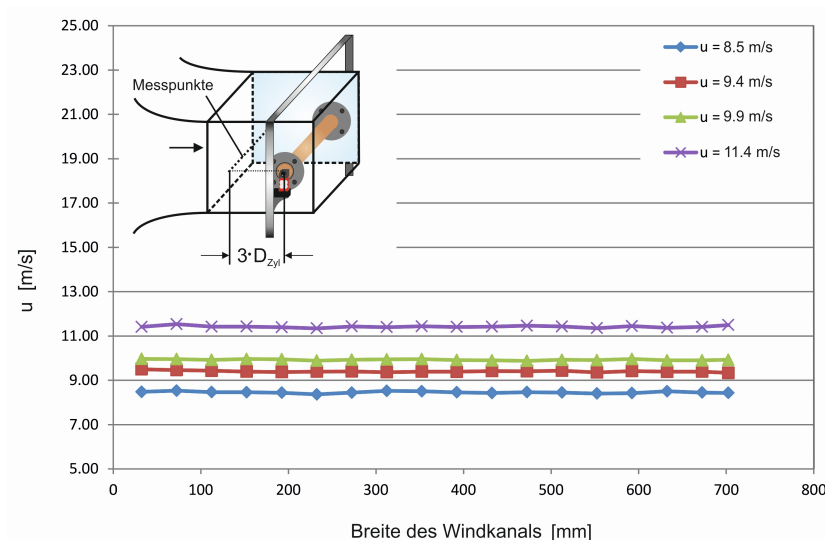


Abbildung 4.1.: Horizontale mittlere Geschwindigkeitsprofile im Göttinger Windkanal (die Messungen erfolgten ohne eingebautes Zylindermodell).

4.2. Kraftmessung

4.2.1. Aufbau der Kraftwaage

Für die unterschiedlichen Zylindermodelle wird die Strömungswiderstandskraft mit Hilfe einer Einkomponentenkraftwaage, siehe Abb. 4.2, gemessen. Die Kraftwaage besteht aus zwei identischen Kraftsensoren der Firma ALTHEN GmbH mit einer jeweiligen Nennkraft von $E = 50 \text{ N}$. Bei dem Sensorbautyp „ALS 251“ handelt es sich um eine Ein-Punkt-OEM-Wägezelle. Die beiden Sensoren sind seitlich außerhalb des Windkanals auf einem massiven Stahlrahmen befestigt und dienen als direktes Auflager der Zylindermodelle. Auf einer L-profilförmigen Halterung werden die Führungsbolzen leicht eingespannt und mit den Sensoren in Verbindung gebracht. Aufgrund einer eingelassenen Kugel sowie einer seitlichen Kugelkopfschraube, können die Führungsbolzen, nach einmaligem Nivellieren der gesamten Messanordnung, nach jedem Aus- bzw. Einbau an dieselbe Position in das Messsystem eingebracht werden. Durch diese Anordnung wird sichergestellt, dass die Krafteinleitung auf den Sensor zentrisch erfolgt. Mit Hilfe der Führungsbolzen wird das Modell berührungslos in den Windkanal eingebaut.

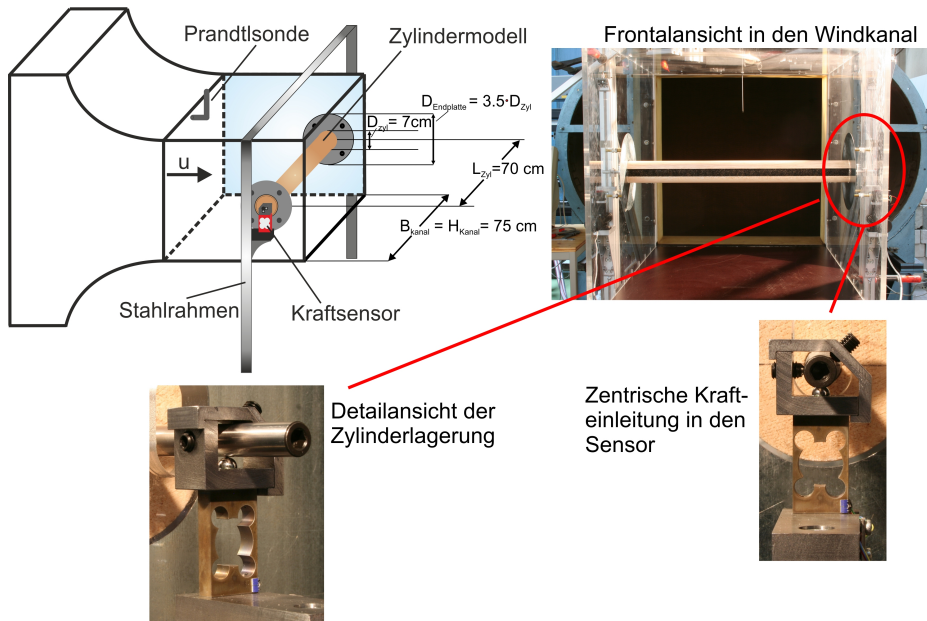


Abbildung 4.2.: Prinzipskizze des Versuchstands und im Windkanal eingebaut-
tes Zylindermodell (oben). Detailansicht der Zylinderlagerung
sowie die zentrische Krafteinleitung in den Sensor (unten).

4.2.2. Messprinzip eines Dehnmessstreifens

Das Messprinzip des Kraftsensors basiert auf der Dehnmessstreifentechnik. Die Wägezelle besteht aus einem mäanderförmigen Messdraht der auf den Sensor aufgedampft wird. Die durch die Anströmgeschwindigkeit u_∞ verursachte horizontale Widerstandskraft des Zylinders wird in den Sensor eingeleitet. Durch die Belastung erfährt der Messdraht eine Dehnung oder Stauchung κ . Die Dehnung oder Stauchung kann auch als relative Längenänderung $\frac{\Delta L}{L}$ angegeben werden. Schon bei kleinsten Verformungen des Drahtes ändert sich sein relativer elektrischer Widerstand $\frac{\Delta R}{R}$. Durch das proportionale Verhältnis zwischen der Stauchung des Messdrahts und der relativen Widerstandsänderung erhält man eine lastabhängige Brückenausgangsspannung U_{Aus} . Es folgt der Zusammenhang $\frac{\Delta R}{R} = c \cdot \kappa$, wobei der Faktor c die Empfindlichkeit der Wägezelle beschreibt, siehe Gevatter & Gruenhaupt (2006). Die Definition der Spannung U liefert: $U = R \cdot I$. Daraus ergibt sich bei konstanter Stromstärke I die lineare Abhängigkeit $\frac{U_{Aus}}{U_B} = \frac{\Delta R}{R} = c \cdot \kappa$. Hierbei ist U_B die Brückenspeisespannung. Durch diesen formalen Zusammenhang wird deutlich, dass mit größer wer-

4. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Vorgehensweise

dender Belastung und damit entsprechend größerer Stauchung die relative Widerstandsänderung größer wird und demzufolge auch die Brückenausgangsspannung. Zur Erfassung kleiner Widerstandsänderungen sind die Wägezellen nach dem Prinzip der Wheatstone'schen Messbrücke zusammengeschaltet. Weitere Informationen hierzu sind Gevatter & Gruenhaupt (2006) zu entnehmen.

4.2.3. Fehlerabschätzung der Kraftsensoren

Um einschätzen zu können, mit welchen Fehlern bei den Kraftsensoren des Bau-typs ALS 251, die bei den Kraftmessungen verwendet wurden, gerechnet werden muss, erfolgt eine Abschätzung nach DIN (16086). Die Gesamtabweichung σ_f wird durch die Wurzel der Summe der Quadrate der Einzelabweichungen σ_{f_i} errechnet. Sie kann mit folgender Gleichung angegeben werden:

$$\sigma_f = \sqrt{\sigma_{f_1}^2 + \sigma_{f_2}^2 + \sigma_{f_3}^2 + \dots + \sigma_{f_n}^2} \quad (4.1)$$

Hierbei werden die Werte aus dem Datenblatt des Kraftsensors der Firma ALTHEN zu Grunde gelegt, die die Einzelabweichungen im Hinblick auf die Linearitätsabweichung, die Hysterese, das Kriechen, die Reproduzierbarkeit und den Temperatureinfluss der Spanne quantifizieren. Die Werte können Tabelle 4.1 entnommen werden. Als Resultat kann ein Gesamtfehler von $\sigma_f < 0,07\%$ beziffert werden.

Art des Fehlers	Einzelabweichungen
Linearitätsabweichung	< 0,04% v.E.
Hysterese	< 0,02% v.E.
Kriechen, 30 min	< 0,05% v.E.
Reproduzierbarkeit	< 0,02% v.E.
Temperatureinfluss der Spanne	< 0,025% v.E.

Tabelle 4.1.: Herstellerangaben der Firma ALTHEN zur Fehlerabschätzung der Kraftsensoren ALS 251. (Dabei beziehen sich die Prozent-Angaben auf die Nennkraft E = 50 N.)

4.2.4. Statische und dynamische Kalibrierung der Kraftwaage

Die beiden Kraftsensoren dienen als direktes Auflager an den beiden Enden der Zylindermodelle. Damit kann eine gleichverteilte Krafteinleitung je Lastfall zu 50 % pro Sensor angenommen werden. Für die statische Kalibrierung werden die beiden Sensoren einzeln kalibriert. Um bei der Kalibrierung den

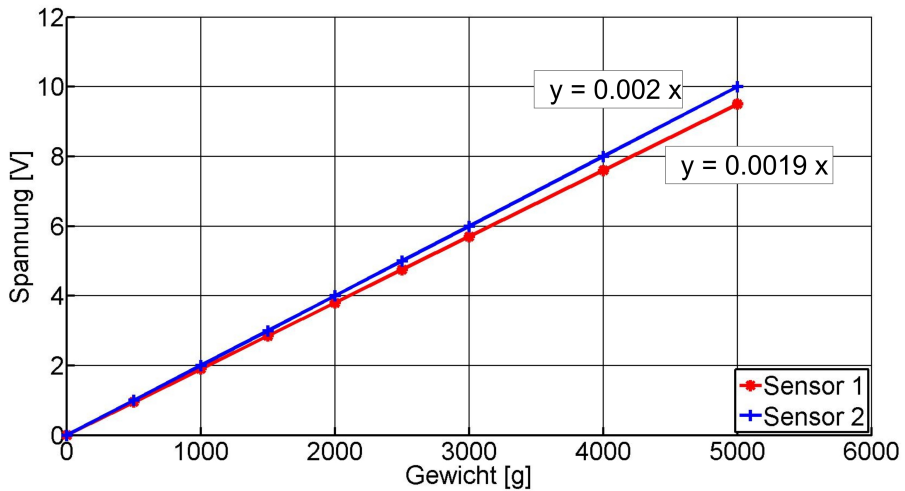


Abbildung 4.3.: Kalibrierungsfunktion der Kraftsensoren.

Lastfall und besonders die Richtung der einleitenden Kraft auf den jeweiligen Sensor zu simulieren, werden die Kalibriergewichte über einen dafür entwickelten Aufbau direkt mit dem Sensor verbunden. Dies erfolgt mit Hilfe einer Nylonschnur mit vernachlässigbaren Dehnungseffekten, einem Luftlager und einer Schale mit entsprechenden geeichten Kalibriergewichten. Das Luftlager sorgt für eine quasi reibungsfreie Umlenkung der von Kalibriergewichten induzierten vertikalen Kraft in eine horizontale Krafteinleitung. In Abb. 4.3 ist die Kalibrierungsfunktion für beide Sensoren dargestellt. Es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Spannung und der Gewichtskraft.

Die dynamischen Eigenschaften der Kraftwaage werden durch Messung der Systemantwort über einen Frequenzbereich von $5 \text{ Hz} \leq f \leq 100 \text{ Hz}$ ermittelt. Der Aufbau der Kalibrierungsapparatur besteht aus einem Verstärker, einem Frequenzgenerator und einem elektrodynamischen Shaker (Vibrationserzeuger), der die vorgegebenen Frequenzen vom Frequenzgenerator wiedergibt. Über den Frequenzgenerator wird dem Shaker als Eingangssignal ein sinusförmiges Signal mit konstanter Amplitude und unterschiedlichen Frequenzen zugeführt. Der Shaker ist starr mit dem Zylindermodell verbunden und leitet die vorgegebenen Frequenzen in den Zylinder ein. Die Spannungswerte des Kraftsensors entsprechen dem Ausgangssignal des Systems. In Abb. 4.4 ist die Frequenzantwort des Systems dargestellt. Bei einer Frequenz von $f = 28 \text{ Hz}$ ist eine deutliche Spitze detektierbar.

Zur Verifizierung der hier verwendeten Methode der dynamischen Kalibrie-

4. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Vorgehensweise

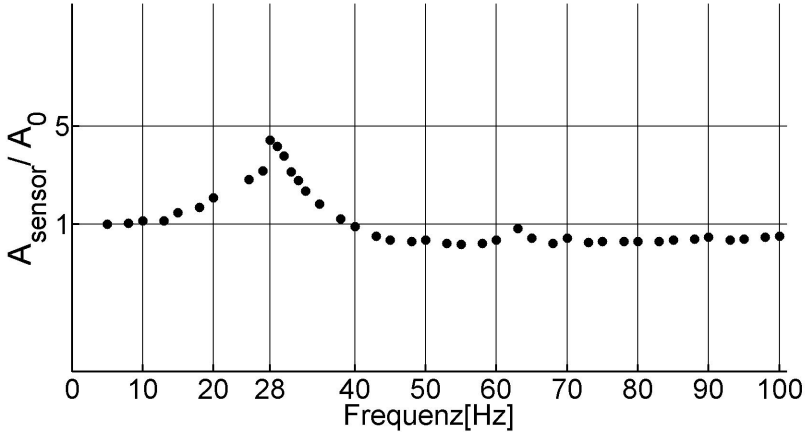


Abbildung 4.4.: Dynamische Eigenschaften der Kraftwaage.

ung wird eine weitere angewandt. Hierbei wird das Zylindermodell mit einem Impuls beaufschlagt und aus dieser Zeitreihe mit Hilfe einer FFT-Analyse die dominante Frequenz bestimmt. Die Impulsbeaufschlagung erfolgt durch einmalige Auslenkung des Zylindermodells. Diese Methode zeigt ebenfalls einen Peak bei ca. $f = 28$ Hz. Die Eigenfrequenz des Systems liegt somit bei $f = 28$ Hz.

4.2.5. Durchführung der Kraftmessung

Die Kraftmessungen erfolgen für mittlere Anströmgeschwindigkeiten von $8 \text{ m/s} \leq u_\infty \leq 28 \text{ m/s}$, was einem Re-Zahlbereich von $3,5 \cdot 10^4 \leq Re \leq 1,4 \cdot 10^5$ entspricht. Für jede eingestellte Geschwindigkeit wird die Widerstandskraft bei einer Abtastfrequenz von $f_A = 500$ Hz und mit einer Messdauer von 40 Sekunden gemessen. Daraus resultieren 20 000 Spannungsmesswerte, aus denen anschließend der gemittelte Widerstandsbeiwert c_d bestimmt wird.

4.2.6. Widerstandskraft

Die zeitlich gemittelte Strömungswiderstandskraft $\overline{F_D}$ ist die Summe aus Druckwiderstand $\overline{F_p}$ und Reibungswiderstand $\overline{F_f}$:

$$\overline{F_D} = \overline{F_p} + \overline{F_f} \quad (4.2)$$

4.2. Kraftmessung

Die Widerstandskraft bezogen auf den Kreiszylinder berechnet sich aus der Summation der Druck- und Reibungskräfte an der Oberfläche des Körpers und kann wie folgt angegeben werden:

$$\overline{F_D} = \int_0^{2\pi} (\overline{p} \cos(\phi) + \overline{\tau}_0 \sin(\phi)) \cdot dA \quad (4.3)$$

Die Division der Gleichung 4.3 mit dem dynamischen Staudruck $p_{dyn} = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u_\infty^2$ und der projizierten Fläche $A = L_{Zyl} \cdot D_{Zyl}$, definiert den Widerstandskoeffizient c_d :

$$\frac{\overline{F_D}}{\frac{1}{2} \rho \cdot u_\infty^2 \cdot A} = c_d \quad (4.4)$$

Der Einbau eines zu untersuchenden Modells im Windkanal führt zu einem bestimmten Versperrungsgrad. Dieser kann sich stärker oder weniger stark auf die zu untersuchenden Größen auswirken. West & Apelt (1982) zeigen, dass ein Versperrungsgrad von weniger als 6% nur einen geringen Einfluss auf die Druckverteilung und den Widerstandskoeffizienten hat. Für einen Versperrungsgrad größer als 6% hingegen können die Ergebnisse erheblich beeinflusst werden.

Mit dem vorhandenen Zylinderdurchmesser und den Abmessungen des Windkanalquerschnitts ergibt sich bei den vorliegenden Untersuchungen ein Versperrungsgrad (D_{Zyl}/h_{Wand}) von 9,3 %. Zur Berücksichtigung dieses Einflusses werden die zeitlich gemittelten c_d -Werte nach dem Ansatz von Allen & Vincenti (1944) und der Erweiterung von Dalton (1971) im Hinblick auf den sogenannten "Wall-Blockage-Effekt" korrigiert, siehe ESDU (80024). Die Korrektur wird gemäß folgender Gleichung vorgenommen:

$$c_d = c_d^* \cdot (1 - 0,25 \cdot (D_{Zyl}/h_{Wand})^2 - (c_d^*/2) \cdot D_{Zyl}/h_{Wand}) \quad (4.5)$$

4.2.7. Gesamtfehler bei der Bestimmung des Widerstandskoeffizienten

Das Ergebnis der Messungen im Windkanal sind Kurven des dimensionslosen Widerstandsbeiwerts. Erhalten werden diese Kurven durch Kraft- und Geschwindigkeitsmessungen sowie der Angabe der Projektionsfläche der Zylinder in Strömungsrichtung. Damit existieren im Prinzip drei Fehlerquellen, die bei der Abschätzung des Gesamtfehlers zu berücksichtigen sind. Die Bestimmung des Gesamt- oder Standardfehlers kann nur durchgeführt werden, wenn ein Zusammenhang zwischen diesen Größen vorliegt. Im vorliegenden Fall verknüpft die Gleichung für den Widerstandskoeffizienten (Gleichung 4.4) alle drei Einflussgrößen. Hieraus ergibt sich nach dem Gauß'schen Fehlerfort-

4. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Vorgehensweise

pflanzungsgesetz folgende Gleichung für den Gesamtfehler in Prozent:

$$\frac{\Delta c_d}{c_d} = \left[\left(2 \cdot \frac{\Delta u}{u_\infty} \right)^2 + \left(\frac{\Delta F}{F} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A}{A} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \cdot 100\% \quad (4.6)$$

mit dem zuvor berechneten Fehler für den Kraftsensor von 0,07 %, der Einzelgenauigkeit für die Geschwindigkeitsbestimmung von 0,3 % und der Einzelgenauigkeit für die Flächenbestimmung von 0,1 % ergibt sich ein Gesamtfehler für die Bestimmung des Widerstandsbeiwerts von 0,61 %.

4.2.8. Dimensionsanalyse

Die Dimensionsanalyse ist in der Naturwissenschaft und im Ingenieurwesen eine grundlegende Methodik, um die Zusammenhänge physikalischer Größen eines Phänomens zu identifizieren. Die Grundregel stützt sich auf die dimensionale Homogenität. Das bedeutet, dass die Terme auf der linken und rechten Seite einer Gleichung im Hinblick auf die Dimension identisch sein müssen. Die Vorgehensweise einer dimensionsanalytischen Betrachtung basiert zunächst darauf, die abhängigen Variablen einer beispielsweise strömungsmechanischen Fragestellung in funktionalen Zusammenhang mit den unabhängigen, das System beeinflussenden Variablen zu setzen. Die jeweiligen Variablen werden in ihren Grunddimensionen Masse, Länge und Zeit ausgedrückt. Ziel ist es anschließend iterativ mit den Grunddimensionen einer ausgewählten, unabhängigen Variable eine bestimmte Grunddimension zu eliminieren. Dieser Vorgang wird so oft wiederholt bis schlussendlich die Gleichung vollständig dimensionslos ist. Durch die geschickte Kombination der dimensionsbehafteten Variablen erhält man dadurch dimensionslose Parameter. Mit Hilfe des Buckingham-Theorems, nach Buckingham (1914), kann im Vorfeld der Dimensionsanalyse abgeschätzt werden, wie viele dimensionslose Parameter sich bei einer strömungsmechanischen Fragestellung ergeben. Das Buckingham-Theorem ist wie folgt definiert: $\Pi = N - M$. Hierbei ist N die Anzahl der unabhängigen Variablen, die bei der Problemstellung existieren und M die Anzahl der vorkommenden Grunddimensionen.

Bei der Anwendung der dimensionsanalytischen Betrachtung auf die Fragestellung dieser Arbeit werden die Variablen ermittelt, die die Widerstandskraft der porös ummantelten Kreiszyylinder beeinflussen. Die Widerstandskraft F_d der porös ummantelten Zylinder hängt von folgenden Variablen ab:

- Anströmgeschwindigkeit, u_∞
- Dynamische Viskosität der Luft, μ

- Dichte der Luft, ρ
- Zylinderdurchmesser, D_{Zyl}
- Ummantelungswinkel, β
- Poröse Schichtstärke, d_M
- Druckverlustkoeffizient des porösen Materials pro durchströmter Schichtdicke eines porösen Blockelementes, $\frac{\Delta p}{d_B}$

Wird nun das Buckingham-Theorem angewendet, so lässt sich das Problem auf $\Pi = 7 - 3 = 4$ Parameter reduzieren. Folglich ist der dimensionslose Widerstandskoeffizient c_d von vier Parametern abhängig. Damit ergibt sich folgender, funktionaler Zusammenhang:

$$F_d = f_1(u_\infty, \mu, \rho, D_{Zyl}, \beta, d_M, \frac{\Delta p}{d_B}) \quad (4.7)$$

$$[\frac{ML}{T^2}] = [\frac{L}{T}], [\frac{M}{LT}], [\frac{M}{L^3}], [L], [-], [L], [\frac{M}{T^2 L^2}]$$

Hierbei ist ersichtlich, dass der Ummantelungswinkel β bereits dimensionslos ist und somit bereits der Π -Gruppe zugeordnet werden kann. Die Grunddimension [M] wird mit der Dichte ρ eliminiert.

$$\frac{F_d}{\rho} = f_2(u_\infty, \frac{\mu}{\rho}, [-], D_{Zyl}, \beta, d_M, \frac{\Delta p}{\rho \cdot d_B}) \quad (4.8)$$

$$[\frac{L^4}{T^2}] = [\frac{L}{T}], [\frac{L^2}{T}], [-], [L], [-], [L], [\frac{L}{T^2}]$$

Zur Eliminierung der Grunddimension [T] fällt die Wahl auf die Anströmgeschwindigkeit u_∞ .

$$\frac{F_d}{\rho \cdot u_\infty^2} = f_3([-], \frac{\mu}{\rho \cdot u_\infty}, [-], D_{Zyl}, \beta, d_M, \frac{\Delta p}{\rho \cdot d_B \cdot u_\infty^2}) \quad (4.9)$$

$$[L^2] = [-], [L], [-], [L], [-], [L], [\frac{1}{L}]$$

Die Grunddimension [L] wird mittels des Zylinderdurchmessers D_{Zyl} eliminiert.

$$\frac{F_d}{\rho \cdot u_\infty^2 \cdot D_{Zyl}} = f_4([-], \frac{\mu}{\rho \cdot u_\infty \cdot D_{Zyl}}, [-], [-], \beta, \frac{d_M}{D_{Zyl}}, \frac{\Delta p \cdot D_{Zyl}}{\rho \cdot d_B \cdot u_\infty^2}) \quad (4.10)$$

$$[-] = [-], [-], [-], [-], [-], [-], [-]$$

4. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Vorgehensweise

Folglich zeigt sich, dass das System mit anfänglich 7 dimensionsbehafteten Variablen auf 4 dimensionslose Variablen reduziert werden kann.

Zusammenfassend wird deutlich, dass der dimensionslose Widerstandskoeffizient c_d von der Re-Zahl, dem Ummantelungswinkel β , der porösen Schichtstärke d_M und einer Euler-Zahl Eu abhängt.

4.3. Druckmessung

4.3.1. Druckmesssystem

Die Druckmessungen werden im VW-Kanal des Laboratoriums für Gebäude- und Umweltaerodynamik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) durchgeführt. Hierbei handelt es sich ebenfalls um einen turbulenzarmen Windkanal ($Tu < 1\%$). Der Zylinder wird hierfür horizontal in die Messstrecke eingebaut, siehe Abb. 3.4 und mit einer mittleren Geschwindigkeit von $6 \leq u_\infty \leq 15,5$ m/s angeströmt. Die Drücke entlang der Zylinderoberfläche werden mit Hilfe von zwei ESP Druckscannern der Firma DMT GmbH gemessen. Hierbei handelt es sich um ein elektronisches Differenzdruckmesssystem, das aus jeweils 32 Silizium-piezoresistiven Drucksensoren besteht. Die Sensoren sind auf einem Glassockel fixiert. Zur Messdatenerfassung sind die beiden Druckscanner über ein DTC Initium Signalerfassungssystem mit dem Computer verknüpft, das für eine synchrone Datenübertragung der zwei Scanner sorgt. Dies stellt eine hohe Datenübertragungsrate sicher. Die Genauigkeit kann mit $\pm 0,05\%$ FS (Fullscale bzw. Endwert) nach dem Nullabgleich angegeben werden. Aufgrund von digitaler Temperaturkompensation ist das Messsystem gegenüber äußeren Temperatureinflüssen und -schwankungen unempfindlich. Bei den Druckmessungen werden die insgesamt 37 Messstellen (inklusive eines Prandtl-Rohrs zur Erfassung des dynamischen Drucks der Anströmung) annähernd hälftig auf die beiden Scanner verteilt. Der statische Druck des im Windkanal eingebauten Prandtl-Rohrs dient als Referenzdruck. Die Drücke wurden mit einer Abtastfrequenz von $f_A = 1\text{kHz}$ bei einer Messdauer von $t = 40\text{s}$ erfasst. Die Summe der resultierenden Datenpunkte pro Kanal beträgt somit $N_{\text{samples}} = 40000$ je Messreihe. Die Normierung erfolgt mit dem dynamischen Druck der Anströmung.

4.3.2. Berücksichtigung der Schlauchdämpfung

In Schlauchleitungen zwischen einer Druckanbohrung am Modellkörper und der Schnittstelle am Druckmesssystem können schwingende Luftsäulen zur

Verfälschung der Drucksignale führen. Eine Folge daraus können Überhöhungen oder Dämpfungen des Drucksignals in bestimmten Frequenzbereichen sein.

Die dynamische Antwort eines Druckmesssystems wird von unterschiedlichen Parametern beeinflusst. Zu den geometrischen Parametern zählen unter anderem der Innendurchmesser der Schläuche, die Schlauchlänge und das Volumen des Messensors. Physikalische Parameter, die die Messung beeinflussen, sind die polytrope Konstante der Druckausdehnung im Transducer-Volumen, die mittlere Temperatur und der mittlere Druck, siehe Bergh & Tjeldeman (1965). Die analytische Vorgehensweise der Korrektur nach Bergh & Tjeldeman (1965) setzt die genaue Kenntnis der oben genannten Parameter voraus.

Beim vorliegenden System ist die Abschätzung der Parameter komplex. Aufgrund des Multiport-Systems ist es schwierig, das Volumen des Transducers abzuschätzen. Außerdem besteht das Schlauchsystem aus verschiedenen Schlauchkombinationen mit unterschiedlichen Innendurchmessern aufgrund der Sonderfertigung der Druckanbohrungen im Plexiglas. Um dennoch belastbare Messsignale für die Fluktuationen des c_p -Werts zu erhalten, werden die Messsignale für die jeweilige Schlauchkonfiguration kalibriert.

Zur Ermittlung der Übertragungsfunktion wird mit Hilfe eines Frequenzgenerators einem Lautsprecher ein sinusförmiges Signal zugeführt. Dies erfolgt in einem Frequenzbereich von $0 \text{ Hz} \leq f \leq 100 \text{ Hz}$. Über ein sehr kurzes Schlauchstück von $L_1 = 2 \text{ cm}$ wird das Signal an Port1 des Multiport-Drucksensors abgegriffen. Hierbei handelt es sich um das Signal ohne Verfälschungen aufgrund schwingender Luftsäulen. An Port2 und Port3 ist das Schlauchsystem der entsprechenden Zylinderkonfiguration (glatter Zylinder und porös ummantelter Zylinder) angeschlossen, siehe Abb. 4.5. Alle Signale werden simultan erfasst.

In Abb. 4.6 ist das Amplitudenverhältnis der jeweiligen Schlauchkonfiguration zum kurzen Referenzschlauchabschnitt für einen Frequenzbereich von $30 < f \leq 75 \text{ Hz}$ dargestellt. In diesem Frequenzbereich findet eine deutliche Dämpfung der Drucksignale statt. Somit würden die gemessenen Amplituden der Drucksignale ohne Korrektur unterschätzt, da sie in Wirklichkeit größer sind. Hierbei ist festzustellen, dass die Amplituden des glatten Zylinders stärker gedämpft werden, als die des Zylinders mit leeseitiger, poröser Ummantelung. Aufgrund dieser Verfälschung der Messsignale werden die Ergebnisse der Druckmessungen in Abhängigkeit von der jeweiligen Zylinderkonfiguration entsprechend korrigiert. Hierfür werden die Amplituden mit dem entsprechenden Faktor, in Abhängigkeit von der Frequenz, multipliziert.

4. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Vorgehensweise

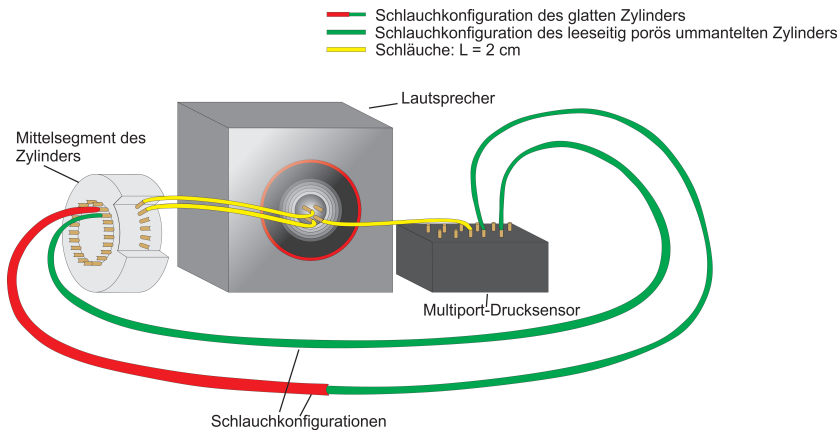


Abbildung 4.5.: Versuchsaufbau zur Ermittlung der Schlauchdämpfung.

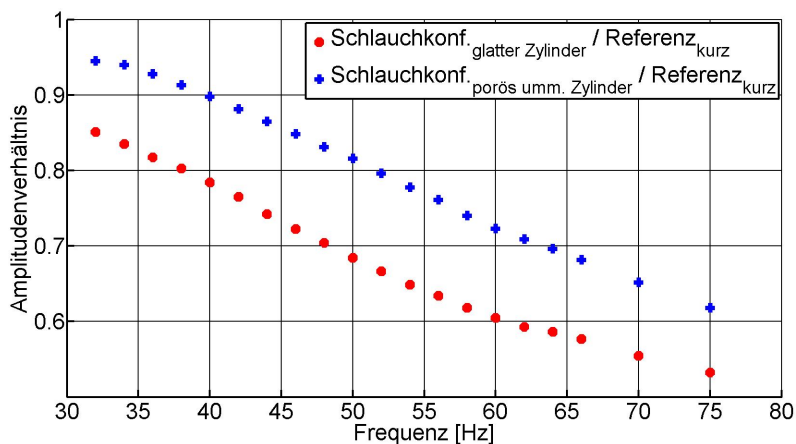


Abbildung 4.6.: Amplitudenverhältnis der jeweiligen Schlauchkonfiguration.

4.4. Particle Image Velocimetry (PIV)

4.4.1. Messverfahren

Bei der Particle Image Velocimetry (PIV) handelt es sich um eine Messtechnik, die es ermöglicht, instantane Geschwindigkeitsinformationen eines kompletten Strömungsfelds in Bruchteilen von Sekunden in einem zwei- oder dreidimensio-

4.4. Particle Image Velocimetry (PIV)

nalen Feld zu erfassen. Das Prinzip beruht auf dem Messen der Verschiebung von kleinen Partikeln, die der Strömung genau folgen. Somit unterscheidet sich diese Methode von punktuellen Messtechniken der Strömungsgeschwindigkeit wie beispielsweise der Laser Doppler Velocimetry (LDA) oder dem Hitzdraht.

Das Messsystem dieser Methode besteht aus mehreren Teilelementen. Diese setzen sich aus Laser, Lichtschnittoptik, einer Hochgeschwindigkeitskamera und Tracerpartikeln zusammen, siehe Abb. 4.7. Die kleinen Tracerpartikel werden homogen mit dem Fluid vermischt und mittels Laser gepulst illuminiert. Die in der Lichtschnitt-Ebene reflektierenden Tracerteilchen werden mit Hilfe der Kamera detektiert. Hierfür werden zwei Bilder in einem bekannten Zeitabstand Δt aufgenommen. Die beiden Bilder werden jeweils in kleine Abtastfenster unterteilt. Jedes Abtastfenster an einer Stelle des ersten Bildes wird mit dem Abtastfenster an gleicher Stelle des zweiten Bildes miteinander kreuzkorreliert, siehe Abb. 4.8. Die "Cross-Correlation Map" in Abb. 4.8 zeigt beispielsweise einen maximalen Peak. Dieser Maximalwert der Kreuzkorrelationsfunktion gibt das Δx an, um das alle Punkte innerhalb des Abtastfensters verschoben wurden. Durch diese Verschiebung der Teilchen zwischen den Laserpulsen und dem bekannten Zeitabstand Δt kann über die Beziehung $u = \frac{\Delta x}{\Delta t}$ der Geschwindigkeitsvektor pro Abtastfenster und somit die Geschwindigkeitsinformation des gesamten Strömungsfelds gewonnen werden. Die Kreuzkorrelation zur Bestimmung des Verschiebungsvektors zwischen dem ersten und dem zweiten Bild kann angegeben werden mit:

$$R(x, y) = \sum_{i=-K}^K \sum_{j=-L}^L I_k(i, j) I_k^*(i + x, j + y) \quad (4.11)$$

Hierbei repräsentiert I_k die Intensitätsverteilung des vom Laser beleuchteten Partikels zum Zeitpunkt t und I_k^* ist die Intensitätsverteilung zum Zeitpunkt $t + \Delta t$.

Zur quantitativen Analyse des Strömungsfelds der porös ummantelten Kreiszylinder wird die zeitlich hochaufgelöste PIV verwendet. Für die Messungen wird ein System der Firma Dantec verwendet. Dieses besteht aus zwei Nd:YAG-Lasern der Firma Lee mit einer jeweiligen Wellenlänge von 532 nm. Über ein Spiegelsystem werden die Strahlengänge der beiden Laser überlagert und mit Hilfe einer Lichtschnittoptik zu einer Ebene an gewünschter Position aufgeweitet. Die Dicke des Laserlichtschnitts beträgt ca. 1 mm. Durch diese Laseranordnung ist es möglich, zwei Aufnahmen in einem sehr kurzen Zeitintervall durchzuführen. Mit dem sogenannten Q-Switch-Mode des Systems ist maximale Leistung innerhalb kurzer Zeit realisierbar, was zu einer hohen zeitlichen Auflösung führt. Die Aufnahmen der Doppelbilder werden mit der Hochgeschwindigkeitskamera SpeedSense9072 (2190 Bilder pro Sekunde bei voller

4. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Vorgehensweise

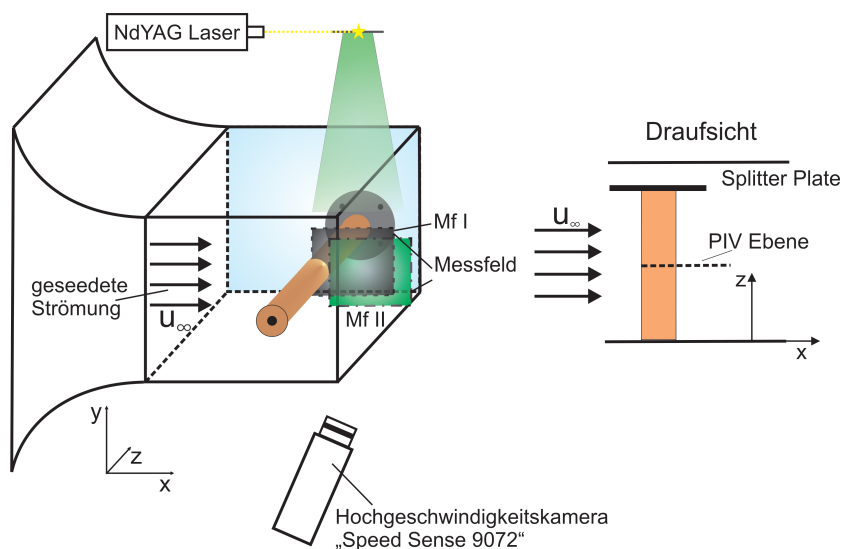


Abbildung 4.7.: PIV-Set-Up. Links: Seitenansicht des Aufbaus. Rechts: Draufsicht auf die Messebene.

Auflösung mit 32 GB Speicher) durchgeführt. Die Auflösung des CMOS-Sensors der Hochgeschwindigkeitskamera beträgt 1280×800 Pixel. Die Kamera ist mit einem Zeiss Planar T* 1,4/50 Objektiv mit einer Brennweite von 50 mm ausgestattet und die Blendenöffnung des Einstellrings beträgt $f_\# = 2$. Die ungestörte mittlere Anströmgeschwindigkeit beträgt pro Messung $u_\infty = 6$ m/s. Die Zeit zwischen den Laserpulsen beträgt bei den eingestellten Bedingungen 200 bzw. $350 \mu\text{s}$. Pro Messreihe werden $N = 5000$ Doppelbildpaare bei einer Abtastfrequenz von $f_A = 1000$ Hz aufgenommen. Die Bildanalyse wird mit Hilfe der adaptiven Kreuzkorrelation der Dantec-Software durchgeführt. Bei dieser Methode werden die Geschwindigkeitsvektoren in Abtastfenstern berechnet, die immer kleiner werden bis sie eine finale Größe erreicht haben. Der positive Effekt basiert darauf, dass die Zwischenergebnisse des vorangegangenen Berechnungsschritts der Partikelverschiebung als Information für den nächsten Schritt des kleineren Abtastfensters genutzt werden. Die Endgröße des Abtastfensters beträgt 32×32 Pixel. Diese wurde nach 2 Verfeinerungsschritten erreicht. Zur Eingrenzung der "loss-of in-plane" Informationen wird eine Überlappung von 50 % der Abtastfenster in horizontaler und vertikaler Richtung gewählt. Ungültige Vektoren werden mit Hilfe der "Universal Outlier Detection" identifiziert. Nähere Informationen dazu sind in Westerweel & Scarano (2005) beschrieben. Mit Hilfe der Filterfunktion „Phase Only Gaussian“ kann das Signal-Rausch-Verhältnis der Kreuzkorrelation optimiert werden und unerwünschte Streifen in

4.4. Particle Image Velocimetry (PIV)

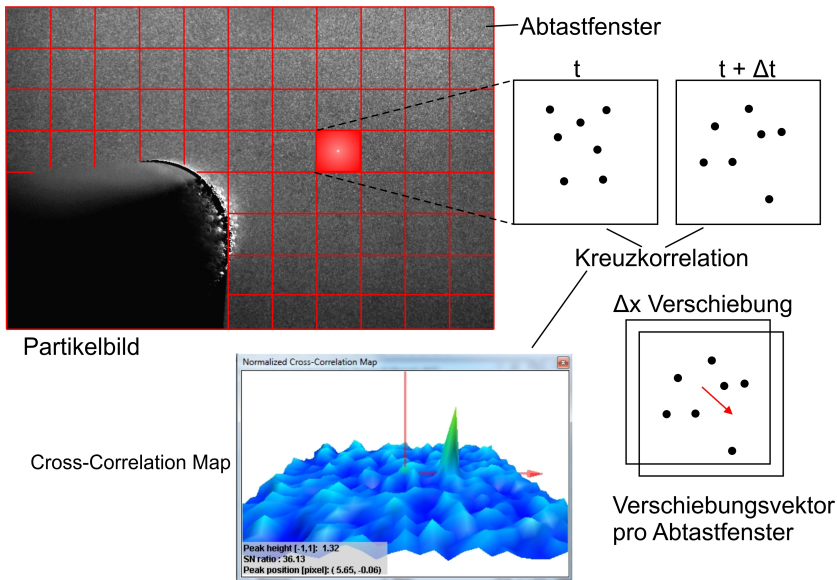


Abbildung 4.8.: Partikelbild mit subtrahiertem Hintergrundbild ohne Partikel und schematische Darstellung des 2D PIV-Verfahrens.

der Bildebene werden durch Kontrast-Normalisierung eliminiert.

Somit beträgt die räumliche Auflösung 79×49 Vektoren, was in etwa einem Vektor pro 5 mm in vertikaler und horizontaler Richtung entspricht. Zur Analyse der sich bildenden Scherschicht und der sich ablösenden Wirbel wird das Messfeld so gewählt, dass die beiden interessanten Bereiche erfasst werden, siehe Abb. 4.7. Damit können unmittelbare Zusammenhänge des instationären Strömungsfelds zwischen diesen beiden Bereichen analysiert werden. Untersucht werden zwei unterschiedliche Messfelder (Mf). Diese sind ebenfalls in Abb. 4.7 dargestellt. Hierbei steht bei Mf I die obere Scherschicht im Fokus. Wohingegen bei Mf II der Nachlauf unmittelbar hinter dem Zylinder mit den sich bildenden Wirbeln im Zentrum des Bildes steht. Ein Partikelbild hat die Abmessungen $38,8 \times 24$ cm.

4.4.2. Fehlerabschätzung

Bei der Durchführung einer PIV-Messung ist eine Auswahl an vielen unterschiedlichen Komponenten erforderlich bis das gewünschte Geschwindigkeitsfeld erreicht wird. Jede dieser zahlreichen Einzelkomponenten beinhaltet spezi-

4. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Vorgehensweise

elle Auswahlkriterien, die die Genauigkeit des finalen Ergebnisses beeinflussen. Raffel *et al.* (2007) unterteilt den Gesamtfehler in systematische Fehler und restliche Fehler. Hierbei zählen zu den systematischen Fehlern alle Fehler, die aufgrund der Kreuzkorrelation zu Stande kommen. Die zweite Fehlerkategorie beinhaltet alle restlichen Fehler, abzüglich der systematischen Fehler. In den meisten Fällen ist es jedoch nicht möglich die systematischen Fehler von den restlichen Fehlern zu unterscheiden. Raffel *et al.* (2007) schlägt daher eine weitere Aufteilung vor:

$$\xi_{ges} = \xi_{bias} + \xi_{rms} \quad (4.12)$$

Die Bias Fehler beinhalten die systematischen Fehler und einen Teil an zufälligen Fehlern. Zusätzlich besteht noch eine gewisse Messungenauigkeit, die mit $+\xi_{rms}$ angegeben werden kann. Detailliertere Informationen zur Fehlerbetrachtung sind Raffel *et al.* (2007) und Adrian & Westerweel (2011) zu entnehmen.

Ein systematischer Fehler entsteht beispielsweise bei der Kalibrierung. Hierfür wird ein Schachbrettmuster als Kalibriertarget verwendet. Dies deckt die Messebene ab, in der anschließend gemessen wird. Mit Hilfe der Imaging Model Fit Funktion wird der geometrische Abbildungsfehler bzw. die perspektivische Verzerrung der Linse korrigiert und dient letztlich dazu, einen Punkt in der Bildebene dem richtigen Punkt in der Messebene zuzuordnen. Um eine Aussage über die Imaging Model Fit Funktion treffen zu können, wird der gemittelte Reprojektionsfehler als Maß herangezogen. Er beschreibt den durchschnittlichen Pixelabstand von jedem Kreuzungspunkt des Schachbrettmusters zum Nächstgelegenen. Tabelle 4.2 ist zu entnehmen, wie groß dieser Fehler in der vorliegenden Arbeit für das entsprechende Messfeld ist.

Durch die Wahl der gewünschten Messebene trifft der Laserlichtschnitt bei beiden Messfeldern auf das Zylindermodell und das Resultat ist eine sehr starke Reflektion der Modelloberfläche. Um dem entgegenzuwirken und die Verfälschung in Oberflächennähe zu minimieren, wird ein Hintergrundbild ohne Tracerpartikel aufgenommen. Dieses Hintergrundbild wird anschließend von den auszuwertenden Bildern subtrahiert.

Eine quantitative Abschätzung des Gesamtfehlers gestaltet sich aufgrund der Vielzahl der Fehlerkomponenten einer PIV Messung als sehr schwierig. Da jedoch die Daten der leeseitig porös ummantelten Zylindermodelle mit dem glatten Referenzmodell verglichen werden, kann zumindest der relative Fehler der leeseitig porös ummantelten Zylindermodelle zum glatten Referenzzylinder als sehr gering eingestuft werden. Durch den Vergleich der Messdaten aus der PIV-Messung mit den hochpräzisen LDA-Messungen nach Leder (1992), siehe Kapitel 7.1.4 der eine sehr gute Übereinstimmung zeigt, kann angenommen werden, dass die PIV-Messungen auch bezogen auf den absoluten Fehler belastbare Daten des Strömungsfelds um Kreiszyylinder liefern.

4.4. Particle Image Velocimetry (PIV)

Während einer Messkampagne wurde stets darauf geachtet, dass alle Grundeinstellungen für alle gemessenen Konfigurationen je Messfeld ins Detail beibehalten wurden. Zu den Grundeinstellungen gehören beispielsweise die Kameraposition, die Blendeneinstellung, die identische Position des Kalibriertargets, das Δt zwischen den Laserpulsen, die homogene Partikeldichte/ Partikelanzahl und die Laserlichtschnittposition.

Messfeld	Gemittelter Reprojektions-Fehler [Pixel]
Mf I	0.204
Mf II	0.189

Tabelle 4.2.: Gemittelter Reprojektions-Fehler bei der Kalibrierung.

4.4.3. Periodisch-Stochastische Betrachtung: Die Triple Decomposition

Die horizontale bzw. vertikale Strömungskomponente s an einem beliebigen Punkt im Strömungsfeld, zum Beispiel im Zylindernachlauf, ist nach Reynolds & Hussain (1972) wie folgt definiert:

$$s = \bar{s} + \tilde{s} + s' \quad (4.13)$$

Die Summe besteht aus drei Anteilen. Dem zeitlichen Mittelwert \bar{s} , einem periodischen Anteil \tilde{s} und einem stochastischen Anteil s' . Neben der globalen zeitlichen Mittelung existiert für periodische Vorgänge ein weiterer Mittelungsprozess. Hierbei unterteilt man eine Messreihe M in eine gleiche Anzahl N_i der vorkommenden periodischen Vorgänge. In dieser Arbeit bezieht sich die regelmäßige Wiederkehr eines Ereignisses auf die sich an der Zylinderseite ablösenden Wirbel. Jeder periodische Vorgang hat die identische Periodenlänge P . Die Periodenlänge wird weiterhin in verschiedene Phasen unterteilt, so dass jedem Phasenintervall ein bestimmter Zustand bzw. Zeitpunkt des Ablösevorgangs zugeordnet werden kann. Die Mittelung erfolgt dann bei konstanter Phase. Daraus folgt:

$$\langle s \rangle = \frac{1}{N_i} \sum_{v=1}^{N_i} s_v \quad (4.14)$$

Die periodische Komponente \tilde{s} berechnet sich aus der Differenz:

$$\tilde{s} = \langle s \rangle - \bar{s} \quad (4.15)$$

4. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Vorgehensweise

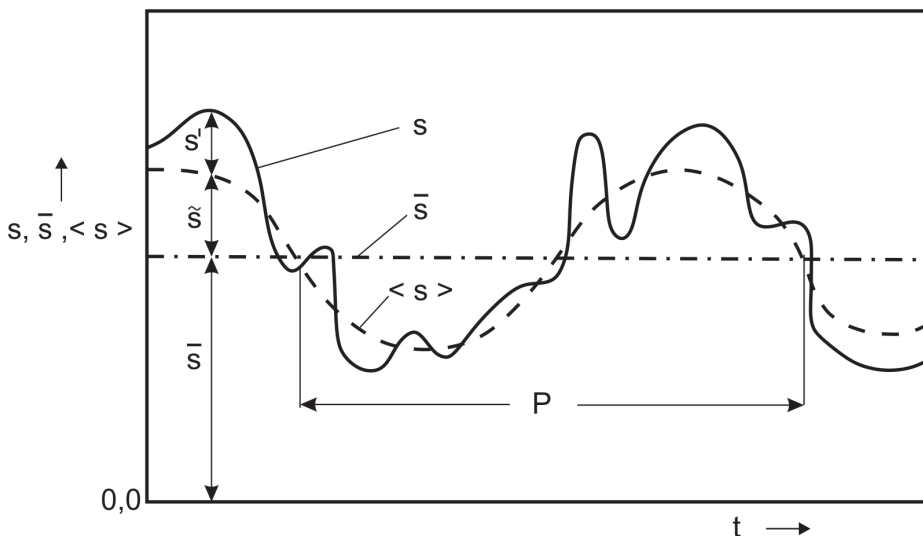


Abbildung 4.9.: Exemplarische Zerlegung einer Strömungskomponente s in den zeitlichen Mittelwert \bar{s} , den periodischen Anteil \tilde{s} und den stochastischen Anteil s' , nach Leder (1992).

Die Zerlegung einer Strömungskomponente s in ihre drei Anteile ist in Abb. 4.9 dargestellt. Aus diesen Definitionen folgt $\overline{\tilde{s}} = 0$ (die Mittelung der periodischen Komponente über eine Periode beträgt 0), $\langle s' \rangle = 0$ (die stochastischen Fluktuationen sind bei konstanter Phase im Mittel 0) und $\overline{\tilde{s}s'} = 0$ (die periodischen und stochastischen Komponenten sind unkorreliert), siehe Cantwell & Coles (1983).

Die Triple-Decomposition wird für die Auswertung der PIV-Messung verwendet.

4.4.4. Wirbelkriterien

Die Identifikation eines Wirbels ist nicht immer trivial. Je nach strömungsmechanischer Fragestellung kann ein Wirbel oder ein Wirbelsystem einfach identifiziert werden oder die Bestimmung gestaltet sich komplex.

In einer Strömung gibt es vier Möglichkeiten, wie sich ein Fluidelement auf Grund des Geschwindigkeitsgradienten $\frac{du_i}{dx_j}$ bewegen kann: Durch Translation, Dilatation, Drehung und Dehnung. Da es sich bei vorliegender Untersuchung um eine inkompressible Strömung handelt, entfällt die Dilatation. In Bezug

4.4. Particle Image Velocimetry (PIV)

auf die Identifizierung von Wirbeln ist der Transport der Wirbel im Zylinder-nachlauf zunächst von geringerem Interesse. Daher wird auch die Translation nicht weiter betrachtet. Somit bleiben also Drehung und Dehnung. Mit Hilfe des Geschwindigkeitsgradiententensors wird versucht die Wirbel zu identifizieren. Der Geschwindigkeitsgradiententensor ist wie folgt definiert:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = e_{ij} + \Omega_{ij} \quad (4.16)$$

Er setzt sich zusammen aus der Summe des Deformationsgeschwindigkeitstensors mit $e_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$ ("Scherung"), einem symmetrischen Tensor ($e_{ij} = e_{ji}$) und des Drehgeschwindigkeitstensors mit $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$ ("Wirbelstärke"), einem anti-symmetrischen Tensor ($\Omega_{ij} = -\Omega_{ji}$).

Zur Identifikation von Wirbelstrukturen gibt es verschiedene Kriterien mit unterschiedlichen Eigenschaften. Die nachfolgenden weitverbreiteten Kriterien (siehe Chakraborty *et al.* (2005)) sind in der vorliegenden Arbeit von Bedeutung.

1. Q-Kriterium

Das Q-Kriterium besagt, dass in unmittelbarer Nähe eines Wirbels Q positiv ist, mit einem Maximum im Wirbelkern. Q ist genau dann größer null, wenn die lokale Drehung größer ist als die lokale Dehnung. Überwiegt die lokale Dehnung ($Q < 0$) ist dies ein Indiz dafür, dass Scherung vorliegt, jedoch keine Wirbelbewegung ("Swirling Motion"). Anders ausgedrückt könnte man auch sagen, dass Q das lokale Gleichgewicht zwischen Rotation und Scherung in alle Raumrichtungen beschreibt.

$$Q = [||\Omega_{ij}||^2 - ||e_{ij}||^2]/2 > 0 \quad (4.17)$$

2. Δ -Kriterium

Chong *et al.* (1990) nutzt Eigenwerte des Geschwindigkeitsgradiententensors ∇u zur Klassifizierung von lokalen Stromlinien um einen Punkt innerhalb der Strömung in einem Bezugssystem, das sich mit dem Fluid bewegt. Ein Wirbelkern ist ein Gebiet mit komplexen Eigenwerten von ∇u . Die komplexen Eigenwerte implizieren, dass das lokale Stromlinienmuster geschlossen oder spiralförmig ist (Jeong & Hussain, 1995).

Die Eigenwerte λ_E von ∇u entsprechen der charakteristischen Gleichung:

$$\lambda_E^3 + P\lambda_E^2 + Q\lambda_E + R = 0 \quad (4.18)$$

$P = 0$ bei inkompressiblen Strömungen, $Q = [||\Omega_{ij}||^2 - ||e_{ij}||^2]/2$ und $R = -\det(\nabla u)$. Bei dieser Gleichung handelt es sich um eine Gleichung dritter

4. Strömungsuntersuchungen im Windkanal: Vorgehensweise

Ordnung. Sie hat komplex konjugierte Lösungen wenn die Diskriminante Δ positiv ist:

$$\Delta = \left(\frac{1}{2}R\right)^2 + \left(\frac{1}{3}Q\right)^3 > 0 \quad (4.19)$$

In diesem Kriterium ist das Q-Kriterium enthalten. Wenn geschlossene oder spiralförmige Stromlinien auftreten, kann gezeigt werden, dass ∇u komplexe Eigenwerte hat.

3. "Swirling Strength"-Kriterium

Das "Swirling Strength"-Kriterium nach Zhou *et al.* (1999) basiert auf dem Δ -Kriterium und nutzt den Imaginärteil von zwei komplex konjugierten Eigenwerten des Geschwindigkeitsgradiententensors um Wirbel zu identifizieren. Die komplexen Eigenwerte können angegeben werden mit:

$$\lambda_c = \lambda_{c,r} \pm i\lambda_{c,i} \quad (4.20)$$

Die "Swirling Strength" ist ein Maß der lokalen Wirbelrate im Inneren des Wirbels. Ein Nutzen dieses Kriteriums liegt darin, dass sie nicht nur den Ort des Wirbels identifiziert, sondern auch seine Stärke und die lokale Ebene der Drehbewegung, siehe Chakraborty *et al.* (2005).

Der Realteil des Eigenwerts $\lambda_{c,r}$ gibt eine Aussage darüber, wie schnell sich der Wirbel in radiale Richtung ausbreitet. Der Imaginärteil des Eigenwerts $\lambda_{c,i}$ gibt Informationen über die Stärke der Drehbewegung bzw. die Periode der Drehbewegung um einen Punkt. Ein Punkt im Geschwindigkeitsfeld gehört zu einem Wirbel, wenn die Stärke des Wirbels größer ist als ein gewisser Schwellenwert. Dies bedeutet, man kann einen Schwellenwert definieren: $\lambda_{c,i} \geq \text{Schwellenwert}$.

Für zweidimensionale Strömungen, können Gradienten in z-Richtung nicht berechnet werden. Daraus ergibt sich der Geschwindigkeitsgradiententensor für den zweidimensionalen Fall zu:

$$\nabla u = \begin{bmatrix} \frac{\partial U}{\partial x} & \frac{\partial U}{\partial y} \\ \frac{\partial V}{\partial x} & \frac{\partial V}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (4.21)$$

Die Wurzel des Imaginärteils lautet folglich:

$$\lambda_{c,i}^2 = \frac{1}{4}\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2 - \frac{1}{2}\frac{\partial U}{\partial x}\frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x}\frac{\partial U}{\partial y} \quad (4.22)$$

4.4. Particle Image Velocimetry (PIV)

Nach Adrian *et al.* (2001) ist der Kehrwert der "Swirling Strength" die Dauer, welche ein Partikel innerhalb der Strömung am ausgewerteten Punkt benötigt, um ihn zu umkreisen.

Das Q- und das "Swirling Strength"-Kriterium werden für die Auswertung der PIV-Messung herangezogen. Das Δ -Kriterium wird zwar nicht verwendet, ist aber wichtig für das Verständnis des "Swirling Strength"-Kriteriums.

5. Strömungswiderstandskraft von leeseitig, porös ummantelten Kreiszylindern

5.1. Vergleich des glatten Referenzzylinders mit Literaturdaten

Es existieren zahlreiche Untersuchungen zu glatten umströmten Kreiszylindern. Einige wichtige Beispiele solcher Arbeiten sind Tabelle 2.1 zu entnehmen. Interessant ist, dass bei den jeweiligen Studien kaum identische Randbedingungen vorliegen, weshalb so viele voneinander abweichende Verläufe des Widerstandsbeiwerts dargestellt über der Re-Zahl existieren. Beim Vergleich mit Literaturdaten wurde unter anderem Wert darauf gelegt, dass zum einen Splitter Plates an den seitlichen Enden der Zylinder verwendet wurden und dass zum anderen keine Lücken zwischen Zylinderende und verwendeten Splitter Plates existierten. Die Randbedingungen dieser Arbeit stimmen sehr gut mit den Randbedingungen der Untersuchung nach Wieselsberger (1921) überein. Abb. 5.1 zeigt den Vergleich der beiden Kurven des Widerstandsbeiwerts nach Wieselsberger (1921) und des glatten Zylinders aus dieser Arbeit. Es zeigt sich eine sehr

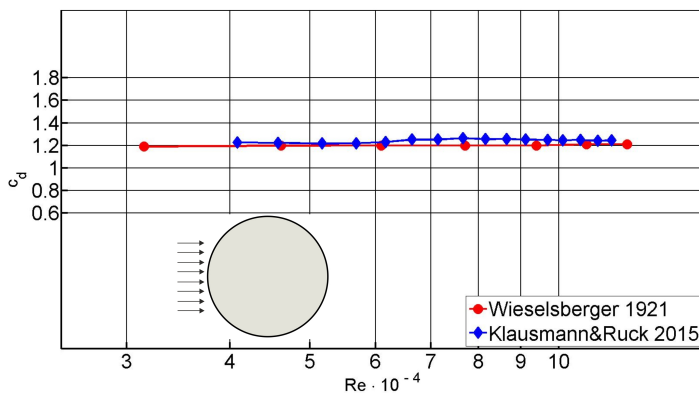


Abbildung 5.1.: Widerstandskoeffizient c_d für einen glatten Kreiszylinder nach Wieselsberger (1921) im Vergleich mit dem Referenzzylinder dieser Arbeit.

5. Strömungswiderstandskraft von leeseitig, porös ummantelten Kreiszyllindern

gute Übereinstimmung der Ergebnisse, weshalb der ermittelte c_d -Verlauf des glatten Zylinders aus dieser Arbeit als Referenz verwendet werden kann. Die geringen Abweichungen zur c_d -Kurve von Wieselsberger (1921) können von einem abweichenden Turbulenzgrad kommen, welcher bei Wieselsberger (1921) nicht angegeben ist. Auch nähere Informationen zu den Wänden, zwischen denen das Modell während der Messung eingebaut wurden, fehlen.

5.2. Einfluss einer außen aufgetragenen porösen Schicht auf der Leeseite eines glatten Zylinders

Die Widerstandskraft wird vergleichsweise für einen glatten sowie einen mit einer dünnen, leeseitig aufgetragenen Schicht aus porösem Schaumstoff beschichteten Plexiglaszylinder bestimmt. Wie die Ergebnisse der Kraftmessung in Abb. 5.2 zeigen, bewirkt die dünne zusätzlich aufgetragene Schicht eine nahezu konstante Reduktion des Widerstandsbeiwerts im betrachteten Re-Zahlbereich. Wird der c_d -Koeffizient über den untersuchten Re-Zahlbereich gemittelt, kann eine Widerstandsabnahme von 9,8 % festgestellt werden. Dieses Ergebnis belegt die Effektivität einer leeseitigen, porösen Ummantelung und zeigt, dass sie als passive Kontrollmethode zur Widerstandsreduktion und zur Beeinflussung des Strömungsfelds an einem Kreiszyllinder eingesetzt werden kann. In Abb. 5.3 ist ein Ausschnitt der Zeitreihe der Spannungssignale von beiden Kraftsensoren für ein beliebiges $\Delta t = 1$ s dargestellt. Der Frequenzbereich der Zeitreihen liegt

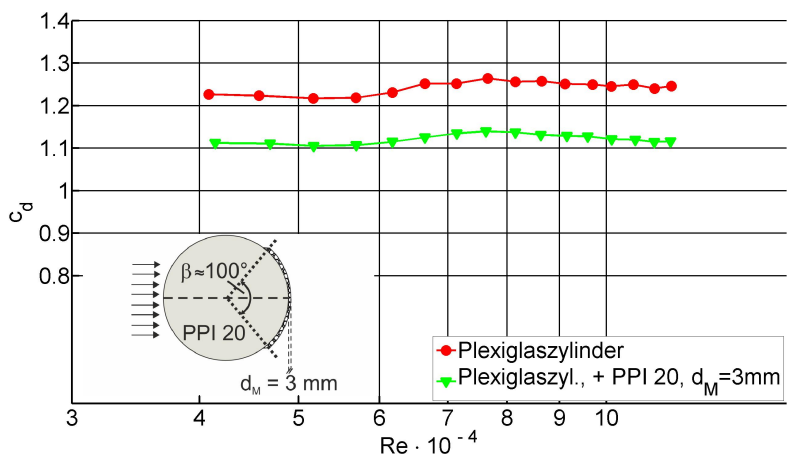
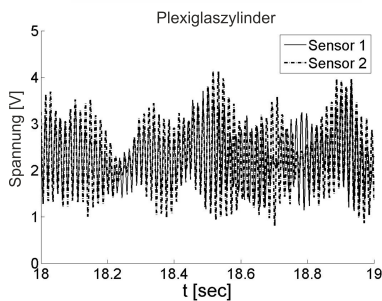


Abbildung 5.2.: Widerstandskoeffizient c_d der Zylinderkonfiguration mit außen aufgetragener poröser Schicht im Lee mit $d_M = 3$ mm, $\beta = 100^\circ$.

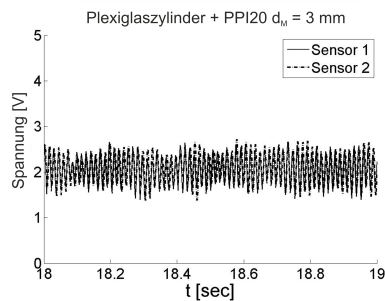
5.2. Einfluss einer außen aufgetragenen Schicht auf der Leeseite eines Zylinders

außerhalb der in Kapitel 4.2.4 gezeigten Eigenfrequenz ($f = 28 \text{ Hz}$) der Kraftwaage. Die Zeitreihe des glatten Referenzzylinders findet sich linker Hand, die des zusätzlich leeseitig porös ummantelten Zylinders auf der rechten Seite. Die ungestörte Anströmungsgeschwindigkeit beträgt $u_\infty = 24,4 \text{ m/s}$. Die Kurve der Spannungen kann als Maß für die horizontale auf den Zylinder wirkende Windkraft genommen werden. Beim Vergleich der beiden Abbildungen wird die Reduktion der Amplitudenschwingung für die Konfiguration mit zusätzlicher leeseitiger poröser Schicht deutlich. Zudem ist das Signal regelmäßiger und glatter. Die Standardabweichung der Schwankungen kann mit $0,32 \text{ Volt}$ angegeben werden. Dieser Unterschied kann während der gesamten Messdauer pro Geschwindigkeitsstufe für den gesamten Re-Zahlbereich festgestellt werden. Die Spannungskurve des Referenzzylinders ohne poröser Ummantelung zeigt starke Oszillationen. Hier beträgt die Standardabweichung $0,60 \text{ Volt}$.

Als Fazit kann zusammengefasst werden, dass bei der Konfiguration mit außen aufgetragener leeseitiger poröser Schicht sowohl der Widerstandsbeiwert deutlich reduziert wird als auch die Standardabweichung sich bis um die Hälfte verringert im Vergleich zum glatten Zylinder. Die Versuchsreihe mit den dargestellten Ergebnissen in Abb. 5.2 und 5.3 wurden zur Verifizierung des widerstandsverminderten Effekts bei gleichzeitiger Reduktion der Schwankungskräfte durchgeführt.



(a) Glatter Plexiglaszylinder



(b) Glatter Plexiglaszylinder mit zusätzlich aufgetragener, dünner, leeseitiger, poröser Schicht

Abbildung 5.3.: Zeitreihe der Kraftmessung.

5.3. Widerstandsbeiwert der Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse für die Modellkonfigurationen bei gleichbleibendem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$ und variierenden Parametern (Schichtstärke und Porosität) zusammengefasst und mit dem glatten Referenzzyllinder verglichen. Die Kurven der c_d Koeffizienten sind nahezu konstant über dem betrachteten Re-Zahlbereich. Die nachfolgenden Unterkapitel dieses Abschnittes zeigen die ermittelten Daten für variierende Schlüsselparameter wie Porosität (Porengröße PPI) und poröse Schichtdicke (d_M). Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die variierenden Parameter je Unterkapitel.

Für die Darstellung der Ergebnisse wurde beispielhaft der Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$ gewählt, da sich bei diesem Winkel für die meisten Zylinderkonfigurationen der größte Effekt der Widerstandsreduktion bemerkbar machte. Die Diagramme der Widerstandskoeffizienten für die weiteren untersuchten Ummantelungswinkel ($\beta = 40^\circ, 70^\circ$ und 160°) sind dem Anhang A bis C zu entnehmen.

Unterkapitel	Ummantelungswinkel	Porosität	Schichtstärke
5.3.1	konstant	variabel	konstant
5.3.2	konstant	konstant	variabel

Tabelle 5.1.: Übersicht der variierenden Parameter des Unterkapitels.

5.3.1. Variation der Porosität

In Abb. 5.4 bis 5.6 sind die Widerstandskoeffizienten für alle drei konstanten porösen Schichtstärken ($d_M = 3, 5$ und 10 mm) bei variierender Porosität dargestellt. Bei allen Konfigurationen verursacht die poröse Schicht auf der Leeseite einen verringerten c_d -Koeffizienten im Vergleich zum glatten Referenzzyllinder. Für eine konstante Schichtstärke von $d_M = 3$ mm ist nur ein geringer Unterschied von 1,2 % zwischen den beiden Konfigurationen mit den Porengrößen PPI 20 und PPI 30 erkennbar, siehe Abb. 5.4. Für die Schichtstärke $d_M = 5$ mm unterscheiden sich die Widerstandskoeffizienten für die beiden Porengrößen PPI 20 und PPI 30 nicht (Abb. 5.5). Vergleicht man die Ergebnisse mit einer Schicht des porösen Schaumstoffmaterials PPI 10, wird deutlich, dass dieser Schaumstoff (PPI 10) zu einer geringeren Widerstandsreduktion führt, als der Schaumstoff PPI 20 und 30 (für die Konfiguration mit konstanter Schichtstärke von $d_M = 5$ mm). Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass alle

5.3. Widerstandsbeiwert der Zylinder mit $\beta = 100^\circ$

integrierten porösen leeseitigen Schichten effektiv sind und den Widerstand deutlich reduzieren. Für die poröse Schichtstärke von $d_M = 10$ mm (Abb. 5.6) lassen sich leichte Unterschiede erkennen. Das Schaumstoffmaterial PPI 30 zeigt den geringsten Reduktionseffekt und die Reduktion des über den betrachteten Re-Zahlbereich gemittelten c_d -Koeffizienten kann mit 11,2 % angegeben werden. Zwischen den beiden Materialien PPI 10 und PPI 20 können kaum Unterschiede festgestellt werden. Für die beiden letzteren Materialien beträgt die Reduktion des gemittelten c_d -Koeffizienten ca. 13 %. Vergleicht man die Abb. 5.4 bis 5.6 so zeigt sich, dass die Schichtstärke die Widerstandsreduktion beeinflusst. Mit zunehmender Schichtstärke erhöht sich die Reduktion des Widerstandskoeffizienten. Die verschiedenen Porengrößen beeinflussen die Ergebnisse dabei nur geringfügig.

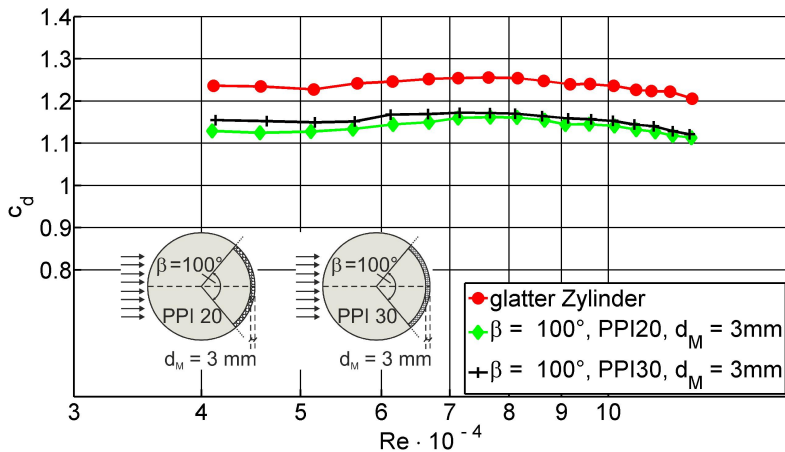


Abbildung 5.4.: Widerstandskoeffizient c_d der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 3$ mm und variierender Porosität.

5. Strömungswiderstandskraft von leeseitig, porös ummantelten Kreiszyindern

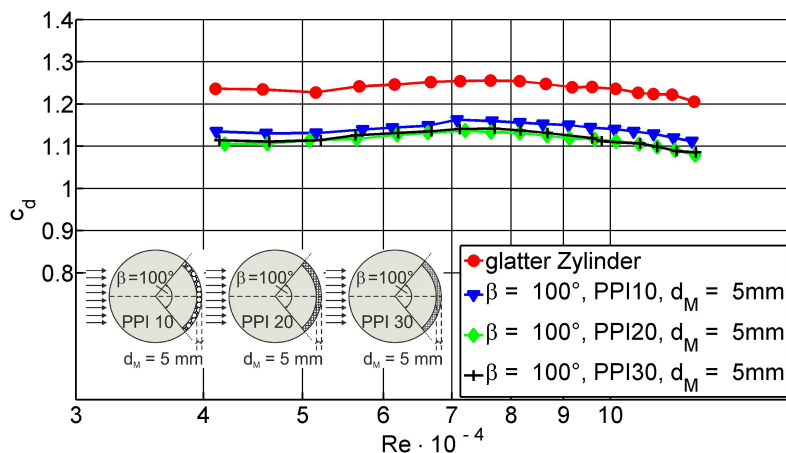


Abbildung 5.5.: Widerstandskoeffizient c_d der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 5 \text{ mm}$ und variierender Porosität.

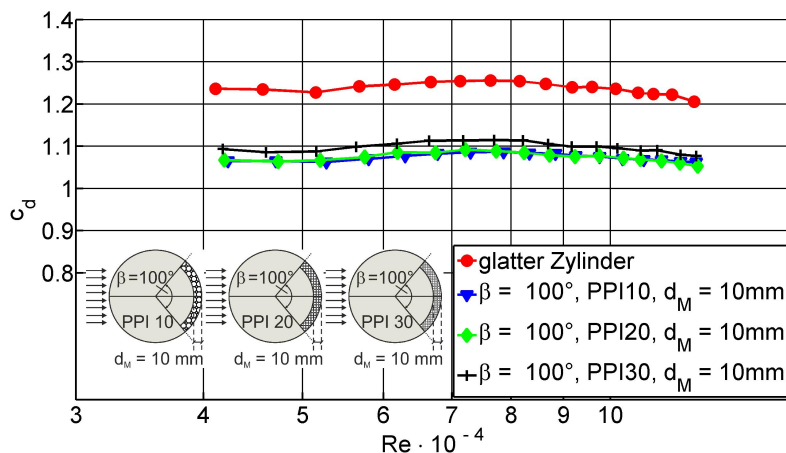


Abbildung 5.6.: Widerstandskoeffizient c_d der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 10 \text{ mm}$ und variierender Porosität.

5.3.2. Variation der porösen Schichtstärke

Die Ergebnisse der untersuchten leeseitig porös ummantelten Zylinder mit konstanter Porosität und variierender Schichtstärke sind in Abb. 5.7 bis 5.9 dargestellt. Für die Konfigurationen mit dem porösen Schaumstoffmaterial PPI 10 zeigt sich, je dicker die poröse Schicht ist, desto stärker reduziert sich der Widerstandskoeffizient, siehe Abb. 5.7. Verglichen mit dem Ergebnis des Referenzzylinders findet eine Reduktion von 13,2 % bei einer Schichtstärke von $d_M = 10$ mm und eine Reduktion von 7,7 % bei einer Schichtstärke von $d_M = 5$ mm statt. Für die beiden Schaumstoffmaterialien PPI 20 (Abb. 5.8) und PPI 30 (Abb. 5.9) ist der Widerstandsreduktionseffekt nahezu derselbe: Mit zunehmender Schichtdicke nimmt die Widerstandsreduktion im betrachteten Re-Zahlbereich zu. Die entsprechenden Kurvenverläufe in Abb. 5.7 bis 5.9 unterscheiden sich nur geringfügig, zeigen jedoch klar den Trend der reduzierten c_d -Werte mit zunehmender Schichtstärke. Die Abweichung der Kurvenverläufe für eine konstante Schichtstärke und variierender Porosität beträgt lediglich ca. 2-3 %. Dies zeigt nochmals, dass der Grad der Porosität des Schaumstoffmaterials von zweiter Wichtigkeit ist und die Dicke der porösen Schicht den c_d -Wert stärker beeinflusst.

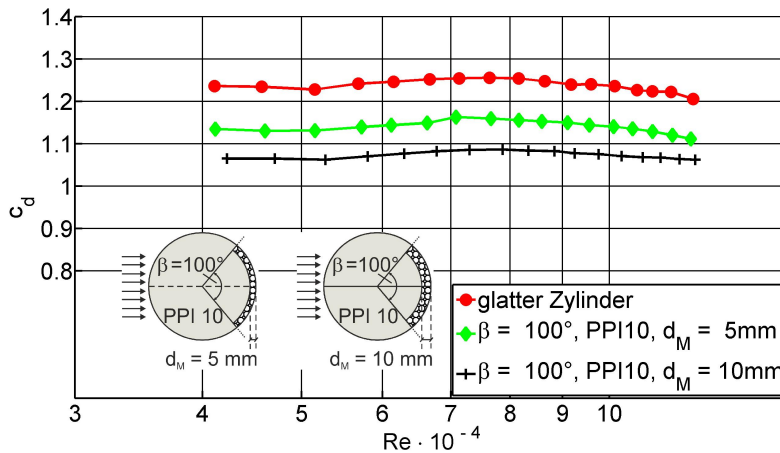


Abbildung 5.7.: Widerstandskoeffizient c_d der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, konstantem PPI 10 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.

5. Strömungswiderstandskraft von leeseitig, porös ummantelten Kreiszyllindern

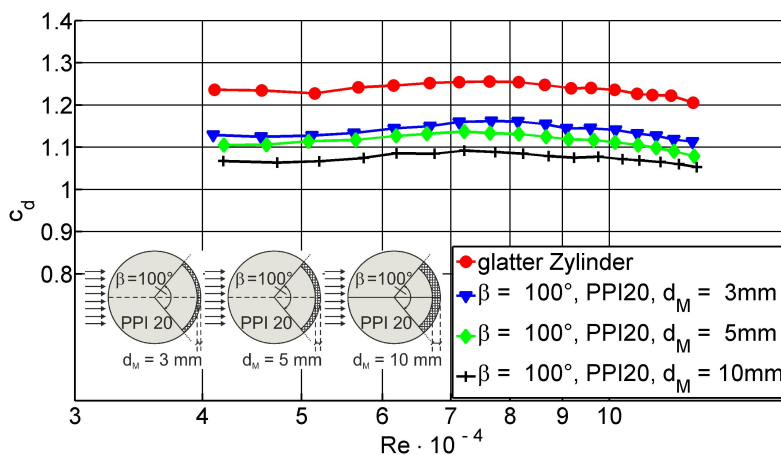


Abbildung 5.8.: Widerstandskoeffizient c_d der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, konstantem PPI 20 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.

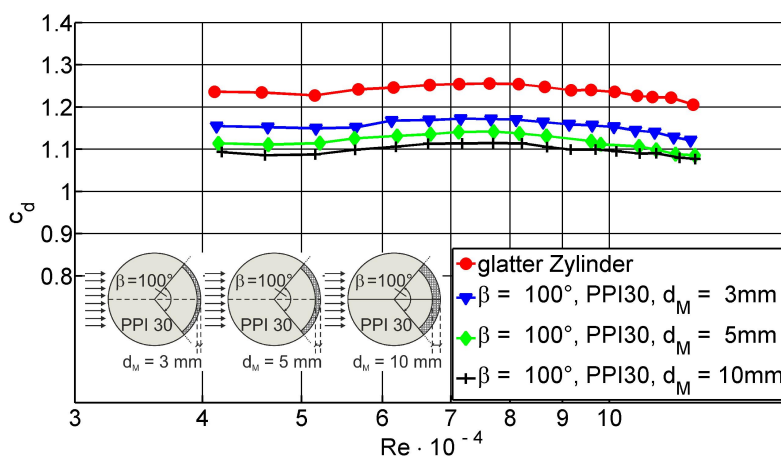


Abbildung 5.9.: Widerstandskoeffizient c_d der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, konstantem PPI 30 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.

5.4. Gemittelter Widerstandsbeiwert über den betrachteten Re-Zahlbereich bei variierendem Ummantelungswinkel

Die gemessenen Kurven der c_d -Koeffizienten der Zylinder mit einer leeseitigen, porösen Schicht in Abb. 5.4 bis 5.9 zeigen einen nahezu konstanten Verlauf für den betrachteten Re-Zahlbereich. Dies ermöglicht es, die Koeffizienten über die Re-Zahlen zu mitteln. Dies bedeutet, dass die ermittelten Kurven des Widerstandskoeffizienten zu einem einzigen Wert zusammenfallen. Diese über der Re-Zahl gemittelten c_d -Koeffizienten so wie ihre Abweichung vom glatten Referenzzylinder sind Tabelle 5.2 zu entnehmen. Der über der Re-Zahl gemittelte

Konfiguration $\beta = 100^\circ$	$\overline{c_d}$	Abweichung vom Referenzzylinder [%]
Referenzzylinder	1,24	-
PPI 10, $d_M = 5$ mm	1,14	7,7
PPI 10, $d_M = 10$ mm	1,07	13,2
PPI 20, $d_M = 3$ mm	1,14	7,7
PPI 20, $d_M = 5$ mm	1,12	9,8
PPI 20, $d_M = 10$ mm	1,07	13,1
PPI 30, $d_M = 3$ mm	1,15	6,6
PPI 30, $d_M = 5$ mm	1,11	9,5
PPI 30, $d_M = 10$ mm	1,09	11,2

Tabelle 5.2.: Widerstandskoeffizient c_d gemittelt über dem betrachteten Re-Zahlbereich und Abweichung vom Referenzzylinder für die Konfiguration $\beta = 100^\circ$.

Widerstandskoeffizient lässt sich für den gemessenen Geschwindigkeitsbereich (mit $i = 1 - 17$ Geschwindigkeiten) wie folgt bestimmen:

$$\overline{c_d} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n c_{d_i} \quad (5.1)$$

Die Abweichung zum über der Re-Zahl gemittelten Koeffizienten des Referenzzylinders wird angegeben mit:

$$\Delta \overline{c_d} = \frac{|\overline{c_{dconfig}} - \overline{c_{dref}}|}{\overline{c_{dref}}} \cdot 100[\%] \quad (5.2)$$

Die bisher dargestellten Ergebnisse beziehen sich auf einen konstanten Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$. Neben diesem Ummantelungswinkel wurden auch noch weitere Ummantelungswinkel von $\beta = 40^\circ - 160^\circ$ untersucht, siehe Tabelle

5. Strömungswiderstandskraft von leeseitig, porös ummantelten Kreiszyllindern

3.1. Die Berechnung eines über die Re-Zahl gemittelten c_d -Koeffizienten erlaubt eine übersichtliche Darstellung in Abhängigkeit des Ummantelungswinkels β . Dies ist in Abb. 5.10 und 5.11 illustriert.

5.4.1. Variation des Ummantelungswinkels und der porösen Schichtstärke

In Abb. 5.10 (a-c) sind die jeweils über der Re-Zahl gemittelten c_d -Koeffizienten für die Ummantelungswinkel $\beta = 40^\circ - 160^\circ$ bei konstanter Porosität dargestellt. In Abb. 5.11 (a-c) sind ebenfalls die gemittelten Widerstandskoeffizienten für dieselben Ummantelungswinkel, jedoch für eine konstante poröse Schichtstärke illustriert. Der Widerstandskoeffizient c_d beim Ummantelungswinkel $\beta = 0^\circ$ entspricht dem des glatten Referenzzyllinders ohne Ummantelung. Eine deutliche Tendenz ist für alle Ummantelungswinkel erkennbar: Je größer die Schichtstärke ist, desto stärker ist die Reduktion des Widerstandskoeffizienten. Der Unterschied des Widerstands zwischen den drei Schichtstärken ist vom Ummantelungswinkel abhängig. Die größte Reduktion zeigt sich dabei für einen Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$. Abb. 5.10 a, b und c zeigt, dass bereits bei einem Ummantelungswinkel von $\beta = 40^\circ$ der Widerstandskoeffizient reduziert wird. Die Schichtstärke hingegen zeigt keinen Einfluss bei $\beta = 40^\circ$. Beinahe alle Werte fallen hier auf einen Wert zusammen, unabhängig von der Schichtstärke. Signifikante Unterschiede existieren bei der Variation der Schichtstärke und einem Ummantelungswinkel $\beta \geq 70^\circ$. Vergleicht man die Ergebnisse in Abb. 5.10 a, so ist erkennbar, dass bei einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$ der Widerstandskoeffizient der beiden Schichtstärken von $d_M = 5 \text{ mm}$ und $d_M = 10 \text{ mm}$ auf einen c_d -Wert ähnlich wie bei $\beta = 40^\circ$ zusammenfallen. Die Variation der Schichtstärke verliert offensichtlich ihren Einfluss für Ummantelungswinkel $\beta \geq 160^\circ$ bei dieser Porosität (PPI 10). Dies unterscheidet sich von den Ergebnissen in Abb. 5.10 b (PPI 20) und c (PPI 30). Hier existieren Widerstandsreduktionen für $\beta = 160^\circ$ und unterschiedlichen Schichtstärken. Abschließend lässt sich aus Abb. 5.10 ableiten, dass die Variation des Ummantelungswinkel und der Schichtstärke ausschlaggebend ist für den Reduktionseffekt. In diesem Zusammenhang sei hinzugefügt, dass die Experimente und die daraus resultierenden Ergebnisse für die ausgewählten Ummantelungswinkel ($\beta = 40^\circ, 70^\circ, 100^\circ$ und 160°) durchgeführt wurden. Der bezeichnete Optimumswinkel von $\beta = 100^\circ$ zur Widerstandsreduktion könnte etwas ungenau sein. Ungenau bedeutet in diesem Sinne, dass der optimale Winkel zum Beispiel bei $\beta = 95^\circ$ oder $\beta = 110^\circ$ liegen könnte. Jedoch erfolgte für die letzteren genannten Winkel keine Messungen.

5.4. Gemittelter Widerstandsbeiwert über dem Re-Zahlbereich

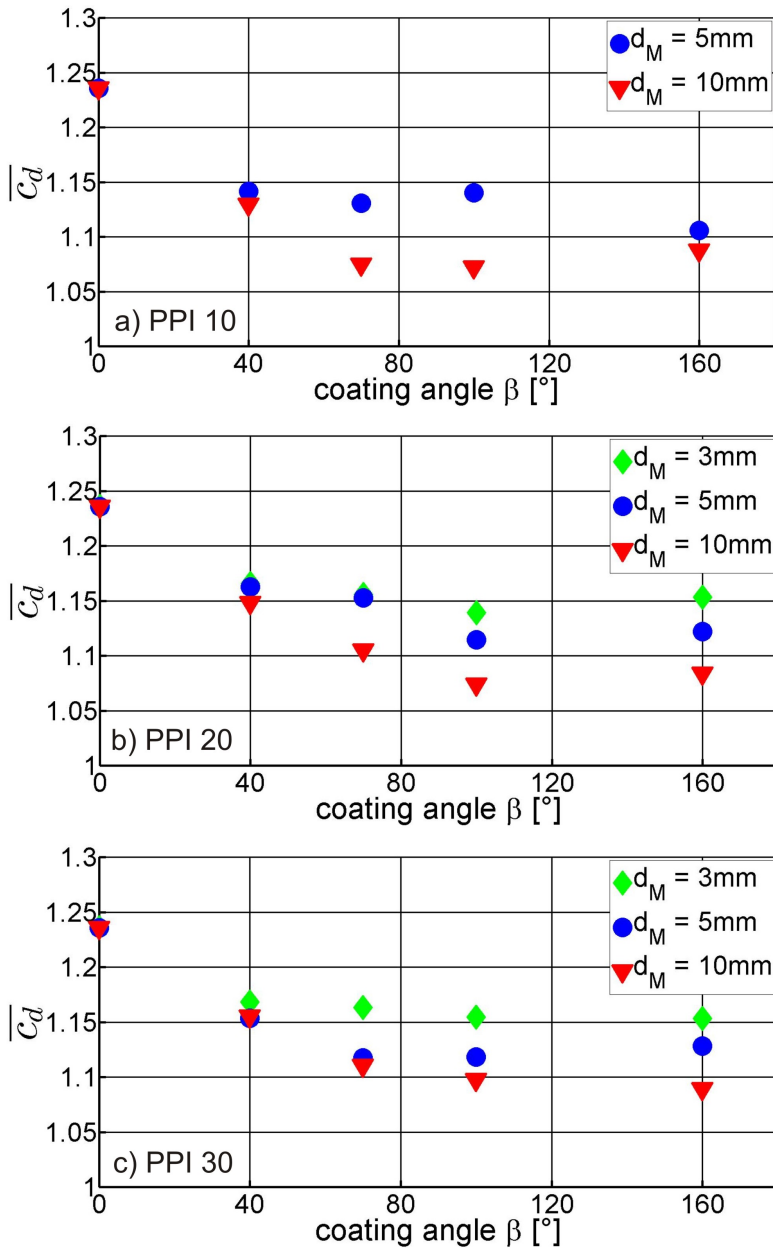


Abbildung 5.10.: Widerstandskoeffizient $\overline{C_d}$ mit konstanter Porosität dargestellt über dem variierendem Ummantelungswinkel a) PPI 10, b) PPI 20, c) PPI 30

5. Strömungswiderstandskraft von leeseitig, porös ummantelten Kreiszyllindern

5.4.2. Variation des Ummantelungswinkels und der Porosität

Die Ergebnisse in Abb. 5.11 a – c können ebenfalls auf diese Weise grafisch dargestellt werden, dass die Schichtstärke konstant ist und die Porosität variiert. Diese Abbildungen zeigen einen sehr geringen Einfluss der variierenden Porengröße auf den Widerstandsreduktionseffekt. Die Ergebnisse der dünnen Schicht von $d_M = 3$ mm unterscheiden sich nur minimal bei variierenden Ummantelungswinkeln, siehe Abb. 5.11 a. Verglichen dazu zeigen Abb. 5.11 b und c einen größeren Effekt der Widerstandsreduktion für die unterschiedlichen Poren. Auch hier kann man den Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$ als optimal bezüglich des Widerstandsreduktionseffekts aus der Kombination aller Parameter identifizieren. Aus Abb. 5.10 b ist ersichtlich, dass bei einer porösen Schicht von $d_M = 10$ mm und einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$ schon eine beachtliche Reduktion des Widerstandskoeffizienten stattfindet.

5.5. Reproduzierbarkeit der Ergebnisse

Die Ergebnisse der Kraftmessungen im Windkanal unterscheiden sich für die untersuchten Konfiguration in manchen Fällen nur geringfügig. Um zu überprüfen, ob diese geringen Unterschiede eindeutig gemessen werden können und nicht auf Messungenauigkeiten der Kraftwaage zurückzuführen sind, wurde die Reproduzierbarkeit der Messungen untersucht. Kraftmessungen werden für jede Konfiguration an verschiedenen Tagen während der Messperiode wiederholt. Dabei wird sichergestellt, dass ein Zylinder vor jeder Messung erneut in den Windkanal eingebaut wird. In Abb. 5.12 sind zwei Beispiele von Kraftmessungen der getesteten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, einer Schichtstärke von $d_M = 10$ mm und einer PPI 10 Porosität an zwei unterschiedlichen Tagen dargestellt. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass die Ergebnisse sehr gut reproduziert werden können. Die beiden Verläufe sind deckungsgleich und die Abweichung der jeweiligen Widerstandskoeffizienten beträgt weniger als 0,15 %. Die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse ist somit gewährleistet.

5.5. Reproduzierbarkeit der Ergebnisse

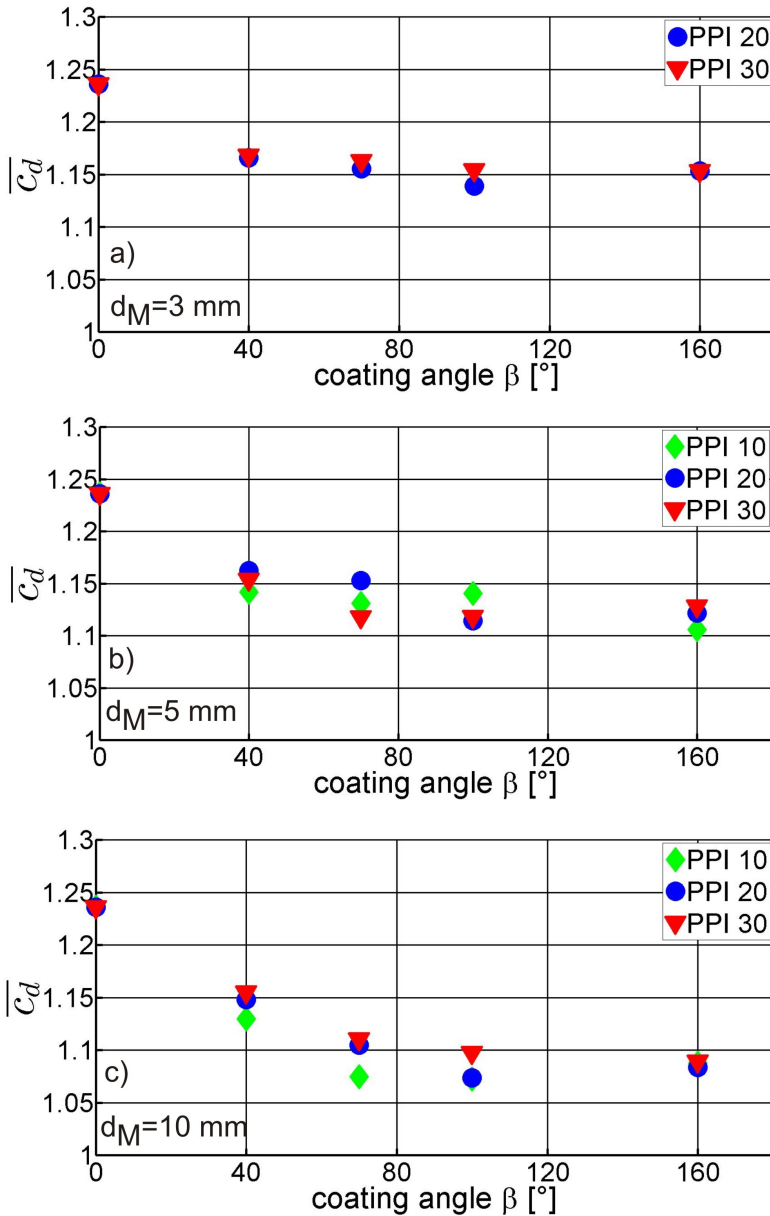


Abbildung 5.11.: Widerstandskoeffizient $\overline{C_d}$ mit konstanter Schichtstärke dargestellt über dem variierendem Ummantelungswinkel a) $d_M = 3$ mm, b) $d_M = 5$ mm, c) $d_M = 10$ mm.

5. Strömungswiderstandskraft von leeseitig, porös ummantelten Kreiszylindern

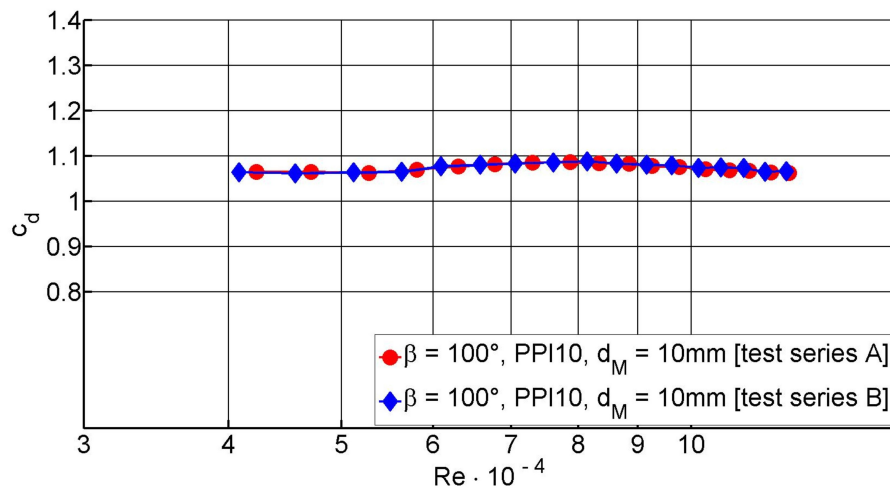


Abbildung 5.12.: Reproduzierbarkeit der Widerstandsmessungen für die Zylinderkonfiguration $\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm.

6. Ergebnisse der Druckmessungen

6.1. Druckverteilung entlang des Zylinderumfangs

In Abb. 6.1 werden die ermittelten zeitlich gemittelten Druckkoeffizienten $\overline{c_p}$ entlang des halben Zylinderumfangs ($0^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$) für die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, $d_M = 10$ mm und PPI 10) mit denen des glatten Referenzzylinders verglichen. Die Druckverteilung beider Zylinder ist auf der Luvseite bis zu einem Umfangswinkel von $\phi = 60^\circ$ nahezu kongruent. Ab diesem Bereich erhöht sich der Druck bzw. verringert sich der Unterdruck bei der Zylinderkonfiguration mit leeseitig integrierter, poröser Schicht im Vergleich zum glatten Referenzzylinder. Im Bereich der porösen Schicht ($\phi \geq 130^\circ$) kann eine mittlere Druckerhöhung bis zu ca. 29 % gemessen werden. Es wird zudem deutlich, dass die leeseitige, poröse Schicht den Druck zusätzlich stromauf der porösen Schicht ($\phi \leq 130^\circ$) beeinflusst. Der Druck bleibt auch im Lee ($85^\circ \leq \phi \leq 130^\circ$), also außerhalb der porösen Schicht, nahezu konstant. Der Druckverlauf des glatten Referenzzylinders hingegen reduziert sich ab $\phi \geq 130^\circ$, bzw. der Unterdruck vergrößert sich.

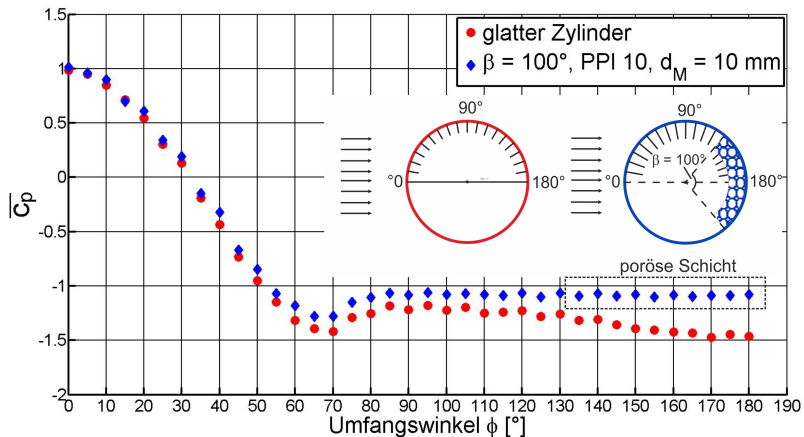


Abbildung 6.1.: Ermittelte Druckkoeffizienten $\overline{c_p}$ für den glatten Referenzzylinder und der Zylinderkonfiguration $\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm; $Re = 6,4 \cdot 10^4$.

6. Ergebnisse der Druckmessungen

In Abb. 6.2 sind Versuchsergebnisse von Roshko (1954) dargestellt. Dieser vergleicht unter anderem die Druckverteilung entlang der Oberfläche eines glatten Zylinders mit der Druckverteilung entlang der Oberfläche eines glatten Zylinders mit angeordneter Splitter Plate im Nachlaufbereich. Vergleicht man die Ergebnisse aus Abb. 6.2 für die \bar{c}_p -Verteilung des Kreiszylinders mit angeordneter Splitter Plate im Nachlauf so ist eine gewisse Ähnlichkeit der \bar{c}_p -Verläufe mit denen aus Abb. 6.1 festzustellen. Roshko (1954, 1961) zeigt in seinen experimentellen Untersuchungen eine Erhöhung des Druckes im Leebereich. Die Ursache des Druckanstiegs bzw. der Verminderung des Unterdrucks liegt darin, dass in das Nahfeld eine Platte eingefügt wurde. Diese sorgt dafür, dass die Interaktion der beiden Scherschichten verzögert und dadurch die Wirbelbildung verhindert wird.

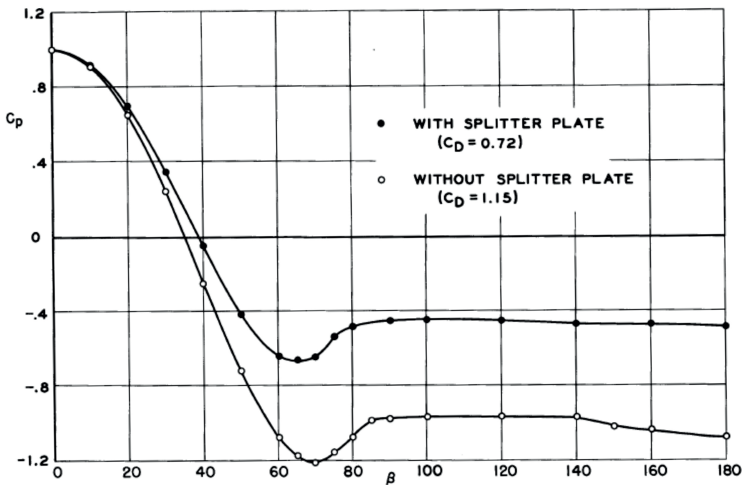


Abbildung 6.2.: Ergebnisse der experimentellen Untersuchung von Roshko 1954. Vergleich der Druckverteilung um einen Kreiszylinder mit und ohne Splitter Plate im Nachlauf für $Re = 1,5 \cdot 10^4$.

Überträgt man die gewonnenen Erkenntnisse auf das vorliegende Ergebnis, so zeigt sich, dass die poröse Schicht die Wirbelbildung deutlich beeinflusst. In Abb. 6.3 sind die jeweiligen Standardabweichungen des glatten Zylinders und der Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, $d_M = 10$ mm) zusätzlich zum zeitlich gemittelten \bar{c}_p Koeffizient grafisch dargestellt. Darin wird der Unterschied zwischen den Konfigurationen noch deutlicher. Bei der Zylinderkonfiguration mit porös integrierter Schicht zeigt sich eine klare Reduktion der Standardabweichungen über den gesamten Verlauf im Vergleich zum glatten Referenzzylinder. Der reduzierende Effekt der Standardabweichun-

6.1. Druckverteilung entlang des Zylinderumfangs

gen fällt im Bereich der porösen Schicht ($\phi \geq 130^\circ$) am größten aus. Dies ist etwas detaillierter Abb. 6.4 zu entnehmen. Hier sind die Standardabweichungen des jeweiligen Druckkoeffizienten c'_p über dem Umfangswinkel des glatten Zylinders, der Konfiguration mit poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, $d_M = 10$ mm), sowie aus den Daten von Nishimura & Goto (2010) aufgetragen. Der Vergleich mit den Literaturdaten von Nishimura & Goto (2010) zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem untersuchten Referenzfall. Zwei Peaks in der Verteilung des c'_p -Koeffizienten des glatten Zylinders sind erkennbar. Der größere Peak ist deckungsgleich mit den Literaturdaten bei einem Umfangswinkel von $\phi = 75^\circ$. Der zweite, etwas geringere Peak ist im Leebereich identifizierbar. Dieser steht mit der Wirbelbildung und Wirbelablösung in Zusammenhang, siehe West & Apelt (1982). Der Verlauf des fluktuierenden Druckkoeffizienten c'_p des porös ummantelten Zylinders zeigt im Vergleich zum Referenzzylinder eine signifikante Verringerung. Hier zeigt sich erneut, dass die Reduktion im Bereich der porösen Schicht ($\phi \geq 130^\circ$) am größten ist. Die Neigung der Kurve entlang des Umfangswinkels ist vom Staupunkt aus ($\phi = 0^\circ$) für den c'_p Koeffizienten des Zylinders mit poröser, leeseitiger Schicht insgesamt flacher. Außerdem lässt sich kein dominanter Peak im Verlauf des c'_p -Koeffizienten auf der Leeseite feststellen. Die Kurve verläuft vielmehr mit einem leichten Anstieg bis zum Maximalwert und fällt danach mit monotoner Steigung ab. Im Bereich der porösen Schicht ($\phi \geq 130^\circ$) zeigt sich im Vergleich zum glatten Zylinder eine Homogenisierung. Hier fällt der c'_p Koeffizient mit etwas stärkerer Steigung ab, jedoch ist kein weiterer Maximalwert im Vergleich zum glatten Zylinder erkennbar. Der Bereich der Strömungsablösung von der Zylinderwand befindet sich bei beiden Zylindern bei einem Umfangswinkel von ca. $\phi = 75^\circ$. Der Bereich des Ablösewinkels wird an der Stelle bestimmt, an der die Standardabweichung des Druckkoeffizienten maximal ist, siehe West & Apelt (1982).

Anhand dieser Ergebnisse zeigt sich, dass im Nahfeld des porös ummantelten Zylinders eine Regularisierung der sich ablösenden Wirbel, ähnlich zum Effekt der auf der Leeseite angebrachten Splitter Plate nach Roshko (1954), stattfindet. Die leeseitige, poröse Beschichtung führt zu einer drastischen Reduktion der Druckschwankungen und somit zu einer regelmäßigeren Umströmung an der Zylinderrückseite. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Price (1956) und Wong (1979) für umlattete Zylindermodelle. Obwohl Abb. 6.1 einen charakteristisch ähnlichen Verlauf der $\overline{c_p}$ -Werte zu dem von Roshko (1954, 1961) aufzeigt, zeigt die Analyse des Spektrums der Druckschwankungen im nachfolgenden Kapitel 6.2 ein konträres Ergebnis zu den Resultaten der unterdrückten Wirbelablösung und einem nicht identifizierbaren Peak im Spektrum von Roshko (1961).

6. Ergebnisse der Druckmessungen

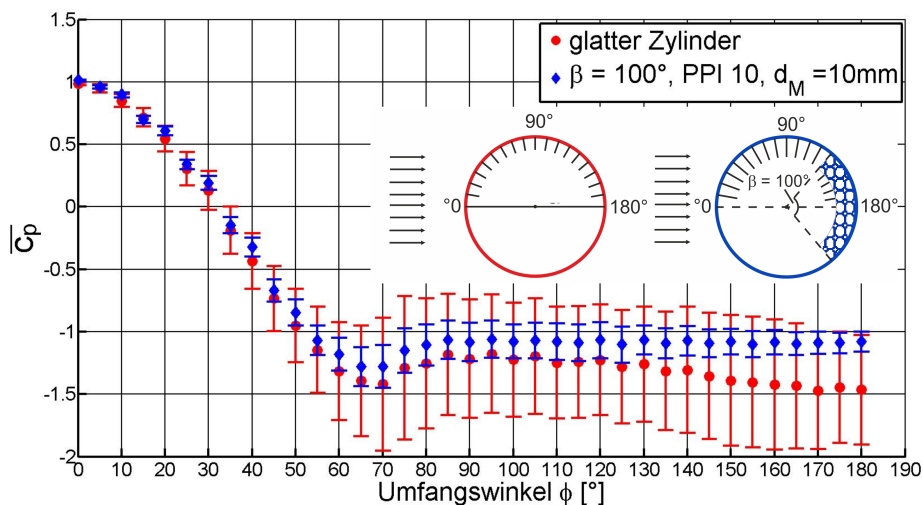


Abbildung 6.3.: Druckkoeffizient \bar{c}_p mit Standardabweichung (vertikale Striche) für den glatten Zylinder und den glatten Zylinder mit poröser, leeseitiger Schicht ($\beta = 100^\circ$, $d_M = 10\text{ mm}$), $Re = 6,4 \cdot 10^4$.

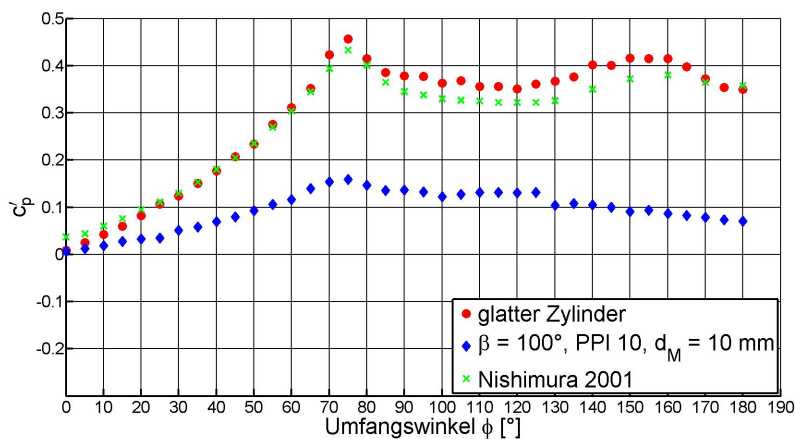


Abbildung 6.4.: Standardabweichung des Druckkoeffizienten c'_p für den glatten Zylinder und den glatten Zylinder mit leeseitiger poröser Schicht bei $u = 14,4\text{ m/s}$.

6.2. Wirbelablösefrequenzen

Aus der Zeitreihe der Druckmessungen wird mit Hilfe der Fast Fourier Transformation (FFT) das Amplitudenspektrum der Druckschwankungen für beide Modelle bestimmt. In Abb. 6.5 ist das Ergebnis der FFT des glatten Referenzzylinders und der Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, $d_M = 10$ mm) in Abhängigkeit der Frequenz dargestellt. Die Zeitreihe in unmittelbarer Nähe der Strömungsablösung (Zeitreihe bei $\phi = 80^\circ$) wird herangezogen, um Aussagen über die Wirbelablösefrequenz zu treffen. Die Fourier Analyse zeigt, dass für beide Konfigurationen mit und ohne poröser Ummantelung ein dominanter Peak gleicher Größenordnung im Vergleich zu den umgebenden Amplituden erkennbar ist. Die Wirbelablösefrequenz zeichnet sich sowohl für den Referenzzylinder, siehe Abb. 6.5(a), als auch für den Zylinder mit poröser Beschichtung, siehe Abb. 6.5(b), als klare Spitze im Spektrum ab. Vergleicht man beide Spektren, zeigt sich, dass sich die Wirbelablösefrequenz für den Zylinder mit einer porösen Schicht im Lee im Vergleich zum glatten Referenzzylinder von 39,3 Hz auf 43,1 Hz erhöht. Dies entspricht einer Strouhal Zahl von $St = 0,19$ für den glatten und $St = 0,21$ für den leeseitig, porös ummantelten Zylinder.

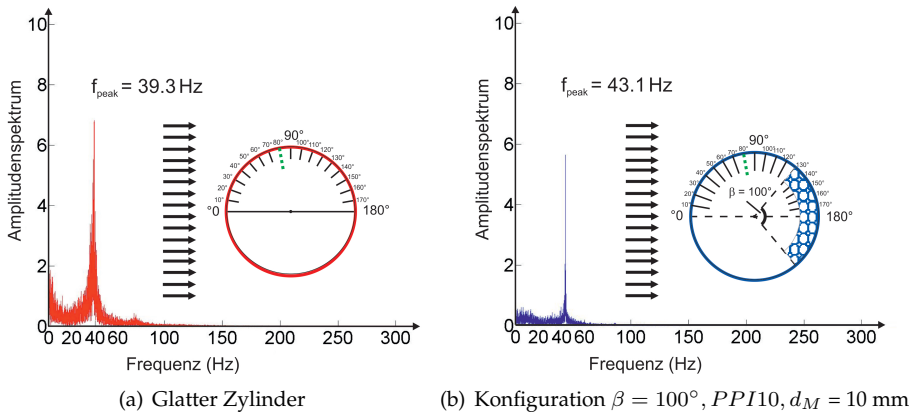


Abbildung 6.5.: Amplitudenspektrum der Druckschwankungen bei $\phi = 80^\circ$, $Re = 6,4 \cdot 10^4$.

6. Ergebnisse der Druckmessungen

6.3. Vergleich der Druckmessungen unterhalb und an der Oberfläche des porösen Materials

Um auszuschließen, dass der poröse Schaumstoff die Druckmessungen unterhalb des Materials verfälscht, werden zusätzliche Untersuchungen durchgeführt. Hierfür werden einzelne Druckmessstellen mit sogenannten "Tubes" versehen. Hierbei handelt es sich um Messingröhrchen, die exakt auf der Höhe des Zylinderradius abschließen und sich somit an der Oberfläche des porösen Materials befinden.

In Abb. 6.6 werden die Ergebnisse der Druckmessungen für die Messstellen unterhalb des porösen Schaumstoffes mit denen der an der Oberfläche abschließenden Messstellen verglichen. Die Ergebnisse zeigen nahezu keine Unterschiede für den gemittelten Druckbeiwert \bar{c}_p . Ebenfalls nur sehr geringe Unterschiede sind für die Standardabweichung erkennbar (in Abb. 6.6 als Balken dargestellt). Es spielt somit keine Rolle, ob der Druck unterhalb oder an der Oberfläche des porösen Materials gemessen wird.

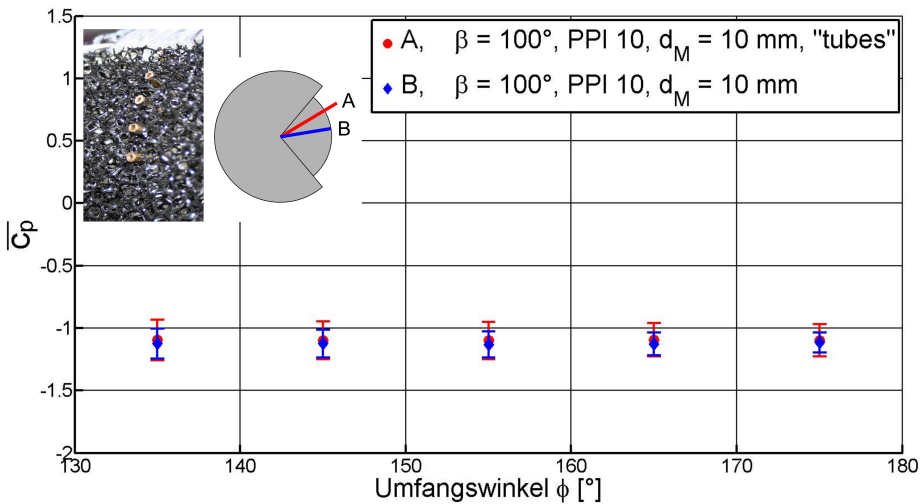


Abbildung 6.6.: Vergleich der Druckmessungen unterhalb des porösen Materials mit den Druckmessungen an der Oberfläche des porösen Schaumstoffs.

6.4. Einfluss der Oberflächenrauigkeit des porösen Schaumstoffs

Um den Anteil der Rauigkeit des porösen Materials an den vorab dargestellten Ergebnissen (reduzierter Widerstand, Anstieg des Drucks) zu beziffern, wird zunächst eine Abschätzung für eine dem porösen Material entsprechenden Sandrauigkeit vorgenommen. Hierfür wurde das Schichtmaterial mit der größten Oberflächenrauigkeit, PPI 10, herangezogen. Die mittlere Porengröße des PPI 10 Schaumstoffs beträgt $d_{PPI10} = 2,54$ mm. Die charakteristische Eigenschaft einer Grenzfläche des porösen Schaumstoffes ist, im Unterschied zu einer rauen Oberfläche und damit im Vergleich zu undurchlässigen, rauen Schichten, dass das Fluid durch die Grenzfläche hindurchströmen kann. Wenn es möglich wäre, die dünnstmögliche Schicht des PPI10 Materials zu fertigen müsste die Anordnung in der Art sein, dass sich eine Pore direkt neben der anderen Pore befindet. Für diesen Fall würde die Schichtstärke d_M dem Porendurchmesser $d_{PPI10} = 2,54$ mm entsprechen. Um diese Bedingung einer Strömung im Inneren der Schicht zu erfüllen, gilt für die Rauigkeitshöhe: $h_r < d_{PPI10}$. Kuznetsov & Becker (2004) empfehlen für die Simulation der Oberflächenrauigkeit einer porösen Grenzfläche eine Sandrauigkeitshöhe vom halben Porendurchmesser. Dies entspricht hier $h_r = d_{PPI10}/2 = 1,27$ mm.

Die Oberfläche des PPI 10 Schaumstoffs mit seiner Höhe der Rauigkeit von $h_r = 1,27$ mm wird als sehr raue Oberfläche eingestuft. Wie bereits in Kapitel 3.4 erläutert, erfolgt die Implementierung der rauen Oberfläche auf der Leeseite des Zylinders mit Hilfe von Sandpapier mit unterschiedlichen Höhen der Rauigkeiten. Beim Vergleich der verschiedenen Sandpapiere sind nahezu keine Unterschiede in den Ergebnissen der Druckmessung zu erkennen, siehe Abbildung 6.7 oben. Verglichen mit dem glatten Referenzzylinder und mit der Konfiguration mit einer leeseitigen integrierten porösen Schicht entspricht der Verlauf der Druckverteilung entlang des Zylinderumfangs für die Konfiguration mit einer rauen Leeseite nahezu dem des glatten Referenzzylinders, siehe Abb. 6.7 unten. Lediglich im Bereich der rauen Oberfläche ist ein leichter Druckanstieg im Vergleich zum glatten Zylinder detektierbar. Für die Konfiguration mit einer leeseitigen porösen Schicht zeigt sich zusätzlich zum Anstieg im Bereich der porösen Schicht, dass der Anstieg des Drucks schon viel weiter stromauf von diesem Bereich beginnt.

Der Anteil der Druckkraft innerhalb des modifizierten leeseitigen Bereichs (für $\phi > 130^\circ$) ist in Tabelle 6.1 dargestellt. Hierfür wird die Widerstandskraft aus dem integrierten Druckanteil für einen Bereich $135^\circ \leq \phi \leq 175^\circ$ berechnet. Im Vergleich zum Referenzzylinder nimmt die anteilige Druckkraft aufgrund einer rauen Leeseite um 6,7 % ab. Hingegen führt eine poröse Ummantelung zu einer deutlich größeren Abnahme der anteiligen Druckkraft. Die Reduktion kann mit

6. Ergebnisse der Druckmessungen

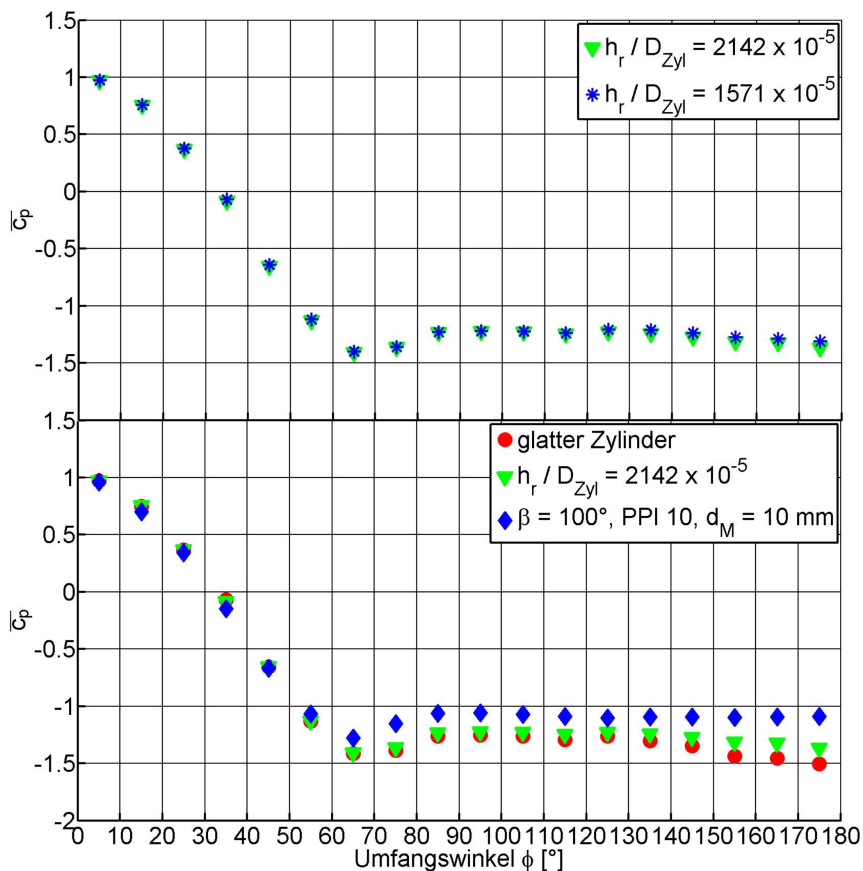


Abbildung 6.7.: Druckbeiwert der getesteten, äquivalenten Sandrauigkeiten (oben). Vergleich der \bar{c}_p -Werte zwischen dem glatten Zylinder, der Konfiguration $\beta = 100^\circ$, PPI 10 und $d_M = 10$ mm und Konfiguration mit einer rauen Oberfläche, $h_r / D_{Zyl} = 2142 \times 10^{-5}$ (unten).

bis zu 18,9 % angegeben werden. Dies zeigt, dass sich mit rauer werdender leeseitiger Oberfläche zwar eine gewisse Widerstandsreduktion einstellt. Dieser Effekt ist allerdings nicht alleinig für die gemessene Widerstandsreduktion von leeseitig porös ummantelten Kreiszylindern verantwortlich, da mit zusätzlicher Porosität eine deutlich größere Widerstandsreduktion erreicht werden kann.

6.4. Einfluss der Oberflächenrauigkeit des porösen Schaumstoffs

$\overline{F_p}$ [N]	glatt	raue, leeseitige Oberfläche ($h_r \leq 1.5mm, \beta = 100^\circ$)	poröse, leeseitige Oberfläche (PPI 10, $\beta = 100^\circ$)
$\int_{135^\circ}^{175^\circ} (\overline{p} \cos(\phi)) r_0 d\phi$	3.44	3.21	2.79

Tabelle 6.1.: Anteil der Druckkraft innerhalb des modifizierten Bereichs für $\phi > 130^\circ$ (für den Bereich einer rauen Oberfläche und den Bereich mit der porösen Schicht) im Vergleich mit dem glatten Zylinder.

7. Analyse des Strömungsfelds

7.1. Zeitlich gemitteltes Strömungsfeld

Die TR-PIV-Messungen zur Strömungsfeldanalyse werden bei einer ungestörten, mittleren Anströmgeschwindigkeit von $u_\infty = 6 \text{ m/s}$ durchgeführt. Dies entspricht einer Re-Zahl von $Re = 3 \cdot 10^4$.

Obwohl die zeitliche Mittelung einer instationären Strömung eine Art künstliches Konstrukt darstellt, da die Strömung in Realität so nicht vorliegt, dient es als sehr nützliches analytisches Hilfsmittel. Das zeitgemittelte Strömungsfeld kann als Basisströmung aufgefasst werden, der die Bewegung der Wirbelstrukturen überlagert ist.

Neben dem glatten Referenzzylinder wird zum einen bei konstanter Schichtstärke ($d_M = 10 \text{ mm}$) der Ummantelungswinkel mit $\beta = 40^\circ$ und $\beta = 100^\circ$ variiert. Zum anderen gibt es für den konstanten Ummantelungswinkel ($\beta = 100^\circ$) eine Variation der Schichtstärke von $d_M = 5 \text{ mm}$ und $d_M = 10 \text{ mm}$. Als Schaumstoffmaterial wird, wie schon bei den Druckmessungen in Kapitel 6, das grobporige Material PPI 10 verwendet. Die mittels PIV untersuchten Modellkonfigurationen sind in Tabelle 3.1 mit einem Sternchen gekennzeichnet. Die Kraftmessungen haben gezeigt, dass die verschiedenen Porengrößen sich in Bezug auf die Ergebnisse untereinander nur gering unterscheiden, obwohl im Vergleich zum glatten Zylinder eine deutliche Widerstandsverminderung festgestellt wurde. Da die Variation des Ummantelungswinkels und der Schichtstärke einen offensichtlich stärkeren Einfluss auf den Widerstandsbeiwert ausüben, sind die PIV-Messungen auf diese Variationen (Ummantelungswinkel und Schichtstärke) beschränkt, um die große Datenmenge zu limitieren.

Die Anzahl der Bilder pro Messung bzw. je Zylinderkonfiguration beträgt $N = 5000$. Hierbei wird die zeitlich gemittelte Strömungsgröße \bar{s} wie folgt berechnet:

$$\bar{s} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N s_n \quad (7.1)$$

Weder die Druckverteilung noch das Strömungsfeld der beiden untersuchten Zylinderkonfigurationen unterscheiden sich auf der Luvseite erheblich. Die Grenzschicht entlang der Zylinderoberfläche befindet sich im laminaren Strömungszustand. Die Strömungsablösung findet für den glatten Zylinder und der

7. Analyse des Strömungsfelds

Konfiguration mit leeseitiger poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) im selben Bereich bei ca. $\phi = 75^\circ$ statt und ist trotz leeseitiger poröser Schicht unbeeinflusst.

Der Übergang von einem laminaren in einen turbulenten Zustand kann, abhängig von der Re-Zahl, im Nachlauf in der Scherschicht oder in der Grenzschicht stattfinden. Dies bedeutet für größer werdende Re-Zahlen, dass der Übergang entgegen der Strömungsrichtung wandert. Zunächst beginnt die Transition im Nachlauf, wechselt mit weiterem Anstieg der Re-Zahl in die Scherschichten und findet bei einer weiteren Erhöhung der Re-Zahl in der Grenzschicht statt. Im unterkritischen Re-Zahlbereich ist der Nachlauf vollständig turbulent und die Transition findet in den Scherschichten statt, siehe Zdravkovich (1997).

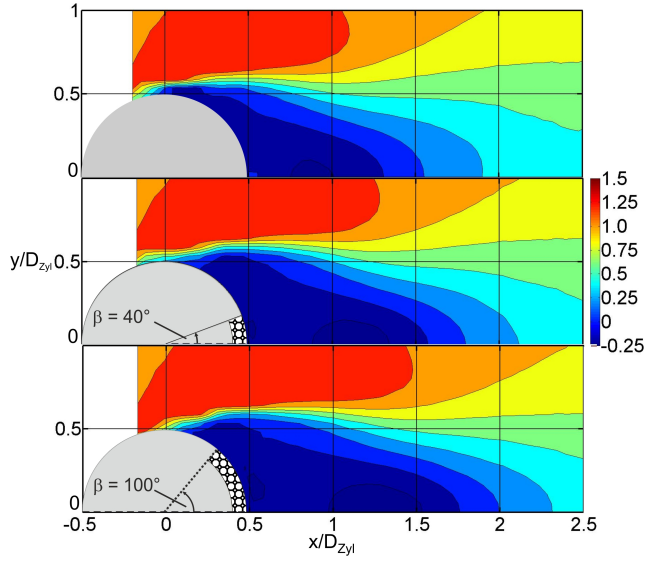
7.1.1. Variation des Ummantelungswinkels

In Abb. 7.1(a) bis 7.4(b) sind die Ergebnisse der zeitlich gemittelten TR-PIV-Messungen für eine Re-Zahl von $Re = 3 \cdot 10^4$ dargestellt. Die Ergebnisse werden mit der Anströmgeschwindigkeit u_∞ normiert. Die dargestellten Kontur-Diagramme zeigen nur die obere Hälfte der Messebene (Mf I), da die zeitlich gemittelte Strömungsstruktur um den Zylinder und im Nachlauf symmetrisch zur horizontalen Linie durch den Staupunkt ist.

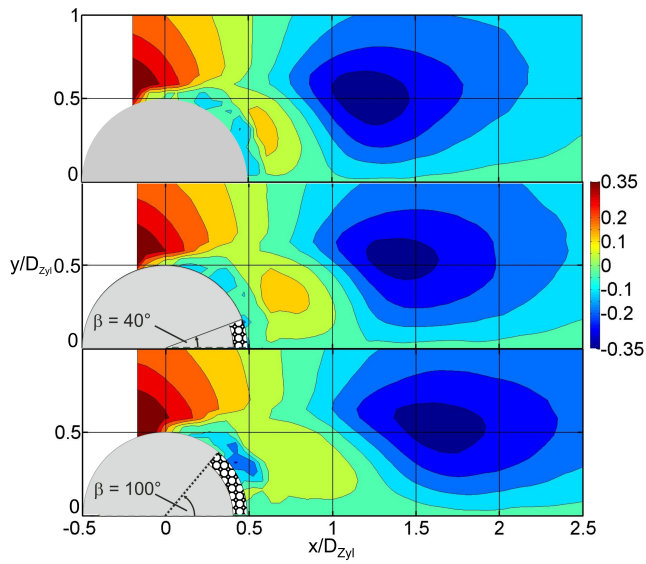
In Abb. 7.1(a) und 7.1(b) sind die mittleren Geschwindigkeitskomponenten u (horizontale Strömungskomponente) und v (vertikale Strömungskomponente) dargestellt. Mit größer werdendem Ummantelungswinkel vergrößert sich zum einen das Gebiet mit niedrigen Geschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung im Nachlauf des Zylinders. Zum anderen kragt der Bereich mit hohen Geschwindigkeiten außerhalb der Scherschicht weiter in den Nachlauf aus, siehe Abb. 7.1(a). Verglichen mit dem glatten Zylinder illustriert Abb. 7.1(b), dass die Topologie der WertepLOTS für die Konfiguration mit leeseitiger poröser Schicht weiter nach stromab verschoben sind. Diese Aussage wird in Abb. 7.2(a) und Abb. 7.2(b) bestätigt. Die Abbildungen stellen die normierten Reynolds-Normalspannungskomponenten $\overline{u'^2}$ und $\overline{v'^2}$ dar. Mit zunehmendem Ummantelungswinkel weisen sie eine nach stromab verschobene Struktur, sowie eine Abnahme in ihrer Stärke auf. An der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,52$ und $y/D_{Zyl} = 0,58$ ist die deutliche Abnahme der Reynolds-Normalspannungskomponente in Strömungsrichtung (u'^2) mit größer werdendem Ummantelungswinkel von 0,33 auf 0,19 ersichtlich.

In Abb. 7.1(b) und 7.2(b) wird deutlich, dass das Aufrollen der Scherschicht bzw. der Wirbelbildungsprozess mit größer werdendem Ummantelungswinkel weiter stromab stattfindet. Außerdem ist ersichtlich, dass die Scherschicht im

7.1. Zeitlich gemittelttes Strömungsfeld



(a) Horizontale Strömungskomponente \bar{u}/u_∞



(b) Vertikale Strömungskomponente \bar{v}/u_∞

Abbildung 7.1.: Zeitlich gemittelte Strömungskomponenten.

7. Analyse des Strömungsfelds

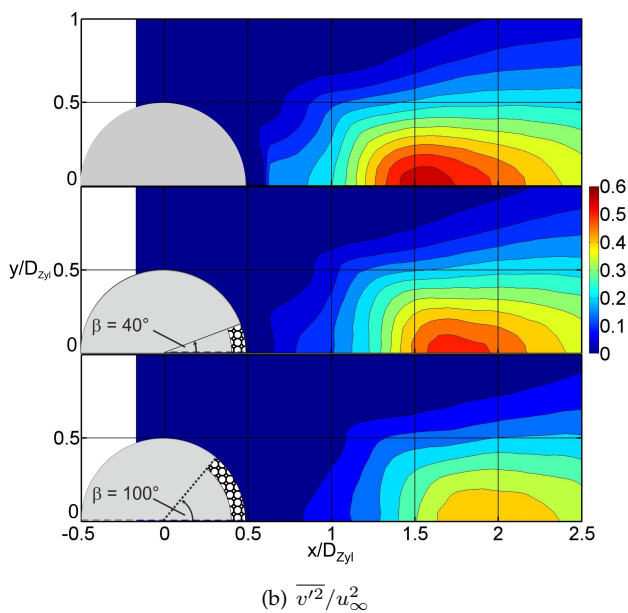
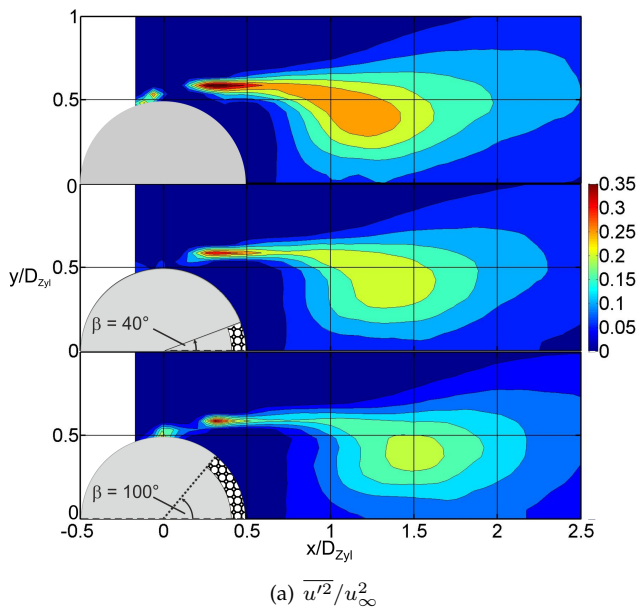


Abbildung 7.2.: Reynolds-Normalspannungskomponenten, horizontal (oben) und vertikal (unten).

7.1. Zeitlich gemitteltes Strömungsfeld

Vergleich zum glatten Referenzzylinder dünner und der Geschwindigkeitsgradient in der Scherschicht steiler wird, siehe Abb. 7.2(a) und Abb. 7.3(a). In Abb. 7.3(a) ist die turbulente kinetische Energie k dargestellt. Hier zeigt sich, dass die leeseitige poröse Schicht die turbulente kinetische Energie in der Scherschicht reduziert. Die Reduktion wird mit zunehmendem Ummantelungswinkel größer. Im Nachlauf ist ebenfalls ein deutlicher Unterschied im Vergleich zum glatten Referenzzylinder erkennbar. Die maximale turbulente kinetische Energie nimmt von $k = 0,5$ (glatter Referenzzylinder) auf $k = 0,4$ (Konfiguration $\beta = 100^\circ$) ab und auch hier ist der Trend zu erkennen, dass sich mit zunehmendem Ummantelungswinkel die turbulente kinetische Energie verringert. Abb. 7.3(b) ist zu entnehmen, dass die Wirbelstärke beim glatten Referenzzylinder im Vergleich zu den Konfigurationen mit leeseitiger poröser Beschichtung schneller zerfällt. In Abb. 7.4 ist die Reynolds-Schubspannungskomponente $\overline{u'v'}$ und der Produktionsterm der turbulenten kinetischen Energie P_k dargestellt. Diese Ergebnisse bekräftigen die Aussage einer weiteren Verschiebung von charakteristischen Strömungsstrukturen nach stromab mit größer werdendem Ummantelungswinkel. Außerdem ist eine deutliche Reduktion der Schubspannungen erkennbar, siehe Abb. 7.4(a). In Abb. 7.4(b) wird sichtbar, dass durch die poröse Schicht auf der Leeseite die Produktion an turbulenter kinetischer Energie im Nachlaufbereich reduziert und weiter nach stromab verschoben wird.

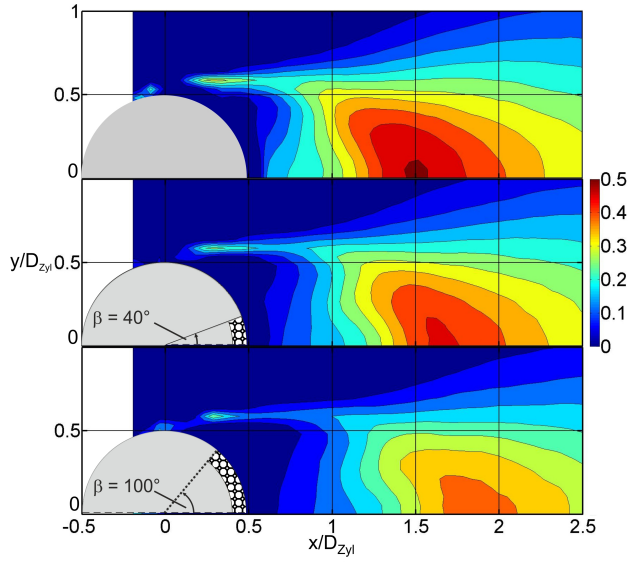
Wie bereits in Kapitel 6.2 gezeigt wurde, erhöht sich die Wirbelablösefrequenz f bei leeseitig porös ummantelten Kreiszyklindern. Die Abb. 7.2(a), 7.3(a) und 7.4(a) zeigen, dass sich die Breite des Nachlaufs im Vergleich zum glatten Zylinder verringert. Diese Resultate sind in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Roshko (1954), welche zeigen, dass im Nachlauf von stumpfen Körpern eine universale St-Zahl mit $St_u = 0,16$ existiert, siehe Kapitel 2.1.1. Das bedeutet für die untersuchten Konfigurationen in dieser Arbeit, dass die Wirbelablösefrequenz größer wird bei kleiner werdender Breite des Nachlaufs. Dies wird durch die Ergebnisse der PIV-Messungen bestätigt.

Die Abb. 7.3(a) und 7.3(b) zeigen, dass die Bildung der Wirbelstraße durch die leeseitige poröse Schicht verzögert bzw. weiter nach stromab verschoben wird. Dies lässt sich ablesen an der Stromabverlagerung der Maximalwerte von turbulenter kinetischer Energie, Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen und Produktionsterm der Turbulenz.

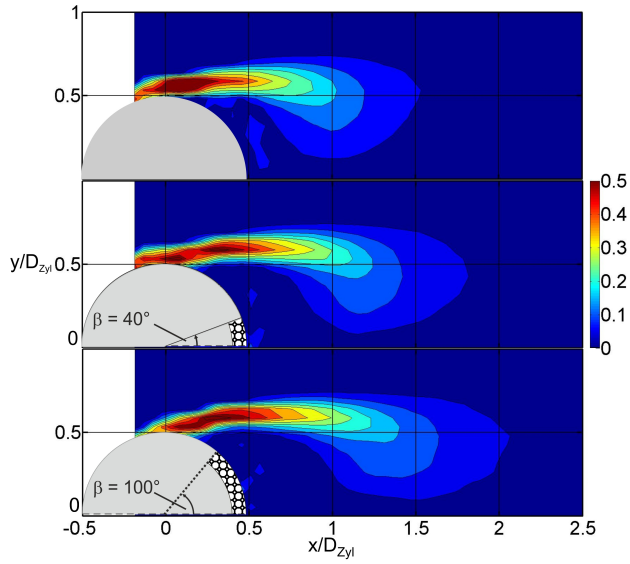
Die zeitlich gemittelten Kontur-Plots des Strömungsfelds um den Zylinder haben somit deutlich gezeigt, dass die leeseitige poröse Schicht sowohl den Nachlauf als auch die Scherschicht beeinflusst.

In Abb. 7.5 ist die maximale Standardabweichung der horizontalen Strömungskomponente über dem Abstand x/D_{Zyl} dargestellt. Die Werte stammen aus dem Bereich innerhalb der Scherschicht. In dieser Abbildung wird die Variation des Ummantelungswinkels β im Vergleich zum glatten Zylinder bei konstanter

7. Analyse des Strömungsfelds



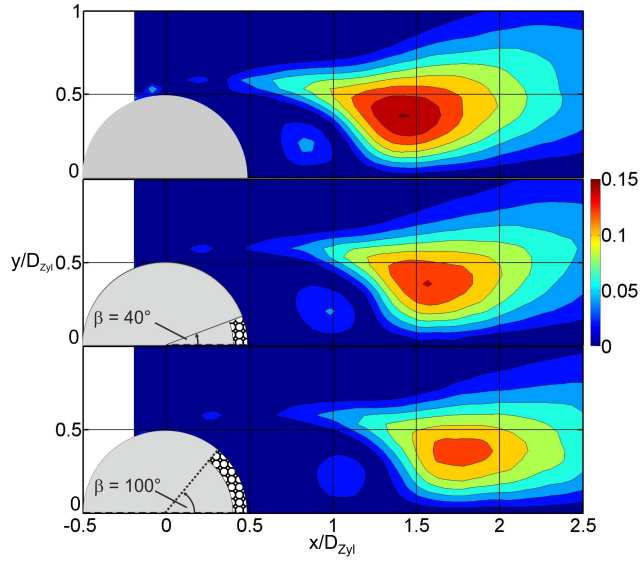
$$(a) k = \frac{3}{4} \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$$



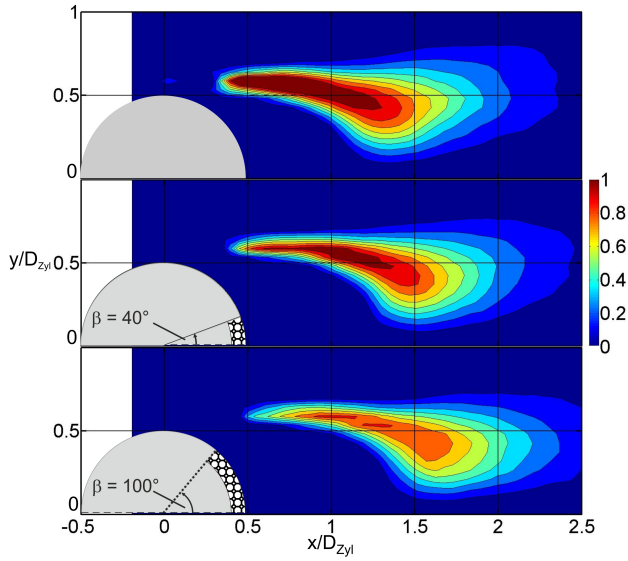
$$(b) |\Omega| = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

Abbildung 7.3.: Turbulente kinetische Energie (oben) und Wirbelstärke (unten).

7.1. Zeitlich gemitteltes Strömungsfeld



(a) $\tau = \overline{u'v'}$



(b) $P_k = -\overline{u'v'} \cdot \frac{d\bar{u}}{dy}$

Abbildung 7.4.: Reynolds-Schubspannungskomponente (oben) und Produktionsterm der turbulenten kinetischen Energie (unten).

7. Analyse des Strömungsfelds

Schichtstärke ($d_M = 10$ mm) und konstantem PPI 10 Schaumstoff aufgezeigt. Es zeigt sich, je größer der Winkel ist, desto geringer sind die maximalen Standardabweichungen. Interessant ist hierbei der Verlauf. Für $0 < x/D_{Zyl} \leq 0,29$ ist die Entwicklung aller Kurven nahezu identisch. Alle drei Kurven besitzen annähernd dieselbe Steigung. Bei einem Winkel von $\beta = 40^\circ$ ist der Kurvenanstieg nur geringfügig unterhalb des Verlaufs des Referenzzylinders. Das

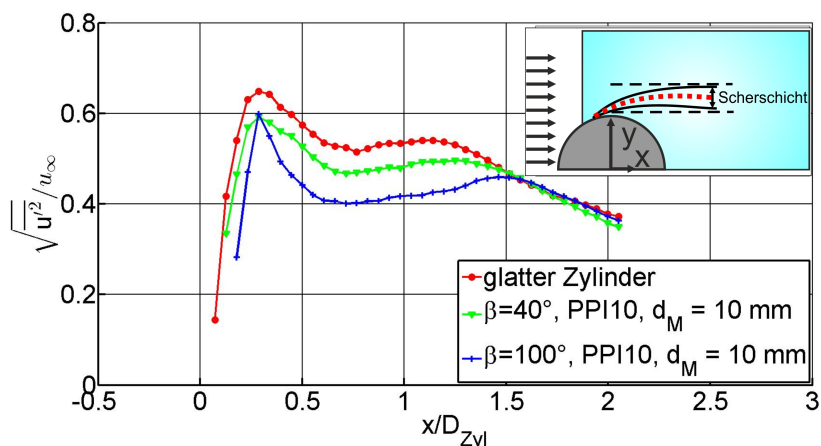


Abbildung 7.5.: Maximale Standardabweichung der horizontalen Strömungskomponente innerhalb der Scherschicht. Variation des Ummantelungswinkels.

Maximum befindet sich bei allen Konfigurationen an der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,29$. Die Abweichung des Maximums zum Referenzfall kann für beide Zylinder mit leeseitiger poröser Schicht zwischen 7,6 % ($\beta = 100^\circ$) und 8,7 % ($\beta = 40^\circ$) angegeben werden. An der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,32$ und somit unmittelbar nach der Stelle des maximalen Peaks ($x/D_{Zyl} = 0,29$) beginnt die in die Oberfläche integrierte poröse Schicht auf der Leeseite bei der Konfiguration mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$. Es wird deutlich, dass die 10 mm dicke poröse Schicht für den steileren Abfall der Kurve verantwortlich ist. Bei dem kleineren Ummantelungswinkel ($\beta = 40^\circ$) verläuft der Abfall der Kurve für $\beta = 40^\circ$ nach dem Maximum weniger steil. Insgesamt ist die Form der Kurve sehr ähnlich zum Verlauf des Referenzzylinders. Nach dem Peak fallen alle Kurven jeweils auf ein Minimum-Plateau ab. Es kann gezeigt werden, dass sich dieses Plateau der maximalen Standardabweichung der horizontalen Strömungskomponente reduziert, je größer der Ummantelungswinkel ist. Eine 10 mm dicke poröse Schicht mit dem Schaumstoff PPI 10 bewirkt bei einem symmetrischen leeseitigen Winkel von $\beta = 100^\circ$ (die Symmetrie bezieht sich auf die horizontale Linie

7.1. Zeitlich gemittelttes Strömungsfeld

durch den Staupunkt) eine Reduktion der maximalen Standardabweichung der u - Komponente innerhalb der Scherschicht von bis zu 24,2 %.

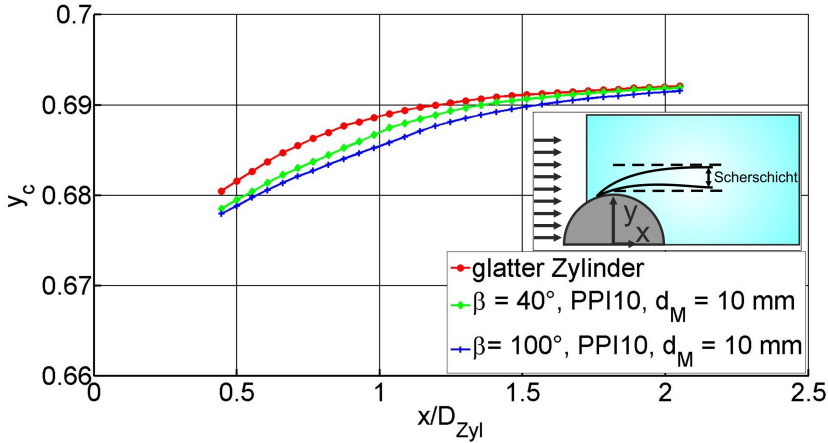


Abbildung 7.6.: Zeitlich gemittelte Scherschichtkontur, mit y_c bei $(d\bar{U}/dy)_{max}$.

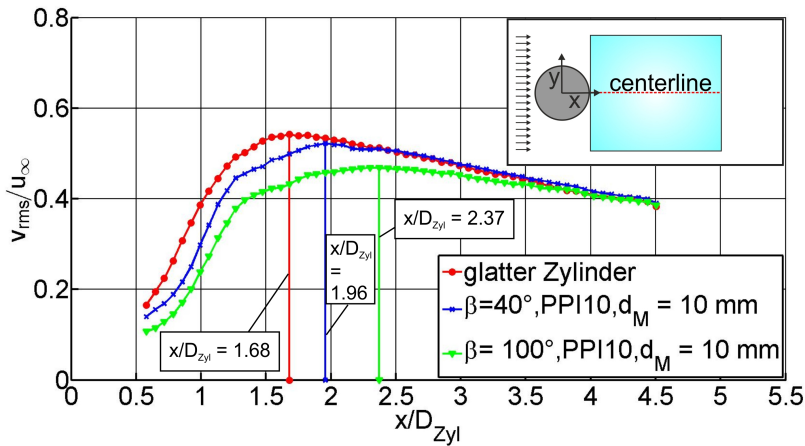


Abbildung 7.7.: Standardabweichung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente im Nachlauf des Zylinders auf der Mittelachse $y/D_{Zyl} = 0$.

In Abb. 7.6 wird die zeitlich gemittelte Scherschichtkontur y_c dargestellt. Es zeigt sich, dass die Breite des Nachlaufs vom Ummantelungswinkel abhängig ist. Je

7. Analyse des Strömungsfelds

größer der Winkel ist, desto schmaler wird die Nachlaufbreite. In Abb. 7.7 werden die Standardabweichungen der vertikalen Geschwindigkeitskomponenten im Nachlauf auf der Mittelachse ($y/D_{Zyl} = 0$) illustriert. Es ist deutlich sichtbar, dass sich mit größer werdendem Ummantelungswinkel die Schwankungen im Nachlauf reduzieren. Zudem ist der Abbildung die Information über die Wirbelformationslänge L_f zu entnehmen. Diese ist nach Bloor (1964) definiert als der Abstand zwischen Zylinderrückseite ($x/D_{Zyl} = 0$) und der Stelle des Maximalwerts der Standardabweichung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente auf der Mittelachse. Das bedeutet, dass an dieser Stelle Fluid von außerhalb des Nachlaufs den Nachlauf/ die Mittelachse durchquert, siehe Gerrard (1966). Die Maximalwerte sind in Abb. 7.7 eingetragen. Es ist zu erkennen, dass sich die Maxima der Kurven weiter stromab befinden, je größer der Ummantelungswinkel ist.

7.1.2. Variation der Schichtstärke

Bei gleichbleibendem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$ werden die Auswirkungen der Variation der Schichtstärke ($d_M = 5 \text{ mm}$ und $d_M = 10 \text{ mm}$) des porösen Materials untersucht und mit dem glatten Referenzzylinder verglichen. In Abb. 7.8 sind die vertikalen Profile der Standardabweichung der horizontalen Geschwindigkeitskomponente an verschiedenen Stellen x/D_{Zyl} dargestellt. Es wird der Bereich der sich entwickelnden Scherschicht abgebildet. Zunächst unterscheiden sich die drei Profile der jeweiligen Konfigurationen an der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,23$ nur minimal. Die Profile der Standardabweichung entwickeln sich an der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,29$ zu einem nahezu identischen Maximalwert. An der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,32$ beginnt die poröse Schicht auf der Leeseite der Zylinder. Es zeigt sich im Vergleich zum glatten Zylinder, dass für $0,34 \leq x/D_{Zyl} \leq 0,50$ der maximale Peak geringer wird, je dicker die poröse Schicht ist. Neben der Reduktion des Spitzenwerts ist außerdem zu erkennen, dass die Scherschicht bei den porös ummantelten Zylindern im Unterschied zum glatten Zylinder dünner wird.

In Abb. 7.9 ist die zeitlich gemittelte Scherschichtkontur dargestellt. Es wird deutlich dass, je dicker die poröse Schicht ist, desto schmaler wird die Nachlaufbreite. Vergleicht man Abb. 7.9 mit Abb. 7.6 kann man nur einen geringfügigen Unterschied zwischen den Konfigurationen $\beta = 40^\circ$, PPI 10 und $d_M = 10 \text{ mm}$ und $\beta = 100^\circ$, PPI 10 und $d_M = 5 \text{ mm}$ erkennen. Dieses Ergebnis ist in sehr guter Übereinstimmung mit den Resultaten des über der Re-Zahl gemittelten \bar{c}_d -Werts in Abb. 5.10. Schon dort wurde gezeigt, dass die \bar{c}_d -Werte der beiden Konfigurationen nahezu identisch sind.

Abb. 7.10 zeigt die jeweiligen Verläufe der turbulenten kinetischen Energie innerhalb der Scherschicht für $0,23 \leq x/D_{Zyl} \leq 0,50$. Hier wird ebenfalls

7.1. Zeitlich gemitteltes Strömungsfeld

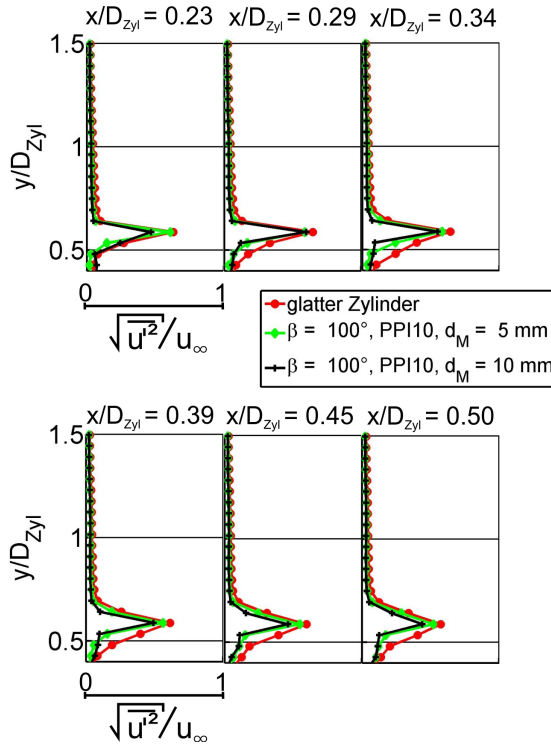


Abbildung 7.8.: Vertikale Profile der horizontalen Standardabweichung im Bereich der Scherschicht für verschiedene x/D_{Zyl} .

der Unterschied für die Konfigurationen mit integrierter leeseitiger poröser Schicht (ab $x/D_{Zyl} > 0,29$) deutlich im Vergleich zum glatten Zylinder. Nach der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,32$ (Beginn der porösen Schicht) zeigt sich eine signifikante Reduktion der turbulenten kinetischen Energie. Der Spitzenwert verringert sich hierbei für die Konfiguration $\beta = 100^\circ$ und $d_M = 10$ mm im Vergleich zum glatten Zylinder an der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,5$ um 42 %.

In Abb. 7.11 ist die maximale Standardabweichung der horizontalen Strömungskomponente bei konstantem Ummantelungswinkel ($\beta = 100^\circ$) und PPI 10 Schaumstoff innerhalb der Scherschicht bei Variation der Schichtstärke ($d_M = 5$ mm und $d_M = 10$ mm) im Vergleich zum glatten Zylinder abgebildet.

7. Analyse des Strömungsfelds

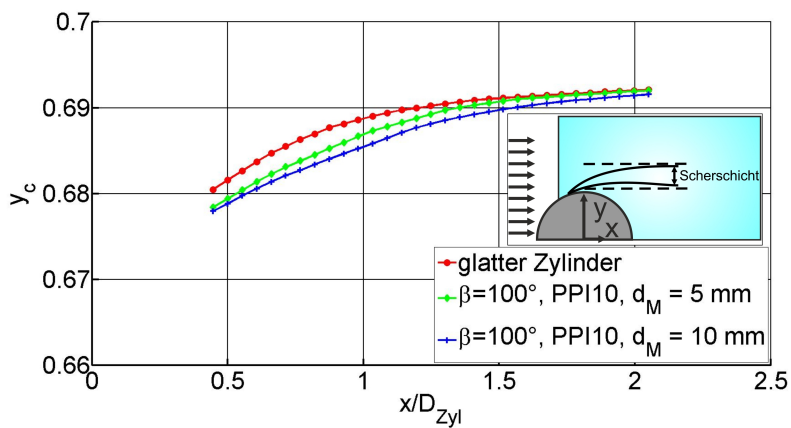


Abbildung 7.9.: Zeitlich gemittelte Scherschichtkontur, mit y_c bei $(d\bar{U}/dy)_{max}$.

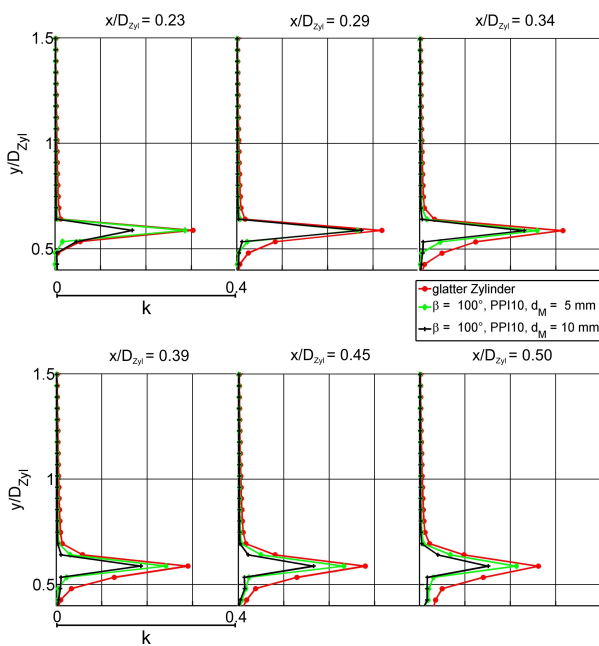


Abbildung 7.10.: Turbulente kinetische Energie ($k = \frac{3}{4} \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$) in der Scherschicht für verschiedene x/D_{Zyl} .

7.1. Zeitlich gemitteltetes Strömungsfeld

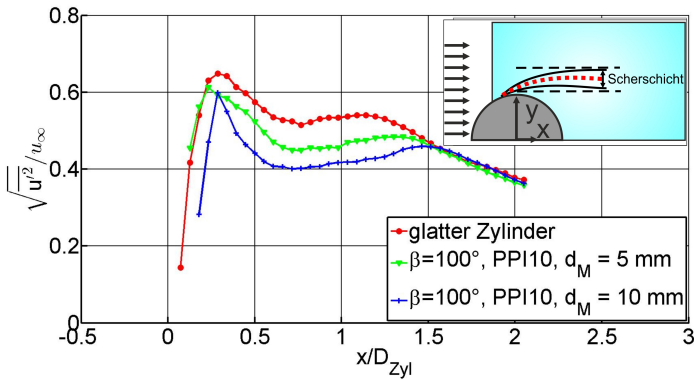


Abbildung 7.11.: Maximale Standardabweichung der horizontalen Strömungskomponente innerhalb der Scherschicht. Variation der Schichtstärke.

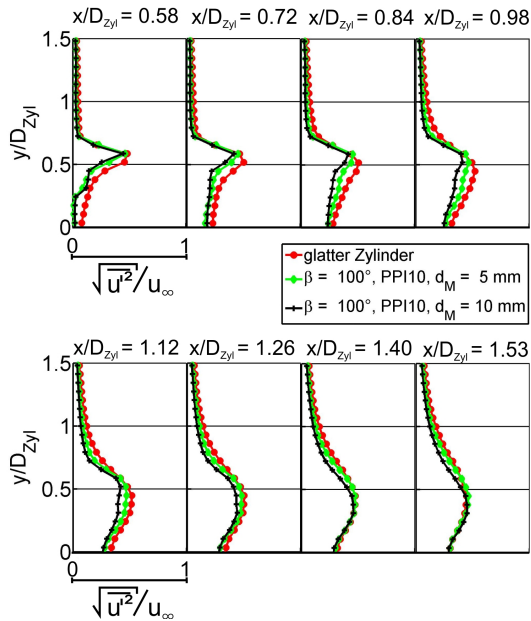


Abbildung 7.12.: Standardabweichung der horizontalen Geschwindigkeitskomponente im Nachlauf des Zylinders für verschiedene x/D_{Zyl} .

7. Analyse des Strömungsfelds

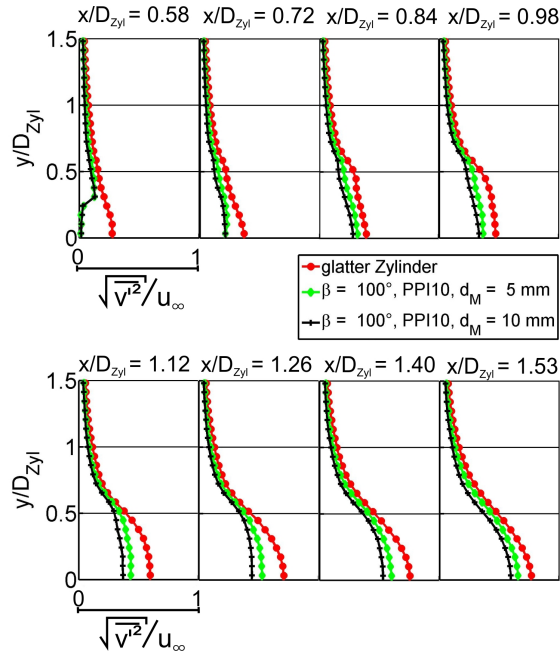


Abbildung 7.13.: Standardabweichung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente im Nachlauf des Zylinders für verschiedene x/D_{Zyl} .

Bei der dünneren porösen Ummantelung ($d_M = 5 \text{ mm}$) ist im Vergleich mit den anderen beiden Konfigurationen der Maximalwert geringfügig nach stromauf verschoben. Für beide Konfigurationen mit leeseitiger poröser Schicht ist ein deutlicher Peak erkennbar. Es zeigt sich, dass eine dickere poröse Schicht einen steileren Abfall der Kurve nach dem Maximum bewirkt. Offensichtlich findet ein mit zunehmender Schichtdicke geringeres Einmischen von Fluid aus dem Rückströmbereich in die Scherschicht statt.

In Abb. 7.12 und 7.13 sind die vertikalen Profile der Standardabweichung der horizontalen und vertikalen Geschwindigkeitskomponente im Nachlauf des Zylinders für verschiedene x/D_{Zyl} dargestellt. Den Profilen der Standardabweichung der horizontalen Geschwindigkeitskomponente ist zu entnehmen, dass die Werte bei $y/D_{Zyl} \leq 0,59$ im Bereich $0,58 \leq x/D_{Zyl} \leq 0,98$ geringer sind im Vergleich zum glatten Zylinder. Es kann eine Reduktion von bis zu 46 % (an der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,72$) festgestellt werden. Auch die Verteilung der Standardabweichung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente im Nachlauf zeigt einen interessanten Vergleich zwischen dem glatten Referenzzylinder und den Konfigurationen mit anwachsender, poröser Schichtstärke. Im zylindernahen

7.1. Zeitlich gemittelttes Strömungsfeld

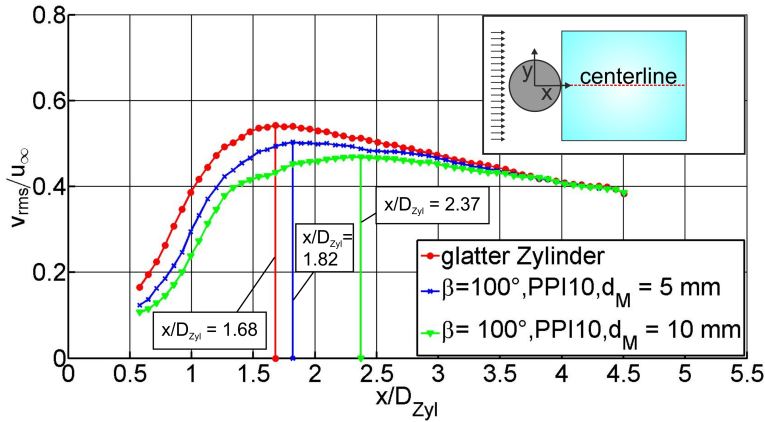


Abbildung 7.14.: Standardabweichung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente im Nachlauf des Zylinders auf der Mittelachse $y/D_{Zyl} = 0$.

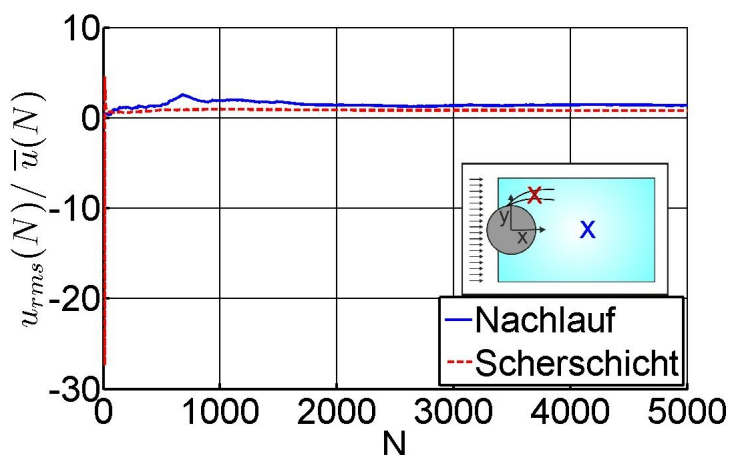
Bereich ($x/D_{Zyl} = 0,58$) sind die vertikalen Schwankungen im Vergleich zum glatten Zylinder drastisch reduziert, siehe Abb. 7.13. Hier liegt eine Reduktion von bis zu 93 % vor. Dies bedeutet daraufhin, dass in unmittelbarer Nähe zur porösen Schicht im Gegensatz zum glatten Zylinder noch kein Wirbel dreht. Für $x/D_{Zyl} \leq 0,72$ zeigt sich zunächst kein Unterschied zwischen den beiden unterschiedlichen porösen Schichtstärken. Dies ändert sich allerdings ab der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,84$. Ab diesem Punkt lässt sich der Trend erkennen, dass die Fluktuationen geringer sind, je dicker die leeseitige poröse Schicht ist. Der maximale Unterschied von 16 % ist an der Stelle $x/D_{Zyl} = 1,26$ erreicht. Danach nähern sich die beiden Kurven wieder etwas an. Die maximale Differenz im vertikalen Profil zwischen der Konfiguration $\beta = 100^\circ$, $d_M = 10$ mm und dem glatten Zylinder befindet sich ebenfalls an der Stelle $x/D_{Zyl} = 1,26$. Im weiteren Verlauf $0,58 \leq x/D_{Zyl} \leq 1,53$ ist zu erkennen, dass aufgrund der leeseitigen porösen Ummantelung die Schwankungen geringer sind.

Der Verlauf der Standardabweichung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente an der Stelle $y/D_{Zyl} = 0$ (Centerline) mit zunehmendem Abstand vom Zylinder ist in Abb. 7.14 gegeben. Es wird deutlich, dass je größer die Schichtstärke ist, desto geringer sind die vertikalen Schwankungen im Nachlauf. Des Weiteren sind in der Abbildung die Maxima der jeweiligen Profile gekennzeichnet. Hierbei ist klar zu sehen, dass sich die Wirbelformationslänge L_f mit zunehmender Schichtstärke vergrößert und sich die Wirbelzone somit weiter nach stromab ausbreitet, je größer die Schichtstärke d_M ist.

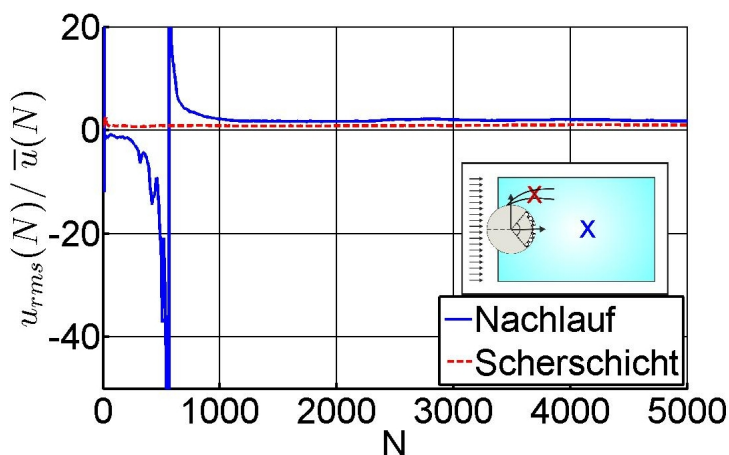
7. Analyse des Strömungsfelds

7.1.3. Statistische Aussage der zeitlich gemittelten Daten

Die Strömung, speziell im Nachlauf des Zylinders, ist turbulent. Dies hängt mit den sich alternierend ablösenden Wirbeln auf jeweils einer Zylinderseite zusammen. Durch die Interaktion der Wirbel im Nachlauf bildet sich ein charakteristischer Bereich mit hohen Fluktuationsanteilen aus. Um eine Aussage



(a) Referenzzylinder



(b) Zylinderkonfiguration $\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm

Abbildung 7.15.: Konvergenz der horizontalen Strömungskomponente an der Stelle mit maximaler turbulenter kinetischer Energie im Nachlauf.

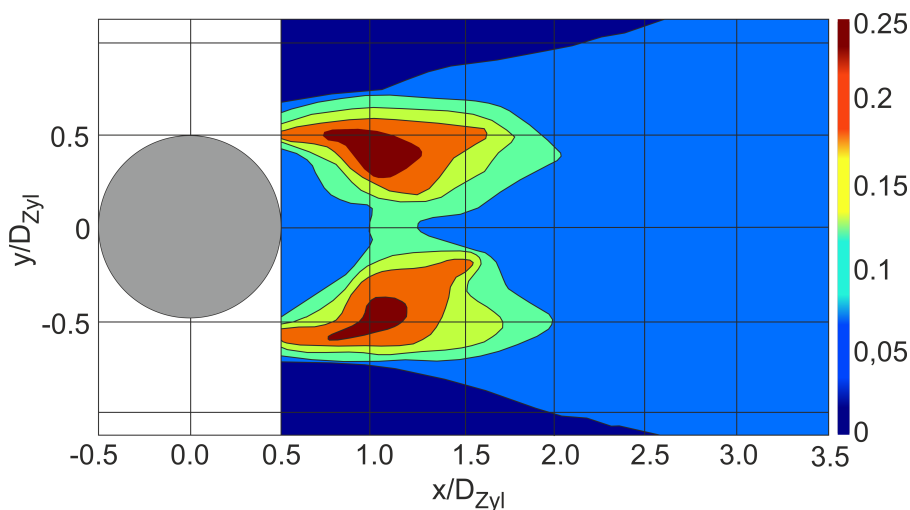
7.1. Zeitlich gemitteltes Strömungsfeld

darüber zu treffen, ob die Interpretation der zeitlich gemittelten Messdaten aussagekräftig ist, wird überprüft, ob die Messdaten des Strömungsfelds an signifikanten Punkten konvergieren. Zu den signifikanten Bereichen zählen die Regionen, in denen die Strömung stark schwankt. In Abb. 7.3(a) sind maximale Werte für die turbulente kinetische Energie im Nachlauf erkennbar. Außerdem befindet sich ein weiteres Maximum der turbulenten kinetischen Energie innerhalb der Scherschicht. Dies ist allerdings geringer als das Maximum im Nachlauf. Eine Abschätzung erfolgt mit Hilfe des Quotienten aus der lokalen, relativen Standardabweichung und des lokalen Mittelwerts als Funktion der Anzahl der Bilder $N \left(\frac{s_{rms}}{s}(N) \right)$. In Abb. 7.15 ist die Konvergenz der horizontalen Strömungskomponente u im Nachlauf und in der Scherschicht, jeweils für die Stellen, an denen die turbulente kinetische Energie maximal ist, dargestellt. In Abb. 7.15(a) ist der Verlauf für den glatten Referenzzylinder dargestellt. Es zeigt sich, dass im Nachlauf und damit im Bereich sehr hoher Schwankungen der Messpunkt der horizontalen Geschwindigkeitskomponente an der Stelle der maximalen turbulenten kinetischen Energie schon bereits ab einer Bildanzahl von ca. $N = 2000$ konvergiert. Im Bereich der Scherschicht zeigt sich bereits schon ab einer Bildanzahl von ca. $N = 500$ ein klares Konvergenzverhalten. Abb. 7.15(b) präsentiert den Verlauf für die Konfiguration $\beta = 100^\circ$, PPI 10 und $d_M = 10$ mm. Hier ist ebenfalls gut zu erkennen, dass die dargestellten Messpunkte in der Scherschicht und im Nachlauf für diese Konfiguration im Bereich hoher Schwankungen schon bei geringer Bildanzahl eindeutig konvergieren. Zusammenfassend ist festzuhalten, dass die zeitlich gemittelten Daten für die verwendete Mittelung über eine Bildanzahl von $N = 5000$ stabil und somit aussagekräftig sind.

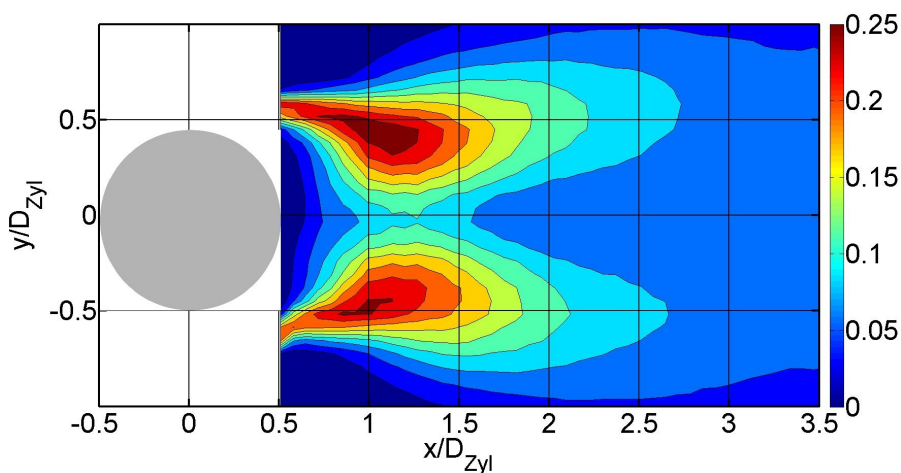
7.1.4. Validierung der PIV-Messdaten

Zur Validierung der PIV-Messdaten zeigt Abb. 7.16(a) das Ergebnis aus der LDA-Messreihe von Leder (1992) für die Schwankungsgröße $\overline{u^{*2}}$ normiert mit u_∞ für eine Re-Zahl von $Re = 5,5 \cdot 10^4$. Es sei angemerkt, dass sich die Bezeichnung "*" in den Messdaten von Leder (1992) auf die zeitlich gemittelten Schwankungen bezieht. Leder (1992) stellt die Schwankungen als Summe der periodischen und stochastischen Anteile dar: $u^* = \tilde{u} + u'$. Dies entspricht somit der Schwankungsgröße aus dem zeitlichen Mittel der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit, die in Abb. 7.2(a) dargestellt ist. In Abb. 7.16(b) werden analog zu den Ergebnissen von Leder (1992) die Resultate aus den PIV Messungen der vorliegenden Arbeit wiedergegeben. Vergleicht man die beiden Abbildungen 7.16(a) und 7.16(b), so wird eine sehr gute Übereinstimmung der Reynolds-Normalspannungen in Strömungsrichtung auf der Zylinderleeseite deutlich. In beiden Fällen können Maximalwerte der Reynolds-Normalspannungen von $\overline{u'^2}/u_\infty^2 = 0,25$ im Nach-

7. Analyse des Strömungsfelds



(a) $\overline{u^{*2}}/u_\infty^2$ aus den Messdaten von Leder (1992) für $Re = 5,5 \cdot 10^4$



(b) $\overline{u'^2}/u_\infty^2$ für $Re = 3 \cdot 10^4$

Abbildung 7.16.: Validierung der PIV-Messdaten. Vergleich der Daten von Leder (1992) mit den Messergebnissen dieser Arbeit für das gesamte Strömungsfeld im Nachlauf des glatten Zylinders.

lauf im Bereich bei $x/D_{Zyl} = 1,0$ und $y/D_{Zyl} = 0,4$ festgestellt werden. Durch die geringfügig unterschiedlichen Re-Zahlen unterscheiden sich die Formen der Nockenstrukturen minimal. Es sei darauf hingewiesen, dass die schwarz-weiß

Darstellung von Leder (1992) zur besseren Vergleichbarkeit farblich angepasst wurde.

7.2. Instantane Information des Strömungsfelds

7.2.1. Scherschicht

Abb. 7.17 bezieht sich auf die instantane horizontale Strömungskomponente $u(t)$ innerhalb der Scherschicht an unterschiedlichen Positionen x/D_{Zyl} , an denen die maximale Standardabweichung $\sqrt{u'^2}$ vorzufinden ist. An der Stelle

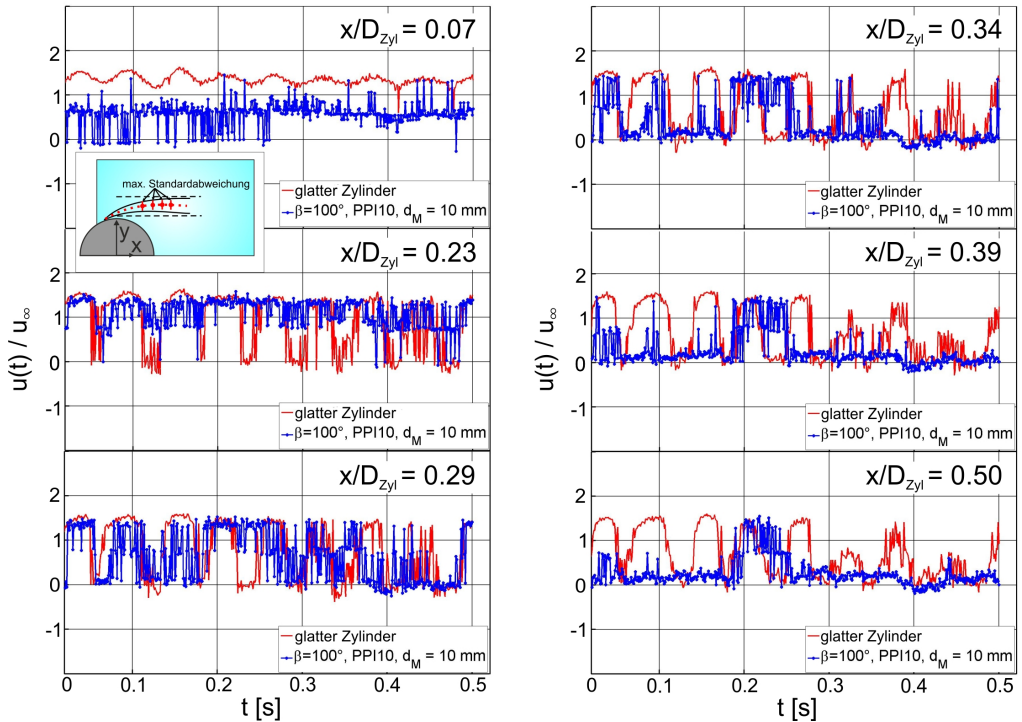


Abbildung 7.17.: Instantane horizontale Geschwindigkeitskomponente $u(t)$ innerhalb der Scherschicht an unterschiedlichen Stellen x/D_{Zyl} an denen die Standardabweichung $\sqrt{u'^2}$ maximal ist.

$x/D_{Zyl} = 0,07$ zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Bloor (1964) für einen glatten Kreiszylinder. Ein regelmäßiger sinusförmiger

7. Analyse des Strömungsfelds

Verlauf der instantanen Geschwindigkeit ist erkennbar, bevor dieser zerfällt ($x/D_{Zyl} \geq 0,23$). Der Zerfall findet unmittelbar vor dem Beginn des Übergangs der Scherschicht in den turbulenten Zustand statt. Der Verlauf der instantanen horizontalen Strömungskomponente $u(t)$ der Konfiguration mit leeseitiger, poröser Schicht ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) zeigt hingegen von der ersten Stelle an ein chaotischeres Signal und keinen sinusförmigen Verlauf. Die Fluktuationen vergrößern sich bis $x/D_{Zyl} = 0,29$. An dieser Stelle weisen beide Signale dieselbe Größenordnung der Schwankungen auf. Nach dieser Stelle ($x/D_{Zyl} \geq 0,29$) bzw. ab der Stelle, an der die integrierte poröse Schicht auf der Leeseite beginnt ($x/D_{Zyl} = 0,32$), verringern sich die Fluktuationen für die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Schicht wohingegen die Signalschwankungen des glatten Referenzzylinders annähernd unverändert bleiben.

7.2.2. Nachlauf

In Abb. 7.18 ist die instantane horizontale Strömungskomponente $u(t)$ unmittelbar hinter dem zylindrischen Körper auf der Centerline (Mittelachse) an der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,55$, d.h. direkt hinter dem Zylinder, dargestellt. Die negativen Werte der horizontalen Strömungskomponente für die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung belegen, dass an dieser Stelle eine Rückströmgeschwindigkeit registriert wird. Hingegen beträgt die horizontale Strömungskomponente $u(t)$ des glatten Zylinders an selbiger Stelle ungefähr

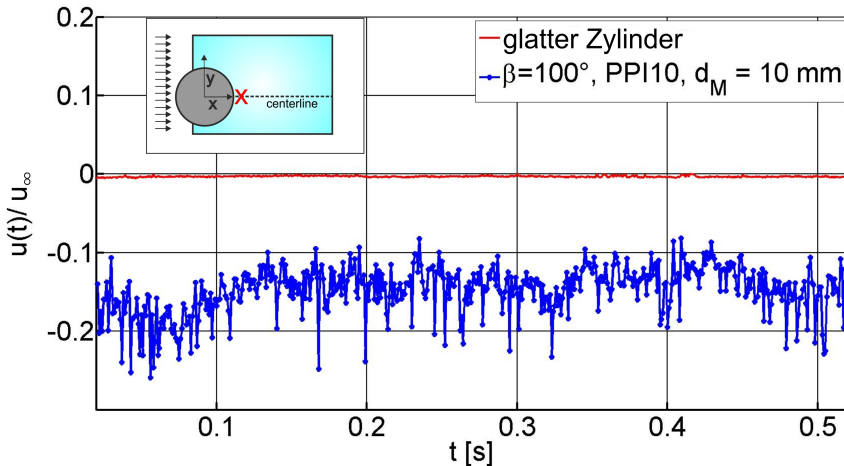


Abbildung 7.18.: Instantane horizontale Strömungskomponente $u(t)$ auf der Mittelachse und an der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,55$.

null. Dies ist ein starkes Indiz dafür, dass Fluid in die poröse Schicht im Zuge der Rückströmung einströmt.

7.3. Mittelung bei konstanter Phase

Da bei der Umströmung des Zylinders die sich ausbildenden Wirbel und auch die Scherschichten Fluktuationen aufweisen, werden die Strömungskomponenten zur Analyse des Wirbelablösungsprozesses nach Reynolds & Hussain (1972) in einen zeitlichen Mittelwert, einen periodischen Anteil und einen stochastischen Anteil unterteilt (nähere Erläuterungen hierzu in Kapitel 4.4.3). Mit Hilfe der sogenannten Triple Decomposition lassen sich die zusammenhängenden Strukturen des Wirbelablösungsprozesses beschreiben. Eine Periode ist abgeschlossen, wenn sich die Scherschicht auf beiden Seiten jeweils in einen Wirbel aufgerollt hat. Der Ablösevorgang beginnt dann wieder von Neuem. Eine Periode lässt sich weiter in einzelne Phasen unterteilen. Dies bedeutet, dass die einzelnen Phasen einem bestimmten Zeitpunkt des periodischen Vorgangs zugeordnet werden. Die Anzahl der Phasen ist von der Frequenz, mit der bei der Messung abgetastet wird, abhängig.

Da die St-Zahl der untersuchten Zylinderkonfigurationen bekannt ist (siehe Kapitel 6.2) kann die Länge einer Periode bestimmt werden. Die Ablösefrequenz wird mit Hilfe der St-Zahl und der ungestörten Anströmgeschwindigkeit der entsprechenden PIV-Messung berechnet. Daraus ergibt sich die zeitliche Information, wann sich auf einer Seite des Zylinders ein Wirbel ablöst. Somit lässt sich auch die Länge einer Periode berechnen, die den Ablösevorgang beider Scherschichten beinhaltet. Beispielsweise beträgt für das Mf II und der glatten Zylinderkonfiguration die St-Zahl $St = 0,19$ und die ungestörte Anströmgeschwindigkeit $u_\infty = 6,1$ m/s. Daraus ergibt sich dann wiederum die Länge einer Periode von $P = 0,059$ sec. Bei einer Abtastfrequenz von $f_A = 1000$ Hz entspricht die Länge der Periode 59 Bildern einer PIV-Aufnahmereihe. Im vorliegenden Fall entspricht der Zeitunterschied von zwei aufeinander folgenden Phasen in etwa $0,007$ s. Die Mittelung der Daten bei konstanter Phase liefert eine signifikante Aussage über den physikalischen Vorgang der Wirbelentstehung bzw. der periodischen Wirbelablösung. Man erhält dadurch quasi instationäre gemittelte Daten. Die Mittelung bei konstanter Phase (ψ) bedeutet dann beispielsweise für den glatten Zylinder, dass jedes 59. Bild ab einem bestimmten Startwert (abhängig vom betrachteten Phasenwinkel) im Auswertalgorithmus angesprochen und darüber dann gemittelt wird.

Zur Identifizierung des Zyklusbeginns ($\psi = 0^\circ$) ist ausschlaggebend, wann die Entstehung des Wirbels an der Oberseite des Zylinders beginnt bzw. wann sich die Scherschicht an der Oberseite beginnt einzurollen. Entsprechend beginnt

7. Analyse des Strömungsfelds

die Wirbelentwicklung an der Unterseite des Zylinders phasenversetzt bei $\psi = 180^\circ$.

Bei einer Bildanzahl von insgesamt $N = 5000$ Bildern und einer Periodenlänge von $P = 59$ Bildern ergeben sich insgesamt $N_i = 84$ periodische Ablösevorgänge für den glatten Referenzzylinder. Für die Zylinderkonfiguration mit leeseitiger poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) ergeben sich insgesamt $N_i = 90$ periodische Ablösevorgänge, da die St-Zahl $St = 0,21$ beträgt und etwas größer ist als beim glatten Zylinder ($St = 0,19$). Somit ergibt sich für den glatten Zylinder eine Mittelung bei konstanter Phase über 84 Zyklen. Bei der Konfiguration mit leeseitiger, poröser Schicht sind es entsprechend 90 Zyklen, über die gemittelt wird. Die Mittelung bei konstanter Phase kann für die konkrete Untersuchung wie folgt angegeben werden (detailliertere Ausführung hierzu in Kapitel 4.4.3):

$$\langle s \rangle = \frac{1}{N_i} \sum_{v=1}^{N_i} s_v \quad (7.2)$$

Um einen Eindruck der periodischen Zylinderumströmung zu erhalten sind in Abb. 7.19 die Isotachen als Konturplot dargestellt. Bei Isotachen handelt es sich um Linien gleicher Geschwindigkeit. Die Berechnung erfolgt aus dem Produkt des Vorzeichens der horizontalen Strömungskomponente u und der Länge des Geschwindigkeitsvektors. Die Isotachen werden mit der Anströmgeschwindigkeit nomiert. Daraus folgt:

$$\langle I_{so} \rangle = \frac{\text{sign} \langle u \rangle \cdot \sqrt{\langle u \rangle^2 + \langle v \rangle^2}}{u_\infty} \quad (7.3)$$

Ergänzend sind die Geschwindigkeitsvektoren in der Abbildung enthalten. Die Darstellung ist so gewählt, dass das Aufrollen der oberen Scherschicht gezeigt wird. In diesem Fall ist die Phasen-Spanne von $\psi = 0^\circ$ bis $\psi = 135^\circ$ in 45° -Schritten für den Referenzzylinder (linke Spalte) und die Zylinderkonfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) dargestellt.

Bei beiden Konfigurationen ist deutlich erkennbar, dass bei einem Phasenwinkel von $\psi = 0^\circ$ der Bereich maximaler Geschwindigkeiten an der oberen Zylinderseite eine minimale Länge, relativ zur Zylinderrückseite gesehen, aufweist. Der zunehmende Phasenwinkel ist mit einem Anwachsen und Einrollen des Bereichs der maximalen Geschwindigkeiten gekennzeichnet. Daraus geht hervor, dass sich die obere Scherschicht einrollt bis sich bei $\psi = 135^\circ$ ein Wirbel an der Zylinderrückseite ausgebildet hat. Dieser in Uhrzeigersinn drehende Wirbel löst sich dann schließlich ab und schwimmt stromab in den Nachlauf. Der Vorgang

7.3. Mittelung bei konstanter Phase

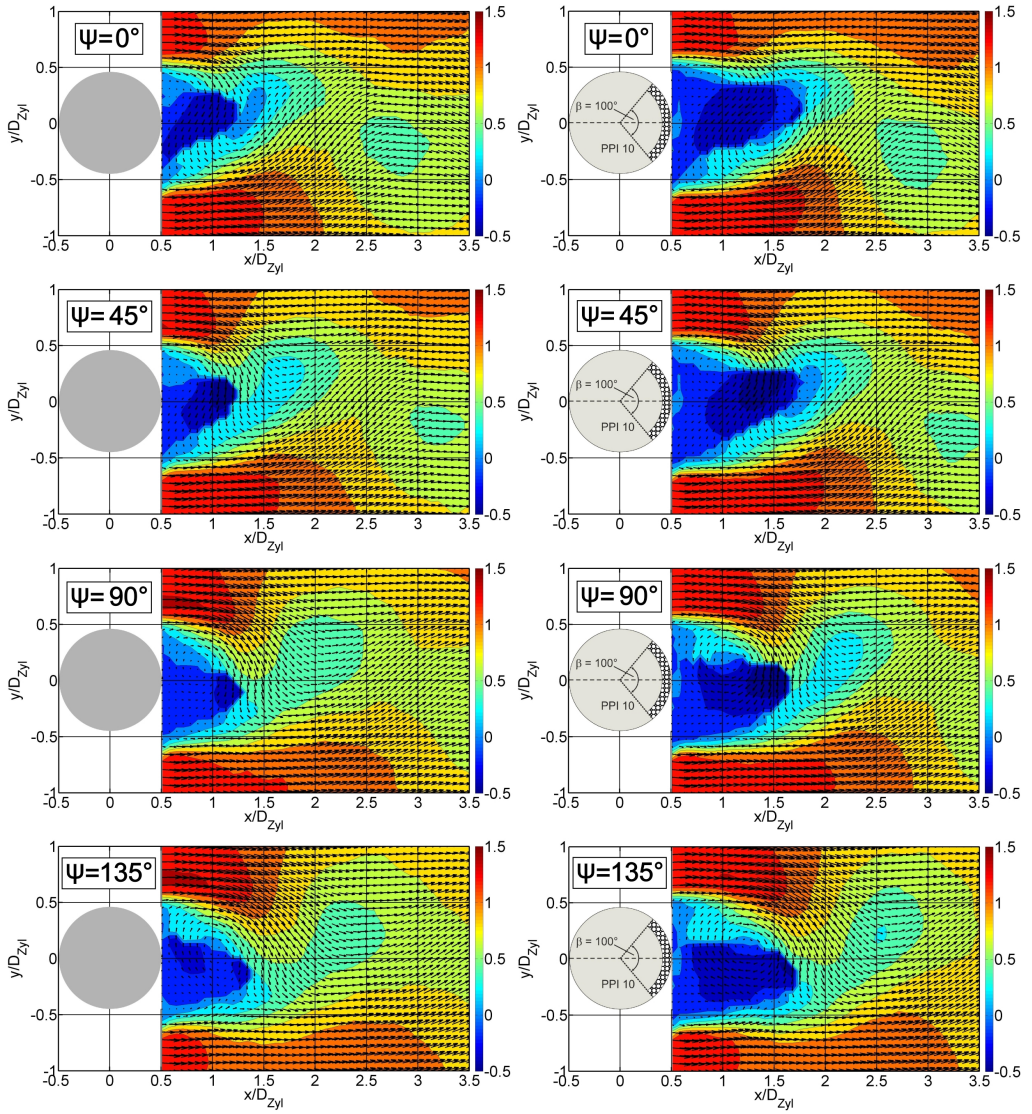


Abbildung 7.19.: Isotachenwerte $\langle I_{so} \rangle$ (Konturplot) und Geschwindigkeitsvektoren (schwarze Pfeile) für den Referenzzylinder (linke Spalte) und die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte).

7. Analyse des Strömungsfelds

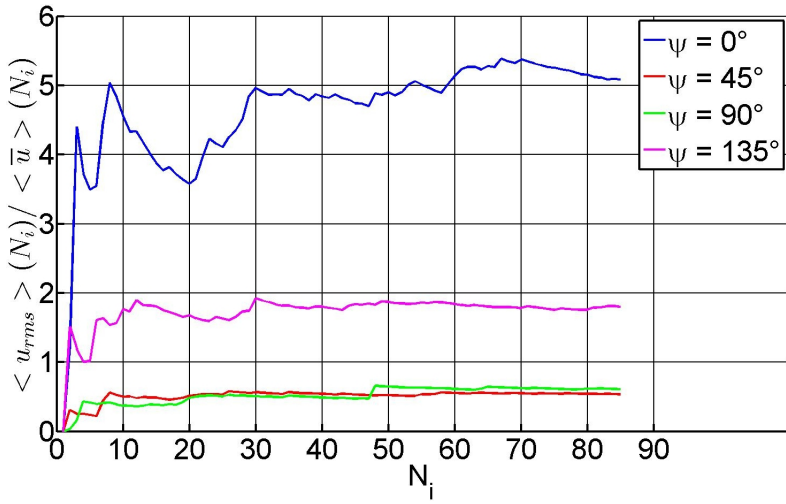
wiederholt sich gespiegelt zur horizontalen Linie durch den Staupunkt. Das Aufrollen der Scherschicht auf der gegenüberliegenden Zylinderseite findet dann analog für die Phasen-Spanne von $\psi = 180^\circ$ bis $\psi = 315^\circ$ statt bis sich auch dieser Wirbel löst und nach Unterstrom abschwimmt. Die Periode beginnt anschließend erneut.

Aus der Abb. 7.19 wird ersichtlich, dass sich die Scherschicht beim Zylinder mit leeseitiger, poröser Beschichtung im Vergleich zum glatten Referenzzylinder weiter stromab vom zylindrischen Körper einrollt. Folglich bedeutet dies, dass der entstehende Wirbel im Nachlauf sich nicht nahe der porösen Schicht dreht, sondern weiter weg vom Zylinder.

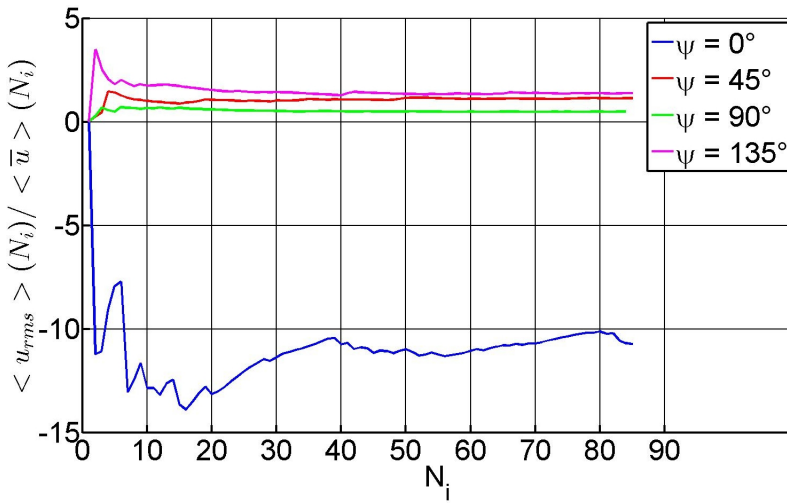
7.3.1. Statistische Aussage der gemittelten Daten bei konstanter Phase

Hinsichtlich der Aussagekraft ist es wie bei den zeitlich gemittelten Daten genauso für die gemittelten Daten bei konstanter Phase von Bedeutung, dass diese gerade im Bereich mit hohem Schwankungsanteil konvergieren. Hierfür wurde auf dieselbe Art und Weise vorgegangen, wie in Abschnitt 7.1.3 beschrieben. Für die jeweilige Phase wurde die Stelle der maximalen turbulenten kinetischen Energie bestimmt. In Abb. 7.20 sind die Konvergenz-Verläufe für den glatten Zylinder und der Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) für die unterschiedliche Phasen $\psi = 0^\circ - 135^\circ$ (1. Hälfte des Ablösevorgangs) für die horizontale Strömungskomponente dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Kurven der Phasenwinkel $\psi = 45^\circ - 135^\circ$ deutlich konvergieren. Während die Kurven des glatten Referenzzylinders ab einer Periodenanzahl von ca. $N_i = 50$ konvergieren, zeigt sich für die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung schon ab einer Periodenanzahl von ca. $N_i = 45$ ein Konvergenzverhalten. Für den Phasenwinkel $\psi = 0^\circ$ ist bei beiden Konfigurationen ein Trend der Konvergenz angedeutet. Hier wären zusätzliche Zyklen des Ablösevorgangs empfehlenswert, um stabilere Verläufe zu erhalten. Dennoch kann mit Hilfe von Abb. 7.20 deutlich gezeigt werden, dass die gemittelten Daten bei konstanter Phase aussagekräftig sind.

7.3. Mittelung bei konstanter Phase



(a) Referenzzylinder



(b) Zylinderkonfiguration $\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm

Abbildung 7.20.: Konvergenz der phasengemittelten horizontalen Strömungskomponente an der Stelle maximaler turbulenter kinetischer Energie im Nachlauf je Phasenwinkel.

7. Analyse des Strömungsfelds

7.3.2. Periodische Komponenten des Strömungsfelds

In Abb. 7.21 ist die Entwicklung der periodischen Komponente $\tilde{u}\tilde{u}$ im Nachlauf für den glatten Referenzzyylinder (linke Spalte) und die Zylinderkonfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) dargestellt. Bei beiden Konfigurationen ist eine Symmetrie zur horizontalen Linie durch den Staupunkt deutlich zu erkennen. Die jeweiligen Extremwerte liegen oberhalb und unterhalb der Symmetrieachse. Dargestellt sind hier vier Phasen ab der Wirbelentstehung ($\psi = 0^\circ$) bis hin zur abgeschlossenen Wirbelentwicklung ($\psi = 135^\circ$). Betrachtet man nun bei der jeweiligen Konfiguration beispielsweise die Phase $\psi = 135^\circ$ sind die beiden Spitzenwerte von $\tilde{u}\tilde{u}$ mit einem an der Zylinderleeseite bestehenden Wirbel verbunden. Die Maximalwerte befinden sich oberhalb und unterhalb des Wirbels. Vergleicht man die beiden Konfigurationen, so ist festzustellen, dass die periodische Komponente der Zylinderkonfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung deutlich reduzierte Werte im Vergleich zum glatten Referenzzyylinder aufweist. Hier kann eine Differenz von bis zu 42 % festgestellt werden. In Abb. 7.22 ist die periodische Komponente $\tilde{v}\tilde{v}$ dargestellt. Für diese Darstellung ist ebenfalls eine Symmetrie zur Mittelachse im Zylindernachlauf erkennbar. Man erkennt auch hier die signifikante Reduktion der periodische Komponente $\tilde{v}\tilde{v}$ im Falle einer leeseitigen porösen Beschichtung. Außerdem wird deutlich, dass die jeweiligen Maximalwerte im Vergleich zum glatten Referenzzyylinder weiter nach stromab verschoben sind. Die Ursache hierfür ist das weiter nach stromab verschobene Wirbelfeld, denn die Maximalwerte stehen in Zusammenhang mit dem sich jeweils in Uhrzeigersinn drehenden Wirbel.

7.3. Mittelung bei konstanter Phase

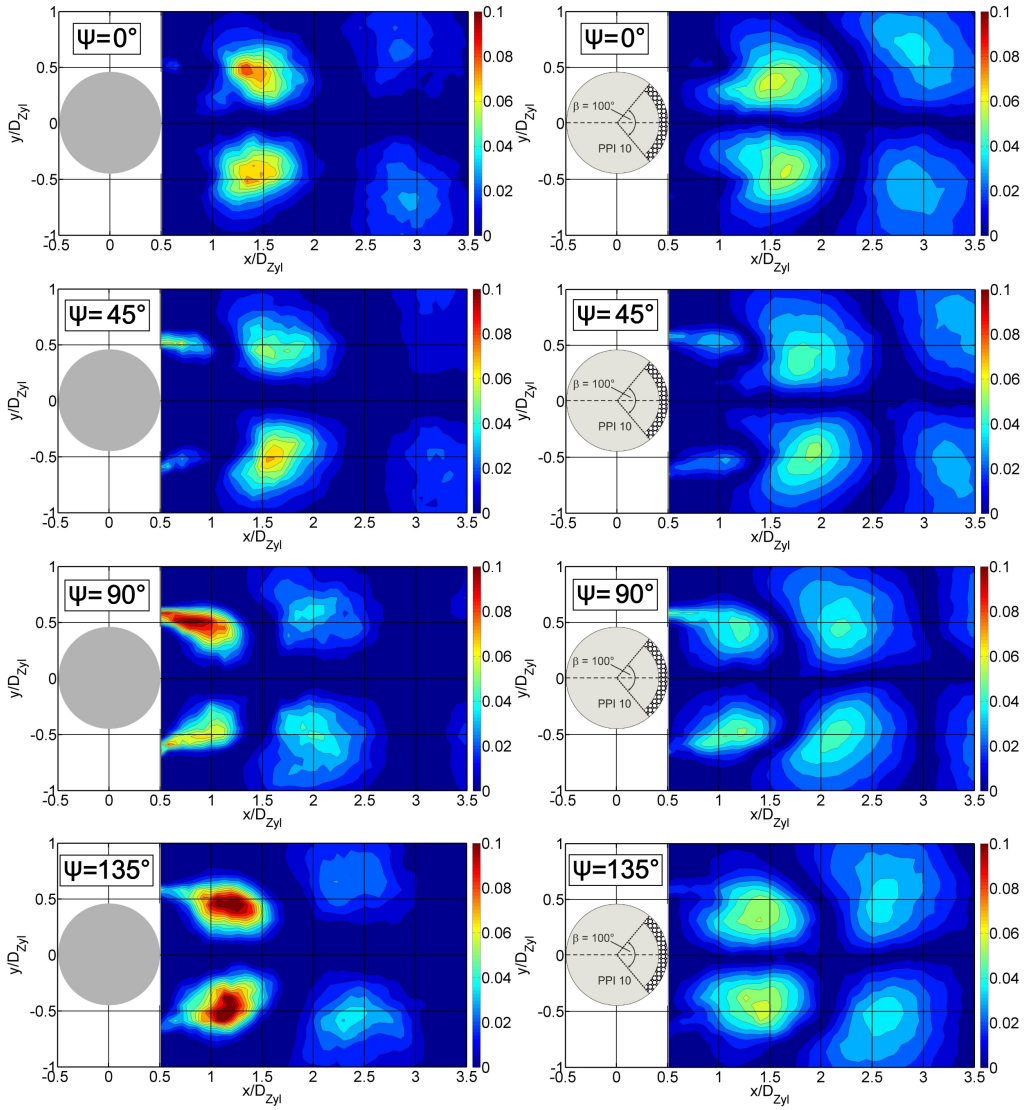


Abbildung 7.21.: Periodische Komponente $\tilde{u}\tilde{u}/u_\infty^2$ für den glatten Referenzzylinder (linke Spalte) und die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) für die Phasenwinkel $\psi = 0^\circ - 135^\circ$.

7. Analyse des Strömungsfelds

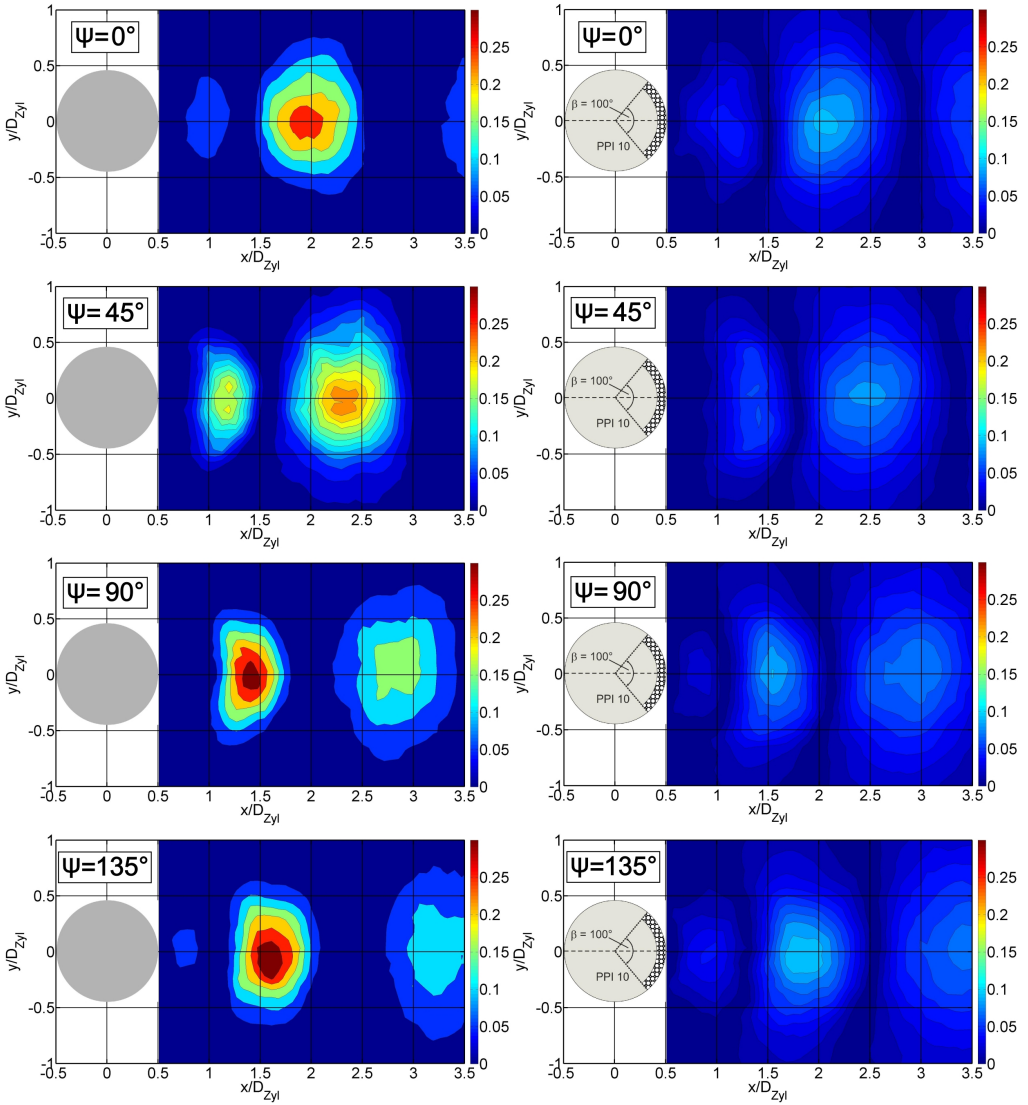


Abbildung 7.22.: Periodische Komponente $\tilde{v}\tilde{v}/u_\infty^2$ für den glatten Referenzzylinder (linke Spalte) und die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) für die Phasenwinkel $\psi = 0^\circ - 135^\circ$.

7.3.3. Stochastische Komponente des Strömungsfelds

In Abb. 7.23 ist der Phasen-Verlauf der stochastischen Komponente $\langle u'u' \rangle$ für den glatten Referenzzylinder (linke Spalte) und die Zylinderkonfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) abgebildet. Der Fokus liegt hierbei auf der oberen Hälfte des Strömungsfelds.

Im Vergleich zur periodischen Komponente ist die stochastische Komponente deutlich größer mit Maximalwerten beim glatten Zylinder bis zu $\langle u'u' \rangle = 0,4$. Wohingegen die periodischen Spitzenwerte des glatten Referenzzylinders nur etwa $\tilde{u}\tilde{u} = 0,1$ betragen. Interessant ist für die vier dargestellten Phasenwinkel auf der einen Seite, dass die stochastischen Anteile für die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung in der Scherschicht geringer sind als beim glatten Zylinder. Auf der anderen Seite zeigen sich außerdem kleinere Werte der räumlichen Anordnung der Teilstrukturen innerhalb des Nachlaufs. Hierfür kann an der Stelle der Maximalwerte eine Abweichung zwischen 26% und 47% bei den dargestellten Phasenwinkeln festgestellt werden. Die Ausdehnung der Scherschicht ist bei leeseitig, porös ummantelten Zylindern viel dünner und langgestreckter. Zudem ist der zylindernahe Nachlaufbereich mit Werten gegen Null größer und die räumliche Anordnung der Teilstrukturen ist weiter nach stromab verschoben. Hier wird ersichtlich, dass durch die leeseitige poröse Beschichtung der zylindernahe Bereich schwankungsärmer wird.

7. Analyse des Strömungsfelds

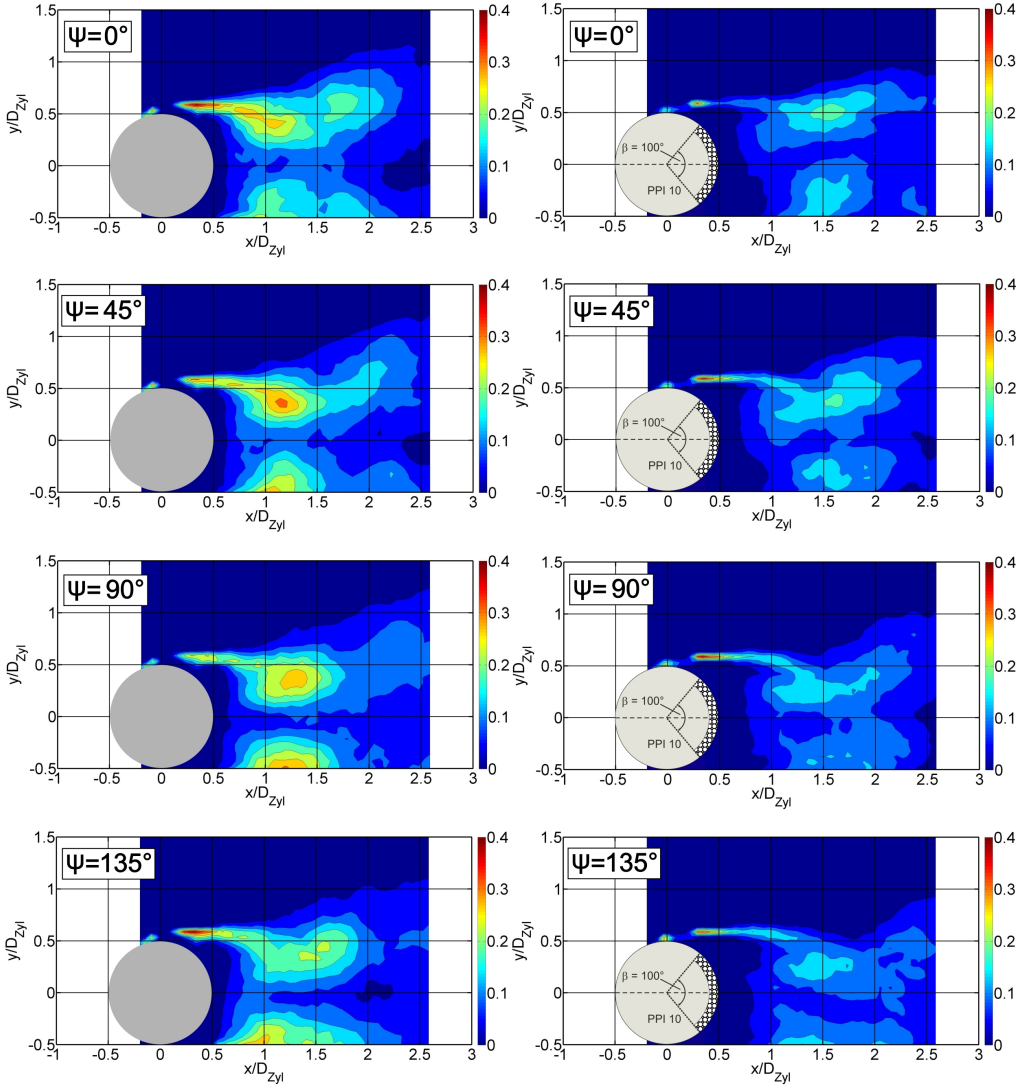


Abbildung 7.23.: Stochastische Komponente $\langle u'u' \rangle / u_\infty^2$ für den glatten Referenzzylinder (linke Spalte) und die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) für die Phasenwinkel $\psi = 0^\circ - 135^\circ$.

7.3.4. Wirbelidentifikation

Zur Identifikation der Wirbel im Nachlauf der untersuchten Konfigurationen werden das Q-Kriterium (Abb. 7.24) und das Kriterium der Swirling Strength (Abb. 7.25) angewendet. Die beiden Kriterien sind in Kapitel 4.4.4 ausführlicher beschrieben. Dargestellt ist jeweils der Vergleich der Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) mit dem glatten Referenzzylinder (linke Spalte) für die Phasen $\psi = 0^\circ$, $\psi = 45^\circ$, $\psi = 90^\circ$ und $\psi = 135^\circ$. In Abb. 7.24 ist sehr deutlich die Entstehung der Wirbelentwicklung an der oberen Zylinderhälfte zu erkennen. Bei $\psi = 0^\circ$ beginnt sich die obere Scherschicht aufzurollen. Sie erstreckt sich bei $\psi = 45^\circ$ und $\psi = 90^\circ$ weiter in das Nachlaufgebiet des Zylinders bis sich schlussendlich der oberseitige Wirbel bei $\psi = 135^\circ$ vollständig ausgebildet hat. Dieser Vorgang wiederholt sich dann auf der unteren Zylinderseite ab einem Phasenwinkel von $\psi = 180^\circ$ bis $\psi = 315^\circ$ (hier nicht gezeigt). In Abb. 7.25 zeigt das Swirling Strength-Kriterium den Beginn des Abschwimmens eines Wirbels an der Zylinderunterseite nach unterstrom (Phasenwinkel $\psi = 0^\circ$). Gleichzeitig beginnt auf der gegenüberliegenden Zylinderseite die Entstehung des neuen Wirbels. Wie auch schon beim Q-Kriterium festgestellt werden kann, lässt sich anhand der einzelnen Phasenschritte das Aufrollen der freien Scherschicht verfolgen. Interessant ist zu beobachten, dass durch die leeseitige poröse Schicht der Bereich des Swirling Strength-Kriteriums auf der oberen Zylinderseite von Beginn an im Vergleich zum glatten Zylinder langgestreckter ist und augenscheinlich flacher im Strömungsfeld liegt. Beim Phasenwinkel $\psi = 90^\circ$ zeigt sich, dass sich die Scherschicht in horizontaler Richtung weiter vom Zylinder weg erstreckt, bevor der Einrollbereich beginnt. Beim glatten Zylinder rollt sich die Scherschicht hingegen deutlich näher hinter dem Zylinder auf.

Bei beiden Kriterien wird deutlich, dass sowohl die Wirbelentwicklung als auch der entstandene Wirbel bei der Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung weiter stromab stattfindet bzw. sich weiter nach stromab verschoben befindet. Beim Phasenwinkel $\psi = 135^\circ$ befindet sich der voll ausgebildete Wirbelbereich, jeweils mit maximalen Werten des Q- bzw. Swirling strength Kriterium für diesen Phasenwinkel, und somit auch das Wirbelzentrum ungefähr an der Stelle $x/D_{Zyl} = 1,06$ für den glatten Zylinder und bei der porös ummantelten Konfiguration bei $x/D_{Zyl} = 1,41$. Für beide Kriterien erhält man hier dasselbe Ergebnis.

In Abb. 7.26 (oben) ist die Überlagerung der beiden Wirbelkriterien für beide Konfigurationen bei einem Phasenwinkel von $\psi = 135^\circ$ dargestellt. Neben dem Vergleich der Lage der Maximalstellen zeigt weiterhin Abb. 7.26, dass auch das Feld um diese Spitzenwerte herum nahezu deckungsgleich ist. Dies zeigt, dass sich sowohl das Q-Kriterium als auch das Swirling Strength-Kriterium sehr gut

7. Analyse des Strömungsfelds

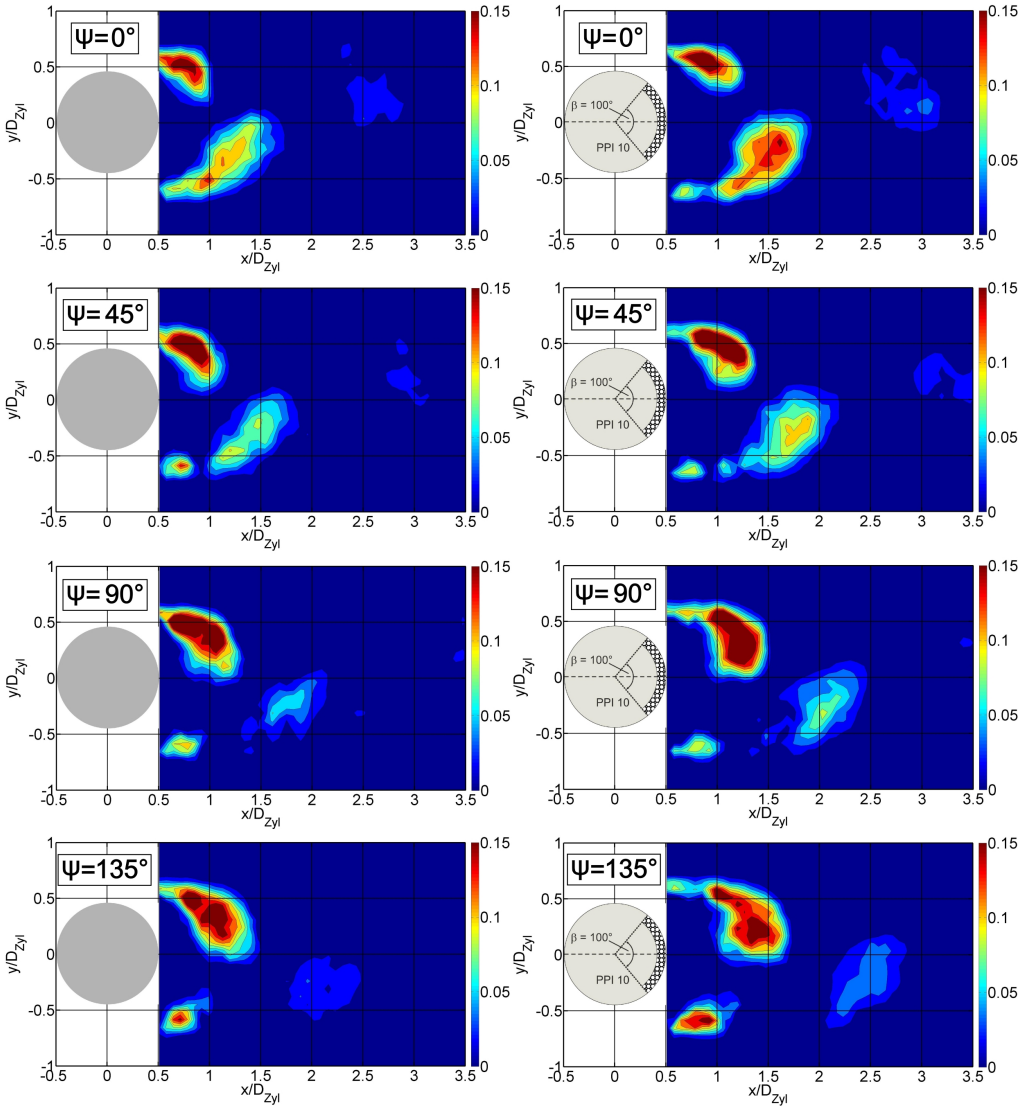


Abbildung 7.24.: Q-Kriterium (mit $Q = \frac{1}{2}(\|\Omega^{rot}\|^2 - \|\epsilon\|^2) > 0$) für den glatten Referenzzylinder und die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) für die Phasenwinkel $\psi = 0^\circ - 135^\circ$.

7.3. Mittelung bei konstanter Phase

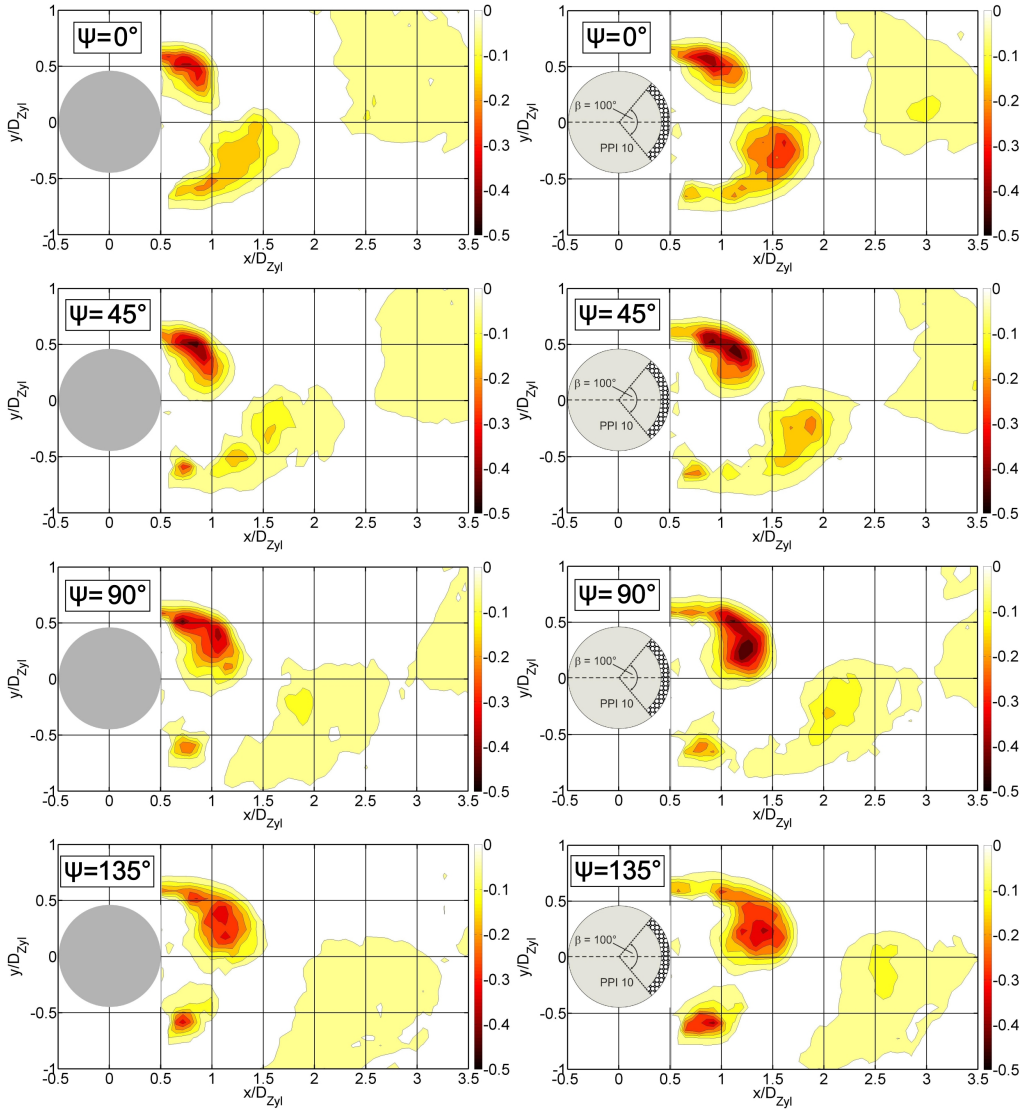


Abbildung 7.25.: Swirling Strength-Kriterium ($\lambda_{c,i}$) für den glatten Referenzzylinder und die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) für die Phasenwinkel $\psi = 0^\circ - 135^\circ$.

7. Analyse des Strömungsfelds

eignen, um die ablösenden Wirbel in der Nachlaufzone des Zylinders für diese Untersuchung zu lokalisieren. Die Abb. 7.26 (unten) zeigt außerdem die Stromlinien für beide Konfigurationen für den selben Phasenwinkel von $\psi = 135^\circ$. In den Stromlinienbildern sind sehr gut die Wirbelzentren und die jeweiligen Sattelpunkte zu erkennen. Beides ist bei der Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung weiter von der Zylinderrückseite entfernt lokalisiert.

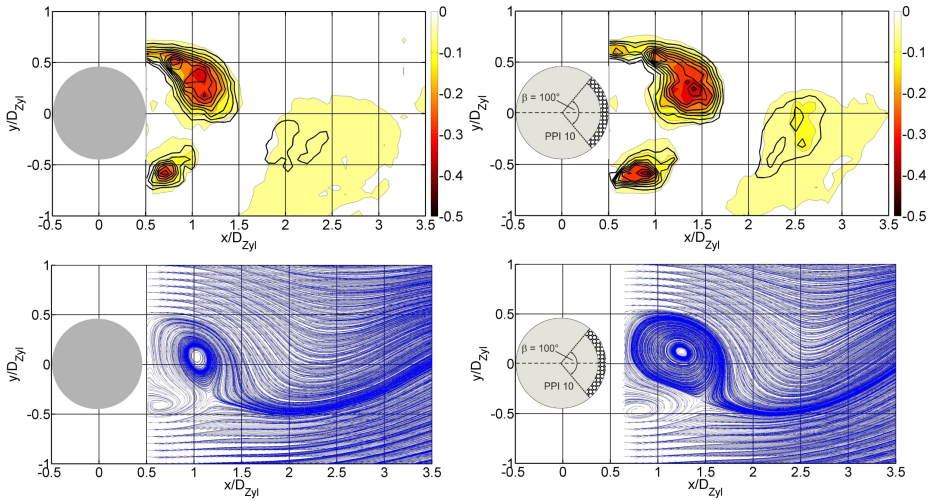


Abbildung 7.26.: Superposition des Q- und Swirling-Strength-Kriteriums (oben): $\langle \lambda_{c,i}^2 \rangle$ (kolorierter Konturplot) und $\langle Q \rangle$ (schwarze Linien) bei $\psi = 135^\circ$. Stromlinien (unten) bei $\psi = 135^\circ$.

Nachdem sich der Wirbel abgelöst hat, sind die Wirbelzentren aus der Darstellung der reinen Geschwindigkeitsvektoren nicht mehr erkennbar. Dies liegt an der Überlagerung der konvektiven Transportgeschwindigkeit, siehe Leder (1992). Daher wird mit Hilfe von Gleichung 4.15 das periodische Geschwindigkeitsfeld der beiden Konfigurationen für die Phasenwinkel $\psi = 135^\circ$ bis $\psi = 315^\circ$ ermittelt. Dies ist in Abb. 7.27 illustriert. In der Grafik ist zusätzlich jeweils das Wirbelzentrum mit einem quadratischen Symbol gekennzeichnet. Der Phasenwinkel $\psi = 135^\circ$ wird hierbei als erster Winkel in der Abbildung angegeben, da sich ab diesem Zeitpunkt der Wirbel im Zylindernachlauf voll ausgebildet hat. Mit den fortlaufenden Phasenwinkeln ist somit der Wirbelpfad identifizierbar und der Wirbel kann auf seinem Weg im Nahfeld verfolgt werden. Zu sehen sind in der Abbildung jeweils ein im und ein gegen den Uhrzeigersinn drehender Wirbel. Somit repräsentiert das linke kleine Quadrat den im Uhrzeigersinn drehenden Wirbel der sich bei $\psi = 135^\circ$ voll entwickelt hat und nach Unterstrom abschwimmt. Dieser soll im Nachfolgenden verfolgt werden. Um

7.3. Mittelung bei konstanter Phase

einen besseren Überblick über den Wirbelpfad der beiden Konfigurationen zu erhalten, werden die Stellen des Wirbelzentrums für die jeweiligen Phasenwinkel der beiden Konfigurationen in eine Abbildung übertragen, siehe Abb. 7.28. Hierbei präsentiert die fortlaufende Nummerierung jeweils die zeitliche Abfolge des jeweiligen Wirbelzentrums. Zunächst ist zu erkennen, dass sich die Wirbelzentren auf der Mittelachse befinden, mit Ausnahme der Zeitschritte 5 und 6 des glatten Referenzzylinders. Hier ist eine leichte Tendenz zu erkennen, dass der Wirbel gegen Ende des hier dargestellten geometrischen Felds eine nach oben gerichtete Richtung einschlägt. Dies kann für den Wirbel der Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung nicht bestätigt werden. Grundsätzlich verhält sich der Pfad des Wirbelzentrums für die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung charakteristisch ähnlich zum glatten Zylinder. Jedoch ist deutlich sichtbar, dass der gesamte Wirbelpfad der Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung weiter stromab vorzufinden ist. Dies verdeutlicht nochmals die Charakteristik eines nach Unterstrom verschobenen Wirbelgebiets von leeseitig porös ummantelten Kreiszyklindern.

7. Analyse des Strömungsfelds

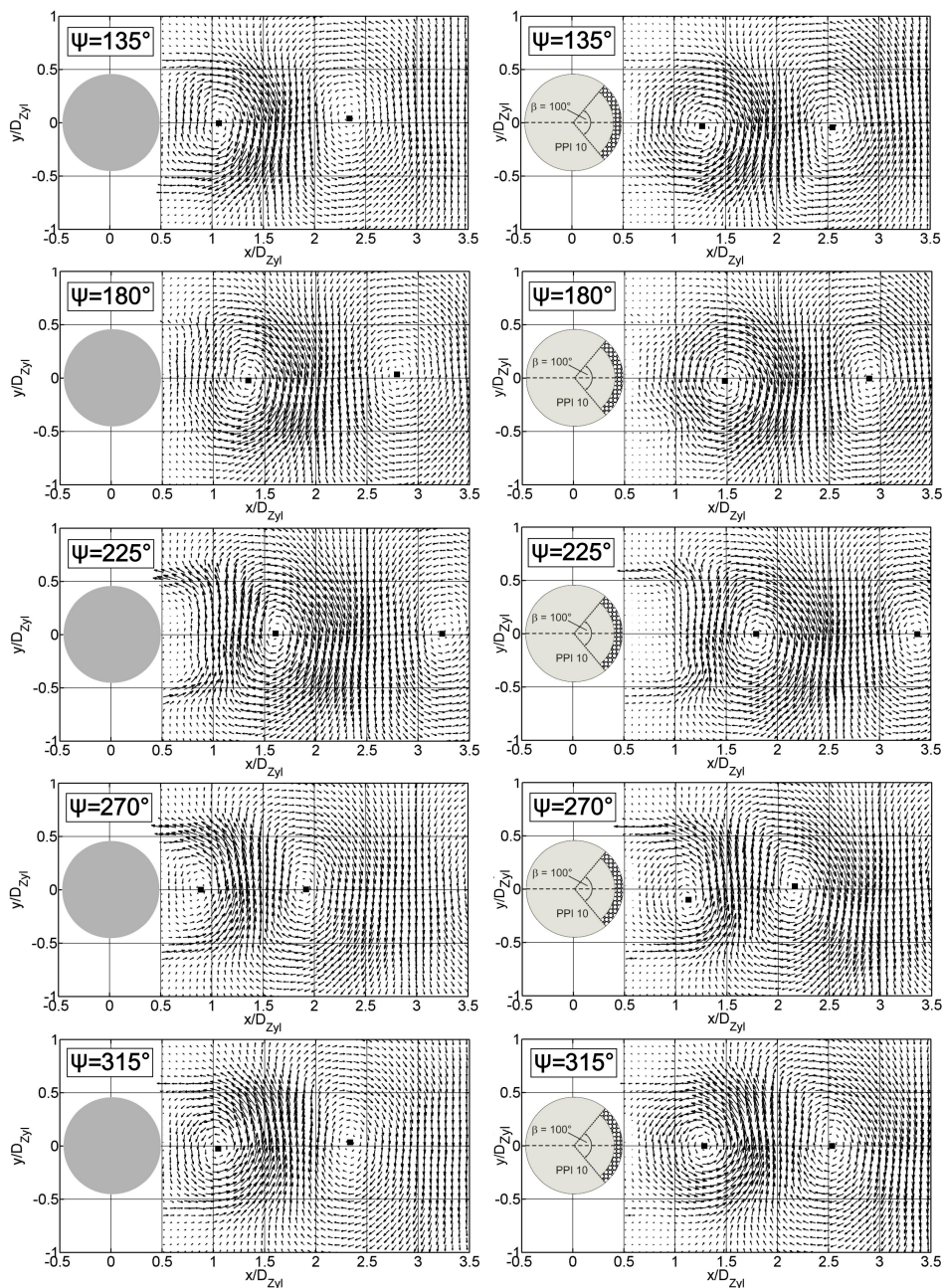


Abbildung 7.27.: Periodisches Geschwindigkeitsfeld im Nachlauf des Zylinders. Linke Spalte: Glatter Referenzzylinder. Rechte Spalte: Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm).

7.3. Mittelung bei konstanter Phase

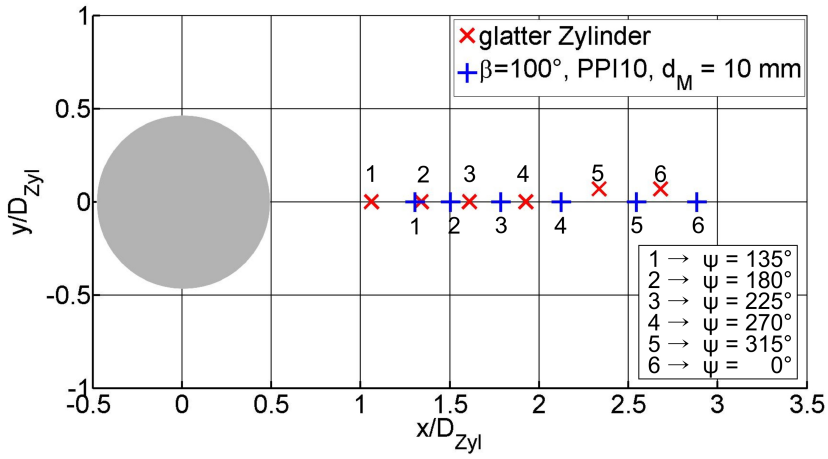


Abbildung 7.28.: Wirbelpfad im Nachlauf des Zylinders. Verfolgung des im Uhrzeigersinn drehenden Wirbels, der sich bei $\psi = 135^\circ$ vollständig entwickelt hat und nach Unterstrom abschwimmt.

8. Interpretation der Ergebnisse

Betrachten wir zu einem beliebigen Zeitpunkt einen Wirbel, der sich gerade oben an einem glatten Zylinder bildet, siehe Abb. 8.1 (links). Wir nennen ihn Primärwirbel. Der Wirbel dreht sich ein und wird größer. Aufgrund des Unterdrucks im Nachlauf wandert der Wirbel in Richtung hauptströmungsparalleler Mittelachse. Er dreht und läuft dabei entlang der leeseitigen Zylinderkontur nach unten. Auf seinem Weg nach unten stößt er mit einem sich zuvor unten gebildeten Wirbel zusammen, der schon größer ist und dessen Wirbelkern sich schon deutlich nach stromab verlagert hat. Die beiden Wirbel kollidieren vorzeichenrichtig (d.h. ihre Kontaktflächen drehen in die gleiche Richtung). Über den Kontaktbereich der gleichsinnig rotierenden Wirbel wird nun Fluid gegen die Zylinderleeseite transportiert, was als rückströmendes Fluid bezeichnet wird. Der kleinere Wirbel wandert weiter nach unten und schiebt den größeren Wirbel stromab. Aufgrund seiner bereits erlangten Größe füllt der größere Wirbel das Nachlaufgebiet nun bereits gut aus und wird von der beidseitig nahen Außenströmung beschleunigt. Er löst dadurch von dem kleineren Wirbel ab und reißt Fluid im gleichsinnig von den Wirbeln angetriebenen Zwischengebiet beider Wirbel nach. Das nachgezogene Fluid kommt von der Seite, von der der Primärwirbel ausging. Dieses nachgezogene Fluid fließt gleichsam wie ein kleiner „Jet“ zwischen die beiden Wirbel schräg zur Hauptströmungsrichtung. Der Jet bzw. der Rückfluss wird aber nun aufgestaut, da er unten Fluid gegen die Richtung der Außenströmung transportiert. Es bildet sich eine Art Stauzone unten am Zylinder, aus der ein neuer Wirbel hervorgeht. Nun beginnt der ganze Prozess von vorne, aber von unten nach oben usw. Fakt ist, dass die sich im Lee bildenden Wirbel entlang der Zylinderleeseite hoch und herunter laufen. Hierbei stellt sich durch die Wirbel ein zusätzliches fluktuierendes Unterdruckregime ein, das im Zeitmittel den sogenannten Basisdruck zusätzlich (zum bereits abgesenkten Druck durch die Ablösung der Strömung hinter dem Zylinder) absenkt.

Die leeseitige poröse Ummantelung bewirkt nun, dass der Mechanismus des Hoch- und Herunterlaufens des Primärwirbels gestört wird bzw. nicht an der Zylinderleeseite zustande kommt.

Betrachten wir analog dazu einen Primärwirbel, der sich an der oberen Seite eines leeseitig porös ummantelten Kreiszyklinders entwickelt, siehe Abb. 8.1 (rechts). Bereits zu Beginn seiner Entwicklung erfährt der Primärwirbel Störungen. Die Wirbelbildung wird jedoch nicht unterdrückt, so dass es auch hier zum Wachstum des Wirbels kommt. Sobald der Rückströmjet auf die poröse Schicht

8. Interpretation der Ergebnisse

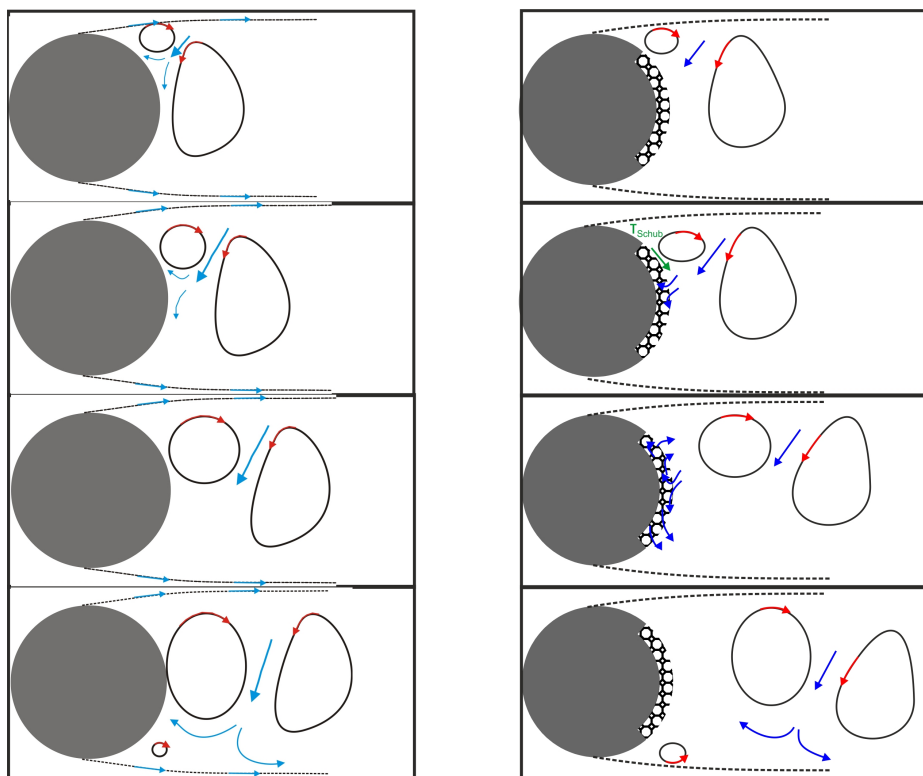


Abbildung 8.1: Wirbelbildungsprozess im Nachlauf eines glatten Zylinders (links) und eines leeseitig, porös ummantelten Zylinders (rechts).

trifft kann er in diese eindringen und diese durchströmen. Die Folge davon ist, dass er in alle Richtungen (nicht nur wie beim glatten Zylinder entlang der Oberfläche bzw. bei dem die Oberfläche die Richtung vorgibt) diffundiert und eingetragenes Fluid muss die poröse Schicht an verschiedenen Orten und unter verschiedenen Richtungen verlassen. Dies induziert Störungen im Nachlauf und eine geordnete Ausbildung des Primärwirbels wird erschwert bzw. unterdrückt. Dies ist ähnlich zu den Erkenntnissen von Prakash *et al.* (2001a) und Prakash *et al.* (2001b). Sie untersuchen einen Jet, der auf den Boden eines zylindrischen Gefäßes mit und ohne poröser Schicht aufprallt. Es wird gezeigt, dass sich das Strömungsfeld mit poröser Bodenschicht völlig unterschiedlich ausbildet. Der wiederaustretende Impuls aus der porösen Schicht verändert die sich ausbildende Rezirkulationszelle, welche sich ohne poröser Schicht auf dem Boden des Gefäßes ausbilden würde.

Die Ausbildung des Primärwirbels wird zusätzlich durch die Rauigkeit der Oberfläche der leeseitigen porösen Ummantelung verhindert bzw. erschwert, da zusätzlich Schubspannungen an der Wirbelberandung auftreten.

Durch das Eindringen in die poröse Schicht auf der Leeseite des Zylinders verringert sich der Jet und dadurch trifft ein letztlich schwächerer Jet als beim glatten Zylinder auf die gegenüberliegende Scherschicht. Dadurch reduzieren sich die Schwankungen der horizontalen Strömungskomponente innerhalb der Scherschicht wodurch diese turbulenzärmer wird. Dies zeigt die Grafik der Vortizität der zeitlich gemittelten Ergebnisse. Weniger Turbulenz in der Scherschicht sorgt für einen langsameren Impulsabbau innerhalb der Scherschicht.

Dass sich das Phänomen der periodischen Wirbelablösung auch bei leeseitigen, porös ummantelten Zylindern ausbildet, konnte mit Hilfe des Spektrums der Druckschwankungen gezeigt werden. Im Vergleich zum glatten Zylinder wurde jedoch eine veränderte Ablösefrequenz identifiziert. Durch den dominanten Peak im Spektrum kann eine klare Wirbelablösefrequenz der Zylinderkonfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) festgestellt werden, aus der sich eine St-Zahl von $St = 0,21$ ergibt. Somit ist die Wirbelablösefrequenz bzw. die St-Zahl größer als beim glatten Zylinder ($St = 0,19$). Dies bedeutet im Umkehrschluss, dass die Zeit, die der Primärwirbel bzw. der sich ausbildende Wirbel benötigt um den Nachlauf über die Mittelachse zu durchqueren, geringer ist, wenn sich auf der Leeseite des Zylinders eine poröse Schicht befindet, da $f_{glatt} < f_{porös}$. Der Ort der Grenzschichtablösung von der Zylinderoberfläche ist von der leeseitigen, porösen Schicht unbeeinflusst, denn hinsichtlich des Maximalwerts der Standardabweichung des Drucks konnten keine signifikanten Unterschiede festgestellt werden. Das Maximum befindet sich bei beiden Konfigurationen bei ca. $\phi = 75^\circ$.

Durch die Störung der geordneten Ausbildung des Primärwirbels und den somit folglich geringeren Schwankungsamplituden der horizontalen Geschwindigkeitskomponente in der Scherschicht vergrößert sich die Wirbelformationszone bzw. die Ausbildung des Wirbels im Nachlauf ist weiter nach stromab verschoben, siehe Leder (1992).

Die Vergrößerung der Wirbelformationszone im Nachlauf bei porös ummantelten Zylindern hat zum einen die Folge, dass sich der Unterdruck auf der Leeseite des Zylinders verringert und zum anderen sorgen die weiter stromab ausgebildeten Wirbel für eine Verringerung der Druckschwankungen an der Zylinderrückseite. Die Ergebnisse der Druckmessungen belegen die deutlich reduzierten Standardabweichungen des Drucks. Des Weiteren veranschaulicht der Verlauf der Standardabweichung des Drucks, dass im Gegensatz zum glatten Zylinder kein zweiter Maximalwert im Leebereich bei ca. $\phi = 155^\circ$ vorzufinden ist. Für den zweiten Maximalwert ist nach West & Apelt (1982) der Wirbelablösevorgang bei glatten Zylindern verantwortlich, ein weiteres Indiz also für

8. Interpretation der Ergebnisse

die sich weiter stromab bildenden Wirbel. Die geringeren Fluktuationen an der unmittelbaren Zylinderrückseite und im Nachlauf sind auch ein Hinweis auf ein reduziertes Vermischen der Außenströmung mit dem Bereich innerhalb des Totwassers.

Eine geringere Ablösefrequenz ist außerdem mit einer dickeren freien Scherschicht gekoppelt, siehe Gerrard (1966). Die von Roshko (1954) bestimmte universale St-Zahl beschreibt, dass bei größer werdender Wirbelablösefrequenz die Breite des Nachlaufs kleiner wird. Bezogen auf die leeseitig porös ummantelten Zylinder bedeutet dies, dass eine größere Wirbelablösefrequenz zu einer Abnahme der Scherschichtdicke und zu einer Verringerung der Breite des Nachlaufs führt.

Die Vergrößerung der Wirbelformationszone und der damit ansteigende Druck bzw. verminderte Unterdruck auf der Zylinderrückseite führt zu einer Reduktion des Strömungswiderstands. In Abb. 8.2 ist die zeitlich gemittelte Druckverteilung um den Zylinderumfang und die dadurch resultierende Widerstandskraft dargestellt. Die Abbildung veranschaulicht nochmals den Vergleich zwischen einem glatten Zylinder und einem Zylinder mit leeseitig, poröser Beschichtung.

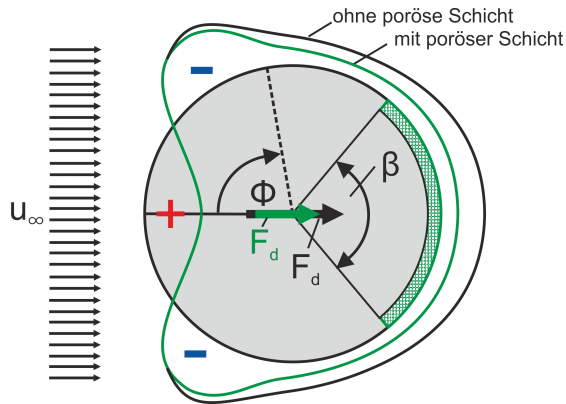


Abbildung 8.2.: Schematisches Diagramm der Erhöhung des zeitlich gemittelten Drucks bzw. der Reduktion des Unterdrucks an den Flanken und der Leeseite des Zylinders und der folglich reduzierten Widerstandskraft aufgrund der leeseitig integrierten porösen Schicht.

9. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der experimentellen Untersuchung von leeseitig porös ummantelten Kreiszylindern. Hierfür wurden systematische Kraft- und Druckmessungen für ausgewählte Konfigurationen im Windkanal durchgeführt sowie das Strömungsfeld um den Zylinder mittels PIV-Messtechnik analysiert. Die Ummantelung der Zylinder bestand aus einer porösen Schaumstoffschicht, bei der Parameter wie der Ummantelungswinkel, die Schichtstärke und die Porengröße des Materials variiert wurden. Die untersuchten Zylinder besaßen einen konstanten Außendurchmesser von $D_{Zyl} = 7 \text{ cm}$ und waren $L_{Zyl} = 70 \text{ cm}$ lang. Die Anströmgeschwindigkeiten befanden sich innerhalb des Bereichs $6 \frac{\text{m}}{\text{s}} < u_{\infty} < 28 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Das entspricht somit einem Re-Zahlbereich von $3 \cdot 10^4 \leq Re \leq 1,4 \cdot 10^5$. Als Referenz diente ein glatter Kreiszylinder ohne leeseitige, poröse Schicht.

Mit Hilfe der Messung der Strömungswiderstandskraft konnte gezeigt werden, dass die leeseitige, poröse Schicht für sämtliche untersuchte Konfigurationen den Strömungswiderstand im Vergleich zum glatten Zylinder reduziert. Der Effekt konnte sowohl für die Zylindervarianten mit integrierter poröser Schicht als auch für einen Zylinder mit einer dünnen, zusätzlich auf den Außendurchmesser aufgetragenen Schicht gemessen werden. Die Größenordnung des Reduktionseffekts durch die leeseitige poröse Schicht lag im Bereich 7,7% -13,2%. Hierbei zeigten die Parameter Schichtstärke und Ummantelungswinkel den größten Einfluss. Es konnte gezeigt werden, dass sich sowohl mit dicker werdender poröser Schicht als auch mit größer werdendem Ummantelungswinkel der Strömungswiderstand verringert. Die Variation der unterschiedlichen Porositäten des Materials ergab hingegen nur geringe Unterschiede in Bezug auf den Strömungswiderstand. Von den untersuchten Ummantelungswinkeln zeigten sich die Winkel für $\beta \geq 100^\circ$ als effektivste Winkelanordnungen, um den Strömungswiderstand zu reduzieren. Bei der Schichtstärke zeigte die Schichtdicke $d_M = 10 \text{ mm}$ den größten Effekt.

Mittels zeitlich aufgelösten Kraftmessungen wurde ersichtlich, dass die leeseitige poröse Ummantelung die Amplituden der Kraftsignale verringert und somit für geringere Schwankungen sorgt als dies beim glatten Zylinder der Fall ist.

Der zeitlich gemittelte Verlauf der Druckmessungen entlang des Zylinderumfangs zeigte einen Anstieg des Drucks bzw. Verringerung des Unterdruckes im Leebereich aufgrund der porösen Beschichtung. Der Druckanstieg im Vergleich

9. Zusammenfassung

zum glatten Zylinder startete bei einem Umfangswinkel von ca. $\phi = 60^\circ$ und die maximale Differenz war bei ca. $\phi = 180^\circ$ erreicht. Der Bereich der Strömungsablösung von der Zylinderwand war jedoch unbeeinflusst und identisch zum glatten Referenzzylinder bei ca. $\phi = 75^\circ$. Hinsichtlich der Druckfluktuationen entlang der Oberfläche konnte beim leeseitig porös ummantelten Zylinder eine signifikante Reduktion der Standardabweichung der gemessenen Drucksignale im Vergleich zum glatten Zylinder festgestellt werden. Das Spektrum der Druckfluktuationen wurde ebenfalls durch die poröse Schicht beeinflusst. Hierbei erhöhte sich die charakteristische Wirbelablösefrequenz und die Breitband-Schwankungen reduzierten sich. Somit wird deutlich, dass es bei leeseitig porös ummantelten Zylindern zu einer Wirbelablösung kommt. Es wurde zudem gezeigt, dass die Rauigkeit des porösen Materials nur gering zur Widerstandsreduktion beiträgt.

Die Analyse des Strömungsfelds zeigte für die zeitlich gemittelten Daten im Nachlauf des leeseitig porös ummantelten Zylinders dass sich das Gebiet von geringeren mittleren Geschwindigkeiten im Nachlauf des Zylinders vergrößert. Außerdem wurde die räumliche Anordnung von Teilstrukturen des mittleren Strömungsfelds nach stromab verschoben und auch in ihren absoluten Werten vermindert. Zudem zeigte sich, dass durch eine leeseitige poröse Ummantelung die Wirbelstärke in der Scherschicht nicht so schnell dissipiert und mit zunehmendem Ummantelungswinkel länger erhalten bleibt. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die turbulente kinetische Energie im Nachlauf mit zunehmendem Ummantelungswinkel abnimmt. Der Produktionsterm der turbulenten kinetischen Energie sowie die turbulente kinetische Energie verschieben sich im Nachlauf mit zunehmendem Ummantelungswinkel nach stromab und nehmen ab. Die Ergebnisse veranschaulichten außerdem, dass die horizontalen Schwankungen in der Scherschicht und die vertikalen Schwankungen auf der Mittelachse im Nachlauf mit zunehmendem Ummantelungswinkel abnehmen. Es wurde weiterhin ersichtlich, dass je größer der Ummantelungswinkel war, desto stärker reduzierte sich die Nachlaufbreite und desto dünner war die Scherschicht. Aufgrund der leeseitigen porösen Ummantelung vergrößerte sich die Wirbelformationslänge. Die Mittelung der Daten bei konstanter Phase erlaubte es signifikante Aussagen über den physikalischen Vorgang des Wirbelbildungs- und ablöseprozesses zu treffen. Der Beginn der sich einrollenden Scherschicht ist für leeseitig porös ummantelte Zylinder weiter nach Unterstrom verschoben. Verantwortlich für die gewonnenen Ergebnisse ist die Störung bzw. das Nichtzustandekommen des Mechanismus des Hoch- und Herunterlaufens des Primärwirbels an der Leeseite des porös ummantelten Zylinders.

Ein Teil der Ergebnisse ist in komprimierter Version der Veröffentlichung Klausmann & Ruck (2017) zu entnehmen.

Anhand der Grundlagenstudie von leeseitig porös ummantelten Kreiszyklindern

konnte eine effektive Widerstandsreduktion im Vergleich zum glatten Zylinder belegt werden. Es handelt sich hierbei um eine passive Kontrollmethode, die speziell Einfluss auf den Nachlauf des Strömungsfelds um den Kreiszyylinder ausübt. Mögliche Anwendungsgebiete speziell im Hinblick auf die Reduktion des Strömungswiderstands sind unter anderem Industrieanlagen (zum Beispiel Gitterströmungen), die Medizintechnik und die Bauwerksaerodynamik. Durch die Reduktion des Strömungswiderstands kann beispielsweise Energie bei Fortbewegungsmittel wie Fahr- oder Flugzeuge eingespart werden. Mit Hilfe des porösen Materials können außerdem Struktur- oder Tragwerksschwingungen gedämpft und der Lärm von umströmten Komponenten gedämpft werden.

Anhang

A. Widerstandsdiagramme der Zylinder für $\beta = 40^\circ$

A. Widerstandsdiagramme der Zylinder für $\beta = 40^\circ$

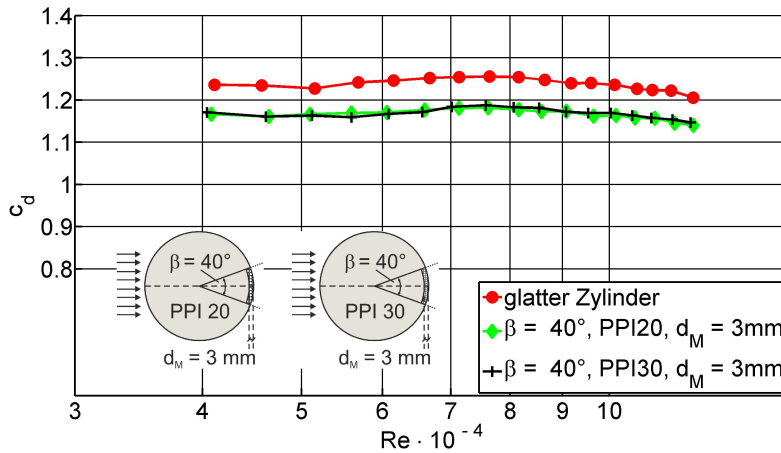


Abbildung A.1.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 40^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 3 \text{ mm}$ und variierender Porosität.

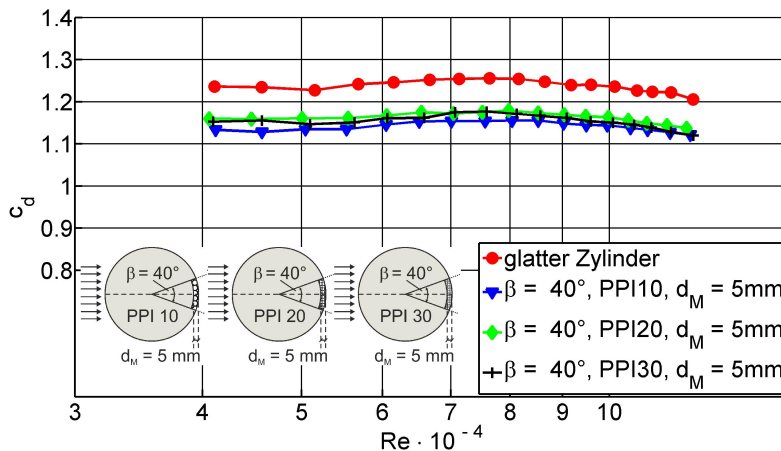


Abbildung A.2.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 40^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 5 \text{ mm}$ und variierender Porosität.

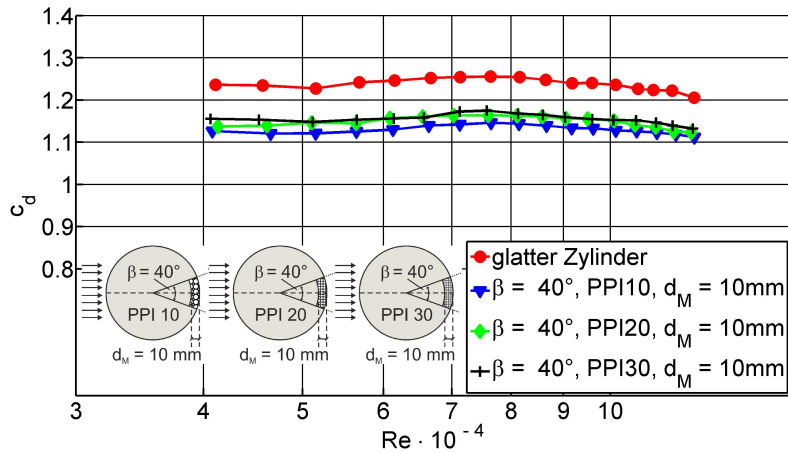


Abbildung A.3.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 40^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 10 \text{ mm}$ und variierender Porosität.

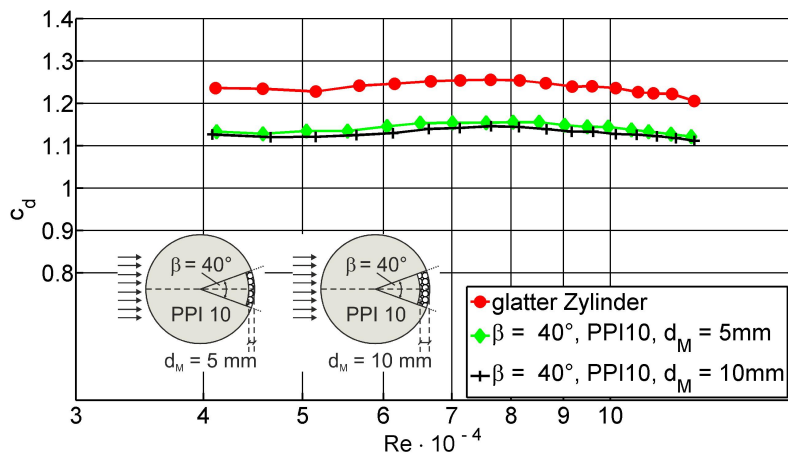


Abbildung A.4.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 40^\circ$, konstantem PPI 10 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.

A. Widerstandsdiagramme der Zylinder für $\beta = 40^\circ$

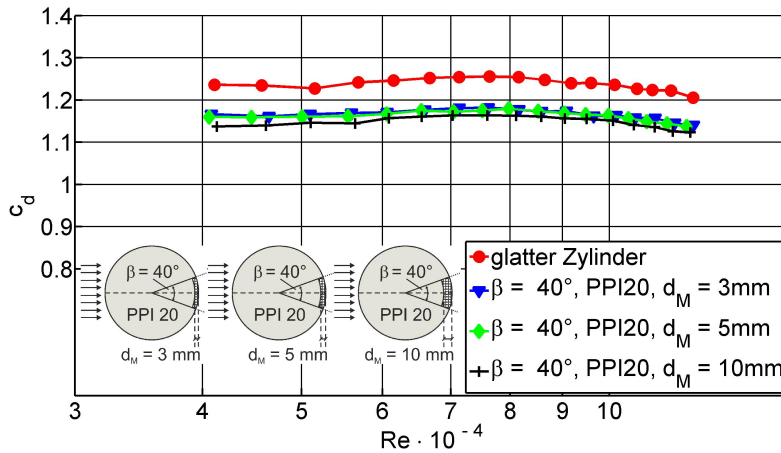


Abbildung A.5.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantlungswinkel von $\beta = 40^\circ$, konstantem PPI 20 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.

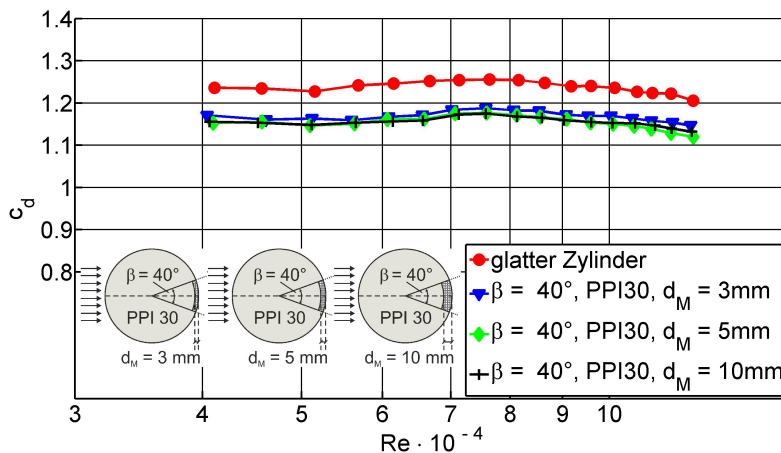


Abbildung A.6.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantlungswinkel von $\beta = 40^\circ$, konstantem PPI 30 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.

B. Widerstandsdiagramme der Zylinder für $\beta = 70^\circ$

B. Widerstandsdiagramme der Zylinder für $\beta = 70^\circ$

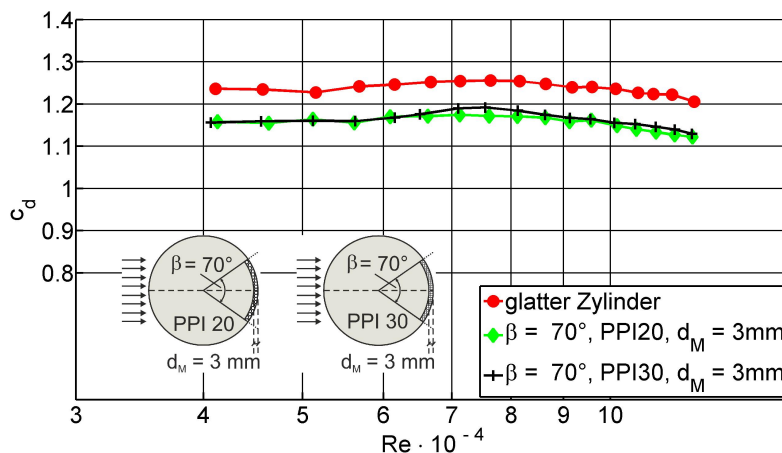


Abbildung B.1.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 3\text{ mm}$ und variierender Porosität.

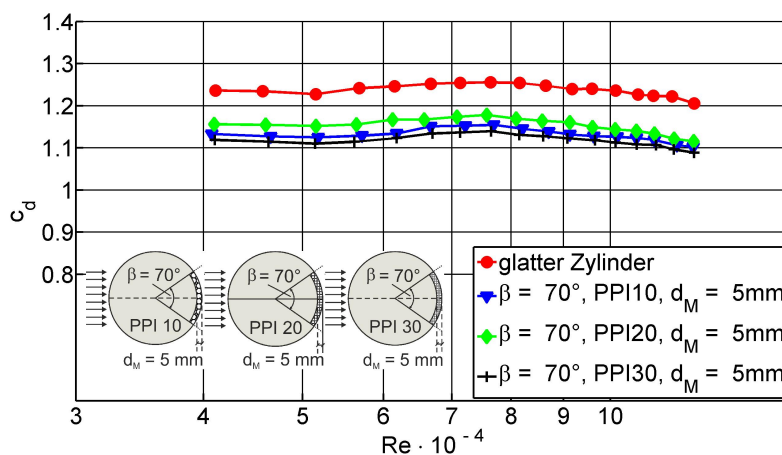


Abbildung B.2.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 5\text{ mm}$ und variierender Porosität.

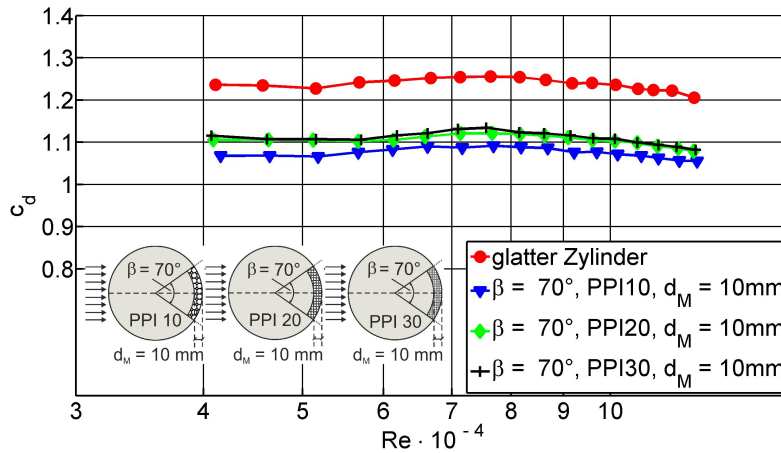


Abbildung B.3.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 10\text{ mm}$ und variierender Porosität.

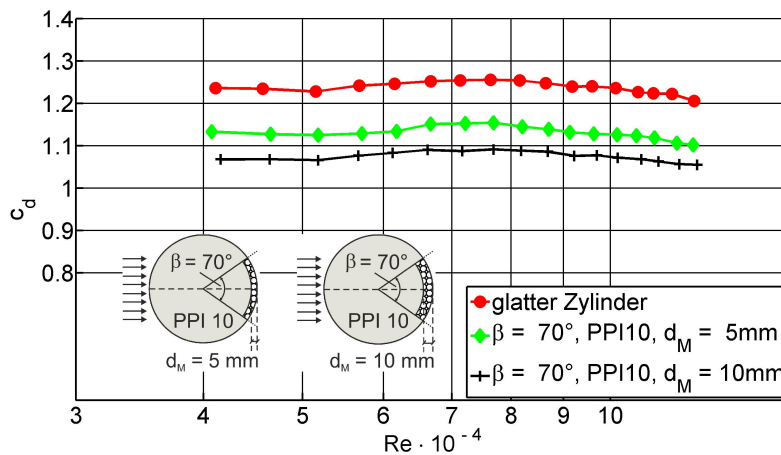


Abbildung B.4.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$, konstantem PPI 10 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.

B. Widerstandsdiagramme der Zylinder für $\beta = 70^\circ$

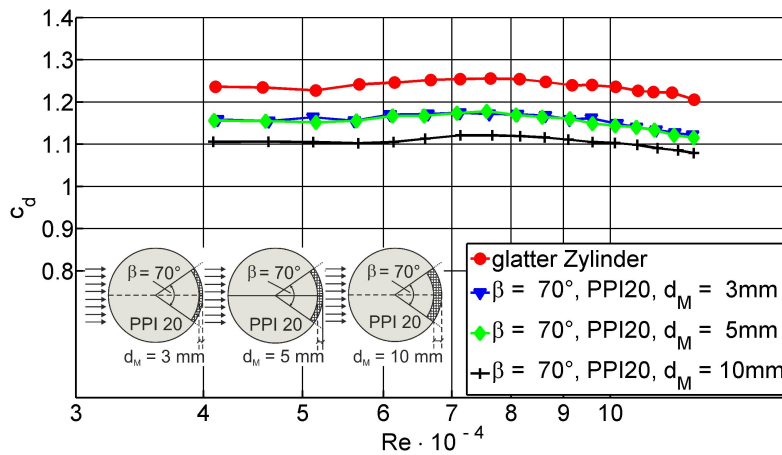


Abbildung B.5.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$, konstantem PPI 20 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.

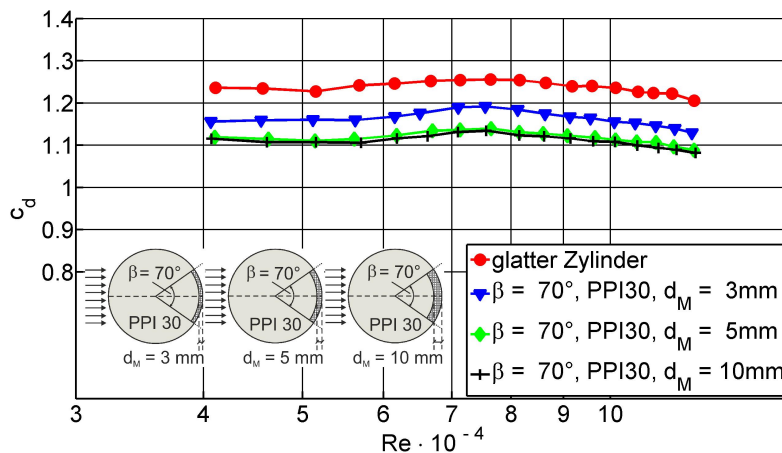


Abbildung B.6.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$, konstantem PPI 30 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.

C. Widerstandsdiagramme der Zylinder für $\beta = 160^\circ$

C. Widerstandsdiagramme der Zylinder für $\beta = 160^\circ$

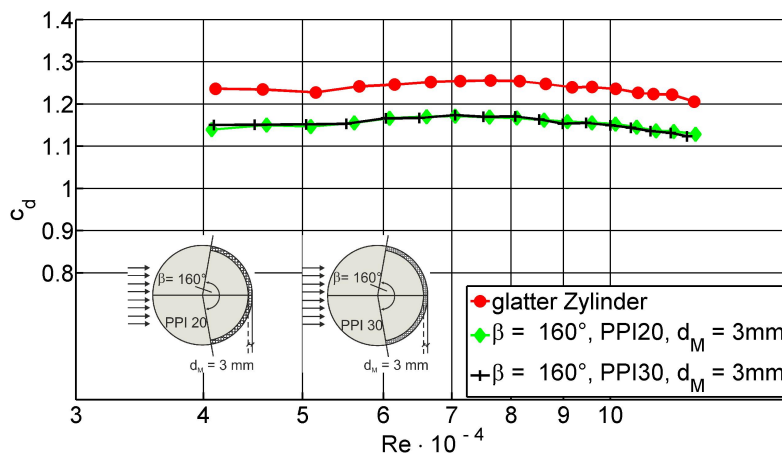


Abbildung C.1.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 3\text{ mm}$ und variierender Porosität.

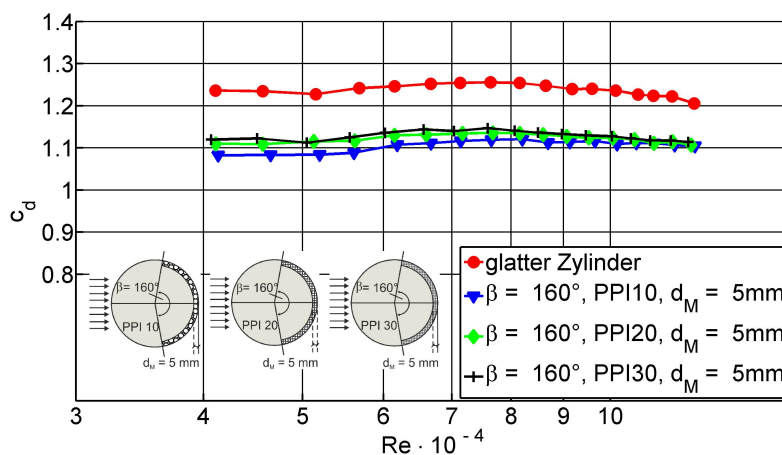


Abbildung C.2.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 5\text{ mm}$ und variierender Porosität.

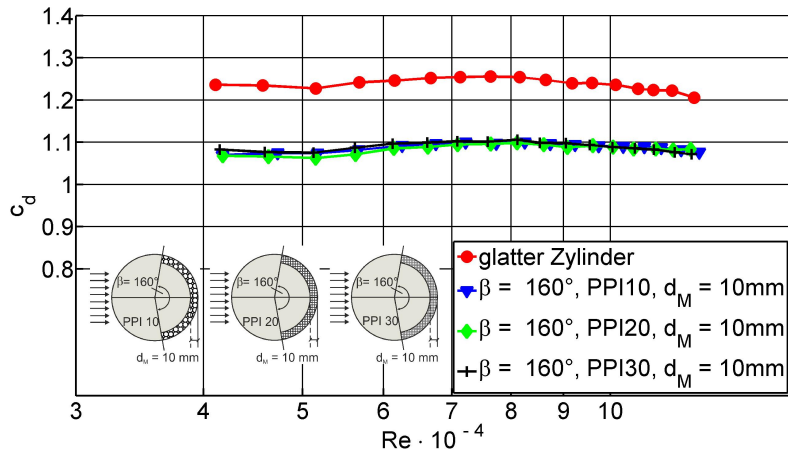


Abbildung C.3.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 10 \text{ mm}$ und variierender Porosität.

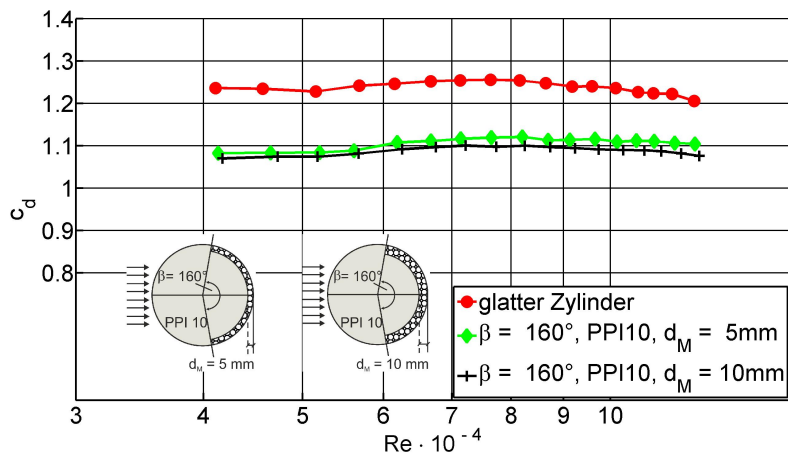


Abbildung C.4.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$, konstantem PPI 10 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.

C. Widerstandsdiagramme der Zylinder für $\beta = 160^\circ$

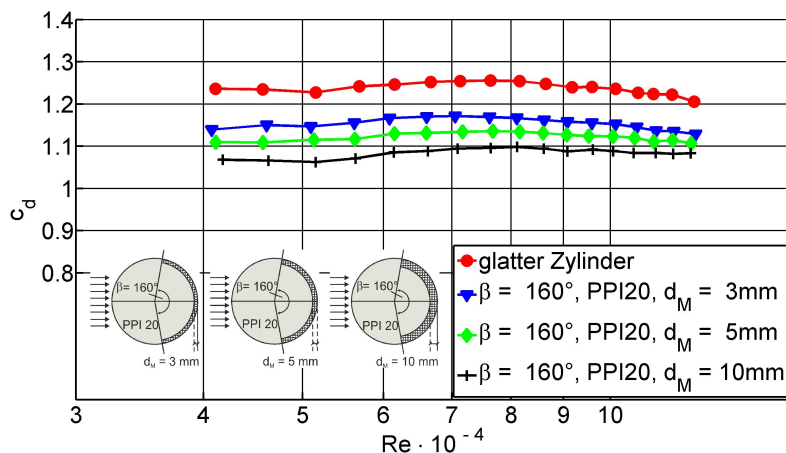


Abbildung C.5.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$, konstantem PPI 20 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.

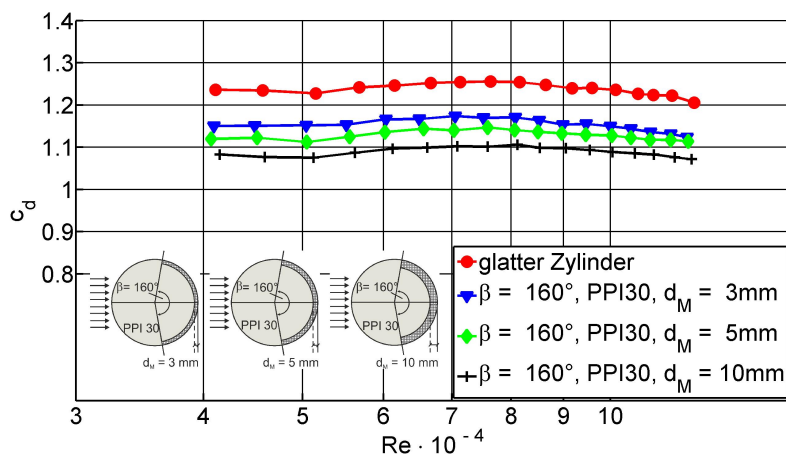


Abbildung C.6.: Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$, konstantem PPI 30 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.

Literaturverzeichnis

- ACHENBACH, E. 1968 Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $Re=5 \cdot 10^6$. *Journal of Fluid Mechanics* **34** (4), 625–639.
- ACHENBACH, E. 1971 Influence of surface roughness on the cross-flow around a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics* **46** (2), 321–335.
- ACHENBACH, E. & HEINECKE, E. 1981 On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers $6 \cdot 10^3$ to $5 \cdot 10^6$. *Journal of Fluid Mechanics* **109**, 239–251.
- ACKERET, J. 1926 Grenzschichtabsaugung. *Zeitschrift des VDI* **70** (35), 1153–1158.
- ADRIAN, R. J., BALACHANDAR, S. & LIN, Z. C. 2001 Spanwise Growth of Vortex Structure in Wall Turbulence. *KSME International Journal* **15** (12), 1741–1749.
- ADRIAN, R. J. & WESTERWHEEL, J. 2011 *Particle Image Velocimetry*, 1st edn. Cambridge University Press.
- ALLEN, H.J. & VINCENTI, W.G. 1944 Wall interference in a two dimensional flow wind tunnel, with consideration of the effect of compressibility. *Tech. Rep.* 782.
- BEARMAN, P.W. 1967 The Effect of Base Bleed on the Flow behind a Two-Dimensional Model with a Blunt Trailing Edge. *Aeronautical Quarterly* **18** (3), 207–224.
- BEARMAN, P.W. 1969 On the vortex shedding from a circular cylinder in the critical Reynolds number régime. *Journal of Fluid Mechanics* **37** (3), 577–585.
- BEARMAN, P. W. 1965 Investigation of the flow behind a two-dimensional model with a blunt trailing edge and fitted with splitter plates. *Journal of Fluid Mechanics* **21** (2), 241–255.
- BEARMAN, P. W. & HARVEY, J. K. 1993 Control of circular cylinder flow by the use of dimples. *AIAA Journal* **31** (10), 1753–1756.
- BEAVERS, G. S. & JOSEPH, D. D. 1967 Boundary conditions at a naturally permeable wall. *Journal of Fluid Mechanics* **30** (01), 197–207.

Literaturverzeichnis

- BECHERT, D.W. & HOPPE, G. 1985 On the drag reduction of the shark skin. *AIAA Shear Flow Control Conference AIAA-85-05*.
- BERGH, H. & TIJDEMAN, H. 1965 Theoretical and experimental results for the dynamic response of pressure measuring systems by H. *Tech. Rep.*.
- BHATTACHARYYA, S. & SINGH, A.K. 2011 Reduction in drag and vortex shedding frequency through porous sheath around a circular cylinder. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **65**, 683–698.
- BLOOR, S. 1964 The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics* **19** (2), 290.
- BREUGEM, W. P. & BOERSMA, B. J. 2005 Direct numerical simulations of turbulent flow over a permeable wall using a direct and a continuum approach. *Physics of Fluids* **17** (025103).
- BRINKMAN, H. C. 1947 A CALCULATION OF THE VISCOUS FORCE EXERTED BY A FLOWING FLUID ON A DENSE SWARM OF PARTICLES. *Applied Sciences Research* **A1**.
- BRUNEAU, C.-H. & MORTAZAVI, I. 2006 Control of vortex shedding around a pipe section using a porous sheath. *International Journal of Offshore and Polar Engineering* **16** (2), 90–96.
- BRUNEAU, C.-H. & MORTAZAVI, I. 2008 Numerical modelling and passive flow control using porous media. *Computers & Fluids* **37** (5), 488–498.
- BRUNEAU, C.-H., MORTAZAVI, I. & GILLIÉRON, P. 2008 Flow regularisation and drag reduction around blunt bodies using porous devices. *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS* pp. 405–408.
- BRUUN, H.H. & DAVIES, P.O.A.L. 1975 An Experimental Investigation of the Separation Points on a Circular Rotating Cylinder in Cross Flow. *Journal of Sound and Vibration* **40** (4), 535–559.
- BUCKINGHAM, E. 1914 On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations. *Physical Review* **4**, 345–376.
- BUTT, U., JEHRING, L. & EGBERS, C. 2014 Mechanism of drag reduction for circular cylinders with patterned surface. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **45**, 128–134.
- CANTWELL, B. & COLES, D. 1983 An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics* **136**, 321–374.

- CARBERRY, J., SHERIDAN, J. & ROCKWELL, D. 2005 Controlled oscillations of a cylinder: forces and wake modes. *Journal of Fluids and Structures* **538** (1), 31.
- CECCIO, S. L. 2010 Friction Drag Reduction of External Flows with Bubble and Gas Injection. *Annual Review of Fluid Mechanics* **42** (1), 183–203.
- CETINER, O. & ROCKWELL, D. 2001 Streamwise oscillations of a cylinder in steady current. Part 2. Free-surface effects on vortex formation and loading. *Journal of Fluid Mechanics* **427**, 29–59.
- CHAKRABORTY, P., BALACHANDAR, S. & ADRIAN, R. J. 2005 On the relationships between local vortex identification schemes. *Journal of Fluid Mechanics* **535**, 189–214.
- CHOI, H., JEON, W.-P. & KIM, J. 2008 Control of Flow Over a Bluff Body. *Annual Review of Fluid Mechanics* **40** (1), 113–139.
- CHOI, J., JEON, W.-P. & CHOI, H. 2006 Mechanism of drag reduction by dimples on a sphere. *Physics of Fluids* **18** (4), 1–5.
- CHOI, K.-S., JUKES, T. & WHALLEY, R. 2011 Turbulent boundary-layer control with plasma actuators. *Philosophical transactions of the royal society* **369**, 1443–1458.
- CHONG, M. S., PERRY, A. E. & CANTWELL, B. J. 1990 A general classification of three dimensional flow fields. *Physics of Fluids* **765**.
- DALTON, C. 1971 Allen and Vincenti Blockage Corrections in a Wind Tunnel. *AIAA Journal* **9** (9), 1864–1865.
- DELANY, N. K. & SORENSEN, N. E. 1953 Low-speed drag of cylinders of various shapes. *National advisory committee for aeronautics* **3038**, 1–22.
- DIN 16086 Elektrische Druckmessgeräte - Druckaufnehmer, Druckmessumformer, Druckmessgeräte - Begriffe und Angaben in Datenblättern. *Deutsches Institut für Normung* (2006).
- DRESCHER, H. 1956 Messung der auf querangeströmte Zylinder ausgeübten zeitlich veränderten Drücke. *Zeitschrift für Flugwissenschaft* **1** (2), 17–21.
- DRYDEN, H. L. 1941 The role of transition from laminar to turbulent flow in fluid mechanics. *University of Pennsylvania Bicentennial Conference* (1), 1–13.
- ESDU 80024 Blockage corrections for bluff bodies in confined flows. *Engineering Sciences Data* (1980), 1–40.
- FAGE, A. & FALKNER, V.M. 1931 The flow around circular cylinder. *Aeronautical Research Committee Reports and Memoranda* **1369**, arXiv: arXiv:1011.1669v3.

Literaturverzeichnis

- FAGE, A. & WARSAP, J.H. 1929 The effects of turbulence and surface roughness on the drag of a circular cylinder. *Tech. Rep.*.
- FRANSSON, J. H. M., KONIECZNY, P. & ALFREDSSON, P. H. 2004 Flow around a porous cylinder subject to continuous suction or blowing. *Journal of Fluids and Structures* **19** (8), 1031–1048.
- FRINK, NEAL T, BAUER, STEVEN X S & HUNTER, CRAIG A 2002 Simulation of Flows With Passive Porosity. In *ICAS 2002 Congress*, pp. 1–10.
- FROHNAPFEL, B., JOVANOVIĆ, J. & DELGADO, A. 2007 Experimental investigations of turbulent drag reduction by surface-embedded grooves. *Journal of Fluid Mechanics* **590**, 107–116.
- GALBRAITH, R. A. 1981 Aspects of the flow in the immediate vicinity of a porous shroud. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **8**, 251–258.
- GERRARD, J.H. 1965 A disturbance-sensitive Reynolds number range of the flow past a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics* **22** (1), 187–196.
- GERRARD, J.H. 1966 The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics* **25** (2), 401–413.
- GEVATTER, H.-J. & GRUENHAUPT, U., ed. 2006 *Handbuch der Mess- und Automatisierungstechnik in der Produktion*, 2nd edn.
- GEYER, T. F. & SARRADJ, E. 2016 Circular cylinders with soft porous cover for flow noise reduction. *Experiments in Fluids* pp. 1–16.
- GUEVEN, O., FARELL, C.R & PATEL, V.C. 1980 Surface-roughness effects on the mean flow past circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics* **98** (4), 673–701.
- HAHN, S., JE, J. & CHOI, H. 2002 Direct numerical simulation of turbulent channel flow with permeable walls. *Journal of Fluid Mechanics* **450**, 259–285.
- HOYT, J.W. 1972 The effect of additives on fluid friction. *Journal Basic Engineering* **94** (2), 258–285.
- JEONG, J. & HUSSAIN, F. 1995 On the identification of a vortex **285**, 69–94.
- KARMAN V., T. 1911 Über den Mechanismus des Widerstandes den ein bewegter Körper in einer Flüssigkeit erfährt. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse* **1911**, 509–517.
- KLAUSMANN, K. & RUCK, B. 2017 Drag reduction of circular cylinders by porous coating on the leeward side. *Journal of Fluid Mechanics* **813**, 382–411.

- KONG, F. Y. & SCHETZ, J. A. 1982 Turbulent Boundary Layer Over Porous Surfaces with Different Surface Geometries. *AIAA Journal* pp. 1–10.
- KONG, F. Y., SCHETZ, J. A. & COLLIER, F. 1982 Turbulent boundary layer over solid and porous surfaces with small roughness. *Tech. Rep.*.
- KUZNETSOV, A.V. & BECKER, S.M. 2004 Effect of the interface roughness on turbulent convective heat transfer in a composite porous/fluid duct. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **31** (1), 11–20.
- LEDER, A. 1992 *Abgelöste Strömungen: physikalische Grundlagen*. Vieweg und Sohn.
- LIN, J., TOWFIGHI, J. & ROCKWELL, D. 1995 NEAR-WAKE OF A CIRCULAR CYLINDER: CONTROL BY STEADY AND UNSTEADY SURFACE INJECTION. *Journal of Fluids and Structures* **9**, 659–669.
- LUMLEY, L. 1969 DRAG REDUCTION BY ADDITIVESI. *Tech. Rep.*.
- LYN, D. A., EINAV, S., RODI, W. & PARK, J.-H. 1995 A laser-Doppler velocimetry study of ensemble-averaged characteristics of the turbulent near wake of a square cylinder. *Journal of Fluid Mechanics* **304**, 285–319.
- MERKLE, C. L. & DEUTSCH, S. 1992 Microbubble drag reduction in liquid turbulent boundary layers. *Applied Mechanics Reviews* **45** (3), 103–127.
- MOREAU, E. 2007 Airflow control by non-thermal plasma actuators. *Journal of Physics D: Applied Physics* **40** (3), 605–636.
- MÖSSNER, M. & RADESPIEL, R. 2015 Modelling of turbulent flow over porous media using a volume averaging approach and a Reynolds stress model. *Computers & Fluids* **108**, 25–42.
- NAITO, H. & FUKAGATA, K. 2012 Numerical simulation of flow around a circular cylinder having porous surface Numerical simulation of flow around a circular cylinder having porous surface. *Physics of Fluids* **24**.
- NIELD, D. A. & BEJAN, A. 2014 *Convection in Porous Media*. Springer-Verlag New York Inc.
- NISHIMURA, M. & GOTO, T. 2010 Aerodynamic noise reduction by pile fabrics. *Fluid Dynamics Research* **42**, 17pp.
- OWEN, J. C. & BEARMAN, P. W. 2001 Passive Control of VIV with drag reduction. *Journal of Fluid Mechanics* **15**, 597–605.

Literaturverzeichnis

- PARK, H., LEE, D., JEON, W.-P., HAHN, S., KIM, J., KIM, J., CHOI, J. & CHOI, H. 2006 Drag reduction in flow over a two-dimensional bluff body with a blunt trailing edge using a new passive device. *Journal of Fluid Mechanics* **563**, 389–414.
- PERLIN, M. & CECCIO, S. 2015 *Mitigation of Hydrodynamics Resistance*, 1st edn. University of Michigan, USA: World Scientific.
- PRAKASH, M., TURAN, O. F., LI, Y., MAHONEY, J. & THORPE, G. R. 2001a Impinging round jet studies in a cylindrical enclosure with and without a porous layer : Part I — Flow visualisations and simulations **56**, 3855–3878.
- PRAKASH, M., TURAN, O. F., LI, Y., MAHONEY, J. & THORPE, G. R. 2001b Impinging round jet studies in a cylindrical enclosure with and without a porous layer : Part II — LDV measurements and simulations **56**, 3879–3892.
- PRICE, P. 1956 Suppression of the fluid-induced vibration of circular cylinders. *Journal of the Engineering Mechanics Division* **1030**, 1–22.
- RAFFEL, M., WILLERT, C., WERELEY, S. & KOMPENHANS, J. 2007 *Particle Image Velocimetry A Practical Guide*, 2nd edn. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- RASHIDI, S., TAMAYOL, A., SADEGH, M. & SHOKRI, N. 2013 Fluid flow and forced convection heat transfer around a solid cylinder wrapped with a porous ring. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **63**, 91–100.
- REYNOLDS, O. 1883 An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and the law of resistance in parallel channels. *Proceedings of the royal society of London* **35**, 84–99.
- REYNOLDS, W.C. & HUSSAIN, A.K.M.F. 1972 The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments...pdf. *Journal of Fluid Mechanics* **54** (2), 262–288.
- ROBERSON, J.A. & CROWE, C.T. 1993 *Engineering Fluid Mechanics*, 5th edn. Boston.
- ROSHKO, A. 1954 On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies. *NACA TN* (3169).
- ROSHKO, A. 1961 Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* **10**, 345–356.
- RUCK, B. 1987 *Laser-Doppler-Anemometrie*. AT-Fachverlag, Stuttgart.
- RUCK, B. 1990 *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. AT-Fachverlag, Stuttgart.

- RUCK, B. 2010 *Folien zur Vorlesung Gebäude- und Umweltaerodynamik*.
- SAHRAOUI, M. & KAVIANY, M. 1992 Slip and no-slip velocity boundary conditions interface of porous, plain media. *Heat and Mass Transfer* **35** (4), 927–943.
- SCHEWE, G. 1983 On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics* **133**, 265–285.
- SCHLICHTING, H. 1948 Ein Näherungsverfahren zur Berechnung der laminaren Reibungsschicht mit Absaugung*. *Ingenieur-Archiv* **16** (3), 201–220.
- SCHLICHTING, H. & GERSTEN, K. 1997 *Grenzschicht-Theorie*, 9th edn. Springer-Verlag.
- STANSBY, P. K. 1974 The effects of end plates on the base pressure coefficient of a circular cylinder. *Aeronautical Journal* **78**, 36–37.
- STROUHAL, V. 1878 Über eine besondere Art der Tonerregung. *Annalen der Physik und Chemie* **241** (10), 216–251.
- SUEKI, T., IKEDA, M. & TAKAISHI, T. 2009 Aerodynamic Noise Reduction using Porous Materials and their Application to High-speed Pantographs. *QR of RTRI* **50** (1), 26–31.
- SUEKI, T., TAKAISHI, T., IKEDA, M. & ARAI, N. 2010 Application of porous material to reduce aerodynamic sound from bluff bodies. *Fluid Dynamics Research* **42**, 14pp.
- SUMER, B. & FREDSOE, J. 2006 *Hydrodynamics around cylindrical structures*. World Scientific Publishing.
- SZECHENYI, E. 1975 Supercritical Reynolds number simulation for two-dimensional flow over circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics* **70** (3), 529–542.
- SZEPESY, S. 1993 On the control of circular cylinder flow by end plates. *European Journal of mechanics* **12** (2), 217–243.
- TEVEROVSKII, B. M. 1968 Effect of surface roughness on the vibration of a circular cylinder in hydrodynamic conditions. *Russian Engng J.* **48** (12), 50–54.
- TOMBAZIS, N. & BEARMAN, P. W. 1997 A study of three-dimensional aspects of vortex shedding from a bluff body with a mild geometric disturbance. *Journal of Fluid Mechanics* **330**, 85–112.

Literaturverzeichnis

- WEST, G.S. & APELT, C. J. 1982 The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with Reynolds numbers between 10^4 and 10^5 . *Journal of Fluid Mechanics* **114**, 361–377.
- WESTERWEEL, J. & SCARANO, F. 2005 Universal outlier detection for PIV data. *Experiments in Fluids* **39**, 1096–1100.
- WIESELSBERGER, C. 1921 Neuere Feststellungen über die Gesetze des Flüssigkeits- und Luftwiderstandes. *Physikalische Zeitschrift* **22** (11), 321–328.
- WONG, H. Y. 1979 A means of controlling bluff body flow separation. *Journal of Industrial Aerodynamics* **4**, 183–201.
- WOOD, C. J. 1967 Visualization of an incompressible wake with base bleed. *Journal of Fluid Mechanics* **29** (02), 259–272.
- ZDRAVKOVICH, M.M. 1981 Review and classification of various aerodynamic and hydrodynamic means for suppressing vortex shedding. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **7** (2), 145–189.
- ZDRAVKOVICH, M.M. & VOLK, J.R. 1972 Effect of shroud geometry on the pressure distributed around a circular cylinder. *Journal of Sound and Vibration* **20** (4), 451–455.
- ZDRAVKOVICH, M. M. 1997 *Flow around circular cylinders, Volume 1: Fundamentals*. Oxford: Oxford University Press.
- ZDRAVKOVICH, M. M. 2003 *Flow around circular cylinders, Volume 2: Applications*. Oxford: Oxford University Press.
- ZHOU, J., ADRIAN, R. J., BALACHANDAR, S. & KENDALL, T. M. 1999 Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *Journal of Fluid Mechanics* **387**, 353–396.

Abbildungsverzeichnis

2.1. Umströmungsbereiche um den Kreiszylinder, Zdravkovich (1997).	4
2.2. Strömungszustände bei unterschiedlichen Re-Zahlen, Sumer & Fredsoe (2006), Zdravkovich (1997). Grau eingefärbt ist der Re-Zahlbereich in dem die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit durchgeführt wurden.	6
2.3. c_d -Verlauf eines glatten Zylinders für verschiedene Re-Zahlbereiche, siehe Ruck (2010).	9
2.4. Strömungsflüsse im Nachlauf des Zylinders nach Gerrard (1966).	11
2.5. Wirbelformationslänge L_f .	13
2.6. Rauigkeitseinfluss k_s/D_{Zyl} auf den Widerstandsbeiwert, siehe Roberson & Crowe (1993)	15
2.7. Golfball mit Dimple-Oberfläche.	17
2.8. Anordnung von Latten, Rundstäben und durchlöcherter Blechstruktur um den Zylinder (von links nach rechts).	19
2.9. Strömungsvisualisierung nach Galbraith (1981).	21
2.10. 360°-Ummantelung aus porösem Schaumstoff.	22
2.11. Unterteilung der Strömung durch eine poröse Schicht in verschiedene Zonen nach Bruneau & Mortazavi (2008).	27
3.1. Schematische Darstellung des Zylindermodells.	30
3.2. Übersicht der vier verschiedenen Ummantelungswinkel β .	30
3.3. Zylinderkonfiguration mit außen aufgebrachtter poröser Schicht.	31
3.4. Zylindermodelle für die Druckmessung mit drei Segmenten. Oben: Glatter Zylinder. Mitte: Prinzipskizze. Unten: Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung (PPI 10, $\beta = 100^\circ$, $d_M = 10$ mm).	32
3.5. Aufteilung der Druckmessstellen für Linie 1 und Linie 2.	33
3.6. Mittelsegment mit Druckmessstellen.	33
3.7. Poröses Schaumstoffmaterial mit PPI 30, PPI 20, PPI 10 (von links nach rechts).	34
3.8. Unterschiedliche Beschichtungen der Leeseite des Kreiszylinders.	35
3.9. Ansicht der Splitter Plate von außerhalb des Windkanals.	36
4.1. Horizontale mittlere Geschwindigkeitsprofile im Göttinger Windkanal (die Messungen erfolgten ohne einegebautes Zylindermodell). 40	

Abbildungsverzeichnis

4.2.	Prinzipskizze des Versuchstands und im Windkanal eingebautes Zylindermodell (oben). Detailansicht der Zylinderlagerung sowie die zentrische Krafteinleitung in den Sensor (unten).	41
4.3.	Kalibrierungsfunktion der Kraftsensoren.	43
4.4.	Dynamische Eigenschaften der Kraftwaage.	44
4.5.	Versuchsaufbau zur Ermittlung der Schlauchdämpfung.	50
4.6.	Amplitudenverhältnis der jeweiligen Schlauchkonfiguration.	50
4.7.	PIV-Set-Up. Links: Seitenansicht des Aufbaus. Rechts: Draufsicht auf die Messebene.	52
4.8.	Partikelbild mit subtrahiertem Hintergrundbild ohne Partikel und schematische Darstellung des 2D PIV-Verfahrens.	53
4.9.	Exemplarische Zerlegung einer Strömungskomponente s in den zeitlichen Mittelwert \bar{s} , den periodischen Anteil \tilde{s} und den stochastischen Anteil s' , nach Leder (1992).	56
5.1.	Widerstandskoeffizient c_d für einen glatten Kreiszylinder nach Wieselsberger (1921) im Vergleich mit dem Referenzzylinder dieser Arbeit.	61
5.2.	Widerstandskoeffizient c_d der Zylinderkonfiguration mit außen aufgebracht poröser Schicht im Lee mit $d_M = 3 \text{ mm}$, $\beta = 100^\circ$	62
5.3.	Zeitreihe der Kraftmessung.	63
5.4.	Widerstandskoeffizient c_d der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 3 \text{ mm}$ und variierender Porosität.	65
5.5.	Widerstandskoeffizient c_d der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 5 \text{ mm}$ und variierender Porosität.	66
5.6.	Widerstandskoeffizient c_d der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 10 \text{ mm}$ und variierender Porosität.	66
5.7.	Widerstandskoeffizient c_d der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, konstantem PPI 10 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.	67
5.8.	Widerstandskoeffizient c_d der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, konstantem PPI 20 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.	68
5.9.	Widerstandskoeffizient c_d der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 100^\circ$, konstantem PPI 30 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.	68
5.10.	Widerstandskoeffizient \bar{c}_d mit konstanter Porosität dargestellt über dem variierendem Ummantelungswinkel a) PPI 10, b) PPI 20, c) PPI 30	71

5.11. Widerstandskoeffizient $\overline{c_d}$ mit konstanter Schichtstärke dargestellt über dem variierendem Ummantelungswinkel a) $d_M = 3$ mm, b) $d_M = 5$ mm, c) $d_M = 10$ mm.	73
5.12. Reproduzierbarkeit der Widerstandsmessungen für die Zylinderkonfiguration $\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm.	74
6.1. Ermittelte Druckkoeffizienten $\overline{c_p}$ für den glatten Referenzzylinder und der Zylinderkonfiguration $\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm; $Re = 6,4 \cdot 10^4$	75
6.2. Ergebnisse der experimentellen Untersuchung von Roshko 1954. Vergleich der Druckverteilung um einen Kreiszylinder mit und ohne Splitter Plate im Nachlauf für $Re = 1,5 \cdot 10^4$	76
6.3. Druckkoeffizient $\overline{c_p}$ mit Standardabweichung (vertikale Striche) für den glatten Zylinder und den glatten Zylinder mit poröser, leeseitiger Schicht ($\beta = 100^\circ$, $d_M = 10$ mm), $Re = 6,4 \cdot 10^4$	78
6.4. Standardabweichung des Druckkoeffizienten c'_p für den glatten Zylinder und den glatten Zylinder mit leeseitiger poröser Schicht bei $u = 14,4$ m/s.	78
6.5. Amplitudenspektrum der Druckschwankungen bei $\phi = 80^\circ$, $Re = 6,4 \cdot 10^4$	79
6.6. Vergleich der Druckmessungen unterhalb des porösen Materials mit den Druckmessungen an der Oberfläche des porösen Schaumstoffs.	80
6.7. Druckbeiwert der getesteten, äquivalenten Sandrauigkeiten (oben). Vergleich der $\overline{c_p}$ -Werte zwischen dem glatten Zylinder, der Konfiguration $\beta = 100^\circ$, PPI 10 und $d_M = 10$ mm und Konfiguration mit einer rauen Oberfläche, $h_r / D_{Zyl} = 2142 \times 10^{-5}$ (unten).	82
7.1. Zeitlich gemittelte Strömungskomponenten.	87
7.2. Reynolds-Normalspannungskomponenten, horizontal (oben) und vertikal (unten).	88
7.3. Turbulente kinetische Energie (oben) und Wirbelstärke (unten).	90
7.4. Reynolds-Schubspannungskomponente (oben) und Produktions-term der turbulenten kinetischen Energie (unten).	91
7.5. Maximale Standardabweichung der horizontalen Strömungskomponente innerhalb der Scherschicht. Variation des Ummantelungswinkels.	92
7.6. Zeitlich gemittelte Scherschichtkontur, mit y_c bei $(d\overline{U}/dy)_{max}$	93
7.7. Standardabweichung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente im Nachlauf des Zylinders auf der Mittelachse $y/D_{Zyl} = 0$	93
7.8. Vertikale Profile der horizontalen Standardabweichung im Bereich der Scherschicht für verschiedene x/D_{Zyl}	95
7.9. Zeitlich gemittelte Scherschichtkontur, mit y_c bei $(d\overline{U}/dy)_{max}$	96

Abbildungsverzeichnis

7.10. Turbulente kinetische Energie ($k = \frac{3}{4} \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$) in der Scherschicht für verschiedene x/D_{Zyl}	96
7.11. Maximale Standardabweichung der horizontalen Strömungskomponente innerhalb der Scherschicht. Variation der Schichtstärke.	97
7.12. Standardabweichung der horizontalen Geschwindigkeitskomponente im Nachlauf des Zylinders für verschiedene x/D_{Zyl}	97
7.13. Standardabweichung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente im Nachlauf des Zylinders für verschiedene x/D_{Zyl}	98
7.14. Standardabweichung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente im Nachlauf des Zylinders auf der Mittelachse $y/D_{Zyl} = 0$	99
7.15. Konvergenz der horizontalen Strömungskomponente an der Stelle mit maximaler turbulenter kinetischer Energie im Nachlauf.	100
7.16. Validierung der PIV-Messdaten. Vergleich der Daten von Leder (1992) mit den Messergebnissen dieser Arbeit für das gesamte Strömungsfeld im Nachlauf des glatten Zylinders.	102
7.17. Instantane horizontale Geschwindigkeitskomponente $u(t)$ innerhalb der Scherschicht an unterschiedlichen Stellen x/D_{Zyl} an denen die Standardabweichung $\sqrt{\overline{u'^2}}$ maximal ist.	103
7.18. Instantane horizontale Strömungskomponente $u(t)$ auf der Mittelachse und an der Stelle $x/D_{Zyl} = 0,55$	104
7.19. Isotachenwerte $\langle I_{so} \rangle$ (Konturplot) und Geschwindigkeitsvektoren (schwarze Pfeile) für den Referenzzylinder (linke Spalte) und die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte).	107
7.20. Konvergenz der phasengemittelten horizontalen Strömungskomponente an der Stelle maximaler turbulenter kinetischer Energie im Nachlauf je Phasenwinkel.	109
7.21. Periodische Komponente \tilde{u}/u_∞^2 für den glatten Referenzzylinder (linke Spalte) und die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) für die Phasenwinkel $\psi = 0^\circ - 135^\circ$	111
7.22. Periodische Komponente \tilde{v}/u_∞^2 für den glatten Referenzzylinder (linke Spalte) und die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) für die Phasenwinkel $\psi = 0^\circ - 135^\circ$	112
7.23. Stochastische Komponente $\langle u'u' \rangle / u_\infty^2$ für den glatten Referenzzylinder (linke Spalte) und die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) für die Phasenwinkel $\psi = 0^\circ - 135^\circ$	114

7.24. Q-Kriterium (mit $Q = \frac{1}{2}(\ \Omega^{rot}\ ^2 - \ \epsilon\ ^2) > 0$) für den glatten Referenzzylinder und die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) für die Phasenwinkel $\psi = 0^\circ - 135^\circ$	116
7.25. Swirling Strength-Kriterium ($\lambda_{c,i}$) für den glatten Referenzzylinder und die Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm) (rechte Spalte) für die Phasenwinkel $\psi = 0^\circ - 135^\circ$	117
7.26. Superposition des Q- und Swirling-Strength-Kriteriums (oben): $\langle \lambda_{c,i}^2 \rangle$ (kolorierter Konturplot) und $\langle Q \rangle$ (schwarze Linien) bei $\psi = 135^\circ$. Stromlinien (unten) bei $\psi = 135^\circ$	118
7.27. Periodisches Geschwindigkeitsfeld im Nachlauf des Zylinders. Linke Spalte: Glatter Referenzzylinder. Rechte Spalte: Konfiguration mit leeseitiger, poröser Ummantelung ($\beta = 100^\circ$, PPI 10, $d_M = 10$ mm).	120
7.28. Wirbelpfad im Nachlauf des Zylinders. Verfolgung des im Uhrzeigersinn drehenden Wirbels, der sich bei $\psi = 135^\circ$ vollständig entwickelt hat und nach Unterstrom abschwimmt.	121
8.1. Wirbelbildungsprozess im Nachlauf eines glatten Zylinders (links) und eines leeseitig, porös ummantelten Zylinders (rechts). . . .	124
8.2. Schematisches Diagramm der Erhöhung des zeitlich gemittelten Drucks bzw. der Reduktion des Unterdrucks an den Flanken und der Leeseite des Zylinders und der folglich reduzierten Widerstandskraft aufgrund der leeseitig integrierten porösen Schicht. .	126
A.1. Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 40^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 3$ mm und variierender Porosität.	134
A.2. Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 40^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 5$ mm und variierender Porosität.	134
A.3. Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 40^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 10$ mm und variierender Porosität.	135
A.4. Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 40^\circ$, konstantem PPI 10 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.	135
A.5. Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 40^\circ$, konstantem PPI 20 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.	136

Abbildungsverzeichnis

A.6.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 40^\circ$, konstantem PPI 30 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.	136
B.1.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 3$ mm und variierender Porosität.	138
B.2.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 5$ mm und variierender Porosität.	138
B.3.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 10$ mm und variierender Porosität.	139
B.4.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$, konstantem PPI 10 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.	139
B.5.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$, konstantem PPI 20 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.	140
B.6.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 70^\circ$, konstantem PPI 30 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.	140
C.1.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 3$ mm und variierender Porosität.	142
C.2.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 5$ mm und variierender Porosität.	142
C.3.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$, einer konstanten Schichtstärke von $d_M = 10$ mm und variierender Porosität.	143
C.4.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$, konstantem PPI 10 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.	143
C.5.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$, konstantem PPI 20 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.	144
C.6.	Widerstandskoeffizient der leeseitig porös ummantelten Zylinder mit einem Ummantelungswinkel von $\beta = 160^\circ$, konstantem PPI 30 Schaumstoff und variierender Schichtstärke.	144

Tabellenverzeichnis

2.1. Beispiele verschiedener Literaturstellen über die Untersuchung eines glatten, angeströmten Kreiszylinders	8
3.1. Modellvarianten der leeseitig porös ummantelten Zylinderkonfigurationen mit integrierter poröser Schicht. Modelle mit Druckmessstellen sind unterstrichen. Für die mit Stern gekennzeichneten Zylindermodelle wurden zudem PIV-Messungen durchgeführt.	30
3.2. Druckverlustkoeffizient λ der drei Porengrößen.	34
4.1. Herstellerangaben der Firma ALTHEN zur Fehlerabschätzung der Kraftsensoren ALS 251. (Dabei beziehen sich die Prozentangaben auf die Nennkraft $E = 50 \text{ N}$.)	42
4.2. Gemittelter Reprojektions-Fehler bei der Kalibrierung.	55
5.1. Übersicht der variierenden Parameter des Unterkapitels.	64
5.2. Widerstandskoeffizient c_d gemittelt über dem betrachteten Re-Zahlbereich und Abweichung vom Referenzzylinder für die Konfiguration $\beta = 100^\circ$	69
6.1. Anteil der Druckkraft innerhalb des modifizierten Bereichs für $\phi > 130^\circ$ (für den Bereich einer rauen Oberfläche und den Bereich mit der porösen Schicht) im Vergleich mit dem glatten Zylinder. .	83