

Zeitliche und räumliche
Analyse und Beeinflussung
instationärer Strömungsphänomene
in Vollheck-Totwassern

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

der Fakultät für Maschinenbau und Schiffstechnik

der Universität Rostock

vorgelegt von

Peter Kostorz

aus Pfaffenhofen a. d. Ilm

Rostock, 2024

Gutachter:

Prof. Dr. Sven Grundmann, Universität Rostock, Lehrstuhl Strömungsmechanik

Prof. Dr. Frank-Hendrik Wurm, Universität Rostock, Lehrstuhl Strömungsmaschinen

Prof. Dr. Thomas Schütz, TU Darmstadt, Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik

Jahr der Einreichung: 2024

Jahr der Verteidigung: 2024

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis.....	i
Abkürzungsverzeichnis.....	iv
Symbolverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis.....	viii
Abbildungsverzeichnis.....	x
Vorwort.....	xxi
Kurzfassung	xxii
1 Einleitung	1
1.1 Motivation.....	1
1.2 Zielsetzung.....	3
2 Grundlagen	4
2.1 Grundlagen der Strömungsmechanik.....	4
2.1.1 Allgemeine Strömungsmechanik.....	4
2.1.1.1 Erhaltungsgleichungen.....	4
2.1.1.2 Dimensionslose Kennzahlen.....	5
2.1.1.3 Bereiche der Grenzschicht.....	7
2.1.1.4 Abgelöste Strömungen	7
2.1.2 Numerische Strömungsmechanik.....	8
2.1.2.1 Diskretisierung mittels Finite-Volumen-Methode.....	9
2.1.2.2 Improved-Delayed-Detached-Eddy-Simulation.....	9
2.1.2.3 IDDES für die Fahrzeugumströmung	11
2.1.3 Instationäre Phänomene bei der Umströmung stumpfer Körper	12
2.1.3.1 Einfache zweidimensionale Körper	13
2.1.3.2 Einfache dreidimensionale Körper	14
2.1.3.3 Fahrzeugähnliche Grundkörper in Bodennähe	17
2.1.3.4 Vollheckfahrzeuge.....	19
2.2 Grundlagen und Stand der Technik der Strömungsbeeinflussung.....	21
2.2.1 Passive Methoden	21
2.2.2 Aktive Methoden.....	22
2.2.2.1 Beeinflussung der Strömungsablösung.....	22
2.2.2.2 Beeinflussung der abgelösten Strömung.....	26
2.3 Grundlagen der Modalzerlegung.....	29
2.3.1 Proper Orthogonal Decomposition	29
2.3.2 Dynamic Mode Decomposition	30

2.3.3	Spectral Proper Orthogonal Decomposition	31
2.3.4	Vergleich der Modendynamik der Verfahren.....	32
2.4	Grundlagen der Versuchs- und Messtechnik	33
2.4.1	Modell-Windkanal	33
2.4.2	Geschwindigkeitsmesstechnik	34
3	Simulationsmodelle	35
3.1	BMW 5er Touring im Windkanal	35
3.1.1	Geometrie	36
3.1.2	Diskretisierung	37
3.1.3	Validierung der Fahrzeugumströmung.....	37
3.1.3.1	Durchführung der Hitzdrahtmessungen	38
3.1.3.2	Zeitgemittelte Geschwindigkeitsverteilung	39
3.1.3.3	Verteilung des Turbulenzgrads.....	41
3.2	Vollheckkörper mit zunehmender Komplexität	43
3.2.1	Geometrien.....	43
3.2.2	Diskretisierung	45
3.3	Teilmodell für Parameterstudien zur aktiven Strömungsbeeinflussung.....	48
3.3.1	Geometrien.....	49
3.3.2	Diskretisierung	50
3.4	Modelle zur Anwendung aktiver Strömungsbeeinflussung	51
3.4.1	Geometrien.....	51
3.4.2	Diskretisierung	52
4	Räumliche und zeitliche Analyse der Strömung	53
4.1	Auswertungsmethodik für instationäre Strömungsphänomene	53
4.1.1	Darstellung der Moden	54
4.1.2	Bewertung der Modenintensität	54
4.1.3	Bewertung der Modendynamik.....	55
4.1.4	Gemittelte Strömungsbilder	56
4.1.5	Kreuzvergleich.....	57
4.1.6	Vergleich der Modalzerlegungsverfahren.....	57
4.1.7	Automatisierung des Analyseworkflows.....	60
4.2	Strömungsanalysen an Vollheckkörpern zunehmender Komplexität.....	61
4.2.1	Grundkörper	62
4.2.1.1	Grundkörper ohne Heckeinzug	62
4.2.1.2	Grundkörper mit Heckeinzug	66
4.2.1.3	Grundkörper mit Heckeinzug in Bodennähe.....	69
4.2.2	SUV-Prinzipkörper	75
4.2.3	BMW X5.....	77
4.2.3.1	BMW X5 Grundform.....	77

4.2.3.2	Simplifizierter BMW X5.....	81
4.2.3.3	Geschlossene Front.....	85
4.2.3.4	Offene Front und rotierende Felgen	89
4.2.4	Übersicht.....	93
5	Beeinflussung der Strömung	98
5.1	Numerische Untersuchungen zur aktiven Strömungsbeeinflussung	99
5.1.1	Parameterstudien zur energieeffizienten Konfiguration der Aktuatorik ..	99
5.1.1.1	Einzelner Aktuator	99
5.1.1.2	Aktuatoren-Array	111
5.1.1.3	Aktuatoren-Reihe	118
5.1.1.4	Dimensionsanalyse und Korrelationen.....	121
5.1.2	Aktive Strömungsbeeinflussung an einem SUV-Prinzipkörper	124
5.1.2.1	Einfluss auf den Luftwiderstand.....	124
5.1.2.2	Einfluss auf instationäre Strömungsphänomene	126
5.1.2.3	Abschätzung der Leistungsbilanz.....	127
5.1.3	Aktive Strömungsbeeinflussung an einem simplifizierten BMW X5	130
5.1.3.1	Einfluss auf den Luftwiderstand und die instantane Strömung	130
5.1.3.2	Einfluss auf instationäre Strömungsphänomene	132
5.2	Experimentelle Untersuchung der Strömungsbeeinflussung	134
5.2.1	Versuchsaufbau	135
5.2.2	Versuchsdurchführung	139
5.2.3	Messergebnisse und Auswertung.....	140
6	Zusammenfassung und Ausblick.....	144
6.1	Zusammenfassung.....	144
6.2	Ausblick.....	149
	Anhang	151
	Literaturverzeichnis	168

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Beschreibung
AFC	Active Flow Control
AVZ	Aerodynamisches Versuchszentrum
AWK	Automobil-Windkanal
BMW	Bayerische Motoren Werke
CFK	Kohlenstofffaserverstärkter Kunststoff
CWT	Continuous Wavelet Transform
DDES	Delayed Detached Eddy Simulation
DES	Detached Eddy Simulation
DFT	Diskrete Fourier-Transformation
DMD	Dynamic Mode Decomposition
EADE	European Aerodynamic Data Exchange
EWZ	Eigenwertzerlegung
FVM	Finite-Volumen-Methode
IDDES	Improved-Delayed-Detached-Eddy-Simulation
KV	Kontrollvolumen
LES	Large Eddy Simulation
LKS	Luftklappensteuerung
Lkw	Lastkraftwagen
MWK	Modell-Windkanal
POD	Proper Orthogonal Decomposition
Pkw	Personenkraftwagen
PIV	Particle Image Velocimetry
PSD	Power Spectral Density (deutsch: Spektrale Leistungsdichte)
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes Gleichungen
SPOD	Spectral Proper Orthogonal Decomposition
SST	Shear Stress Transport
SUV	Sports Utility Vehicle
SWZ	Singulärwertzerlegung
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes Gleichungen
VLES	Very Large Eddy Simulation

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
a	m/s	Schallgeschwindigkeit
a_i		Modalkoeffizienten einer Modalzerlegung
A	m^3	Oberfläche einer Zelle
\mathbf{A}		Datenmatrix für eine DMD
$\tilde{\mathbf{A}}$		Rangreduzierte Datenmatrix für eine DMD
A_A	m^2	Austrittsfläche eines einzelnen Aktuatorstrahls
A_{ref}	m^2	Referenzfläche
A_x	m^2	In x-Richtung projizierte Stirnfläche eines Körpers
b	m	Breite
\mathbf{b}		Vektor der Startamplituden b_k
b_k		Startamplituden des Modalkoeffizienten einer DMD-Mode
c_x	-	Widerstandskoeffizient
$c_{x,n}$	-	Gemittelter Widerstandskoeffizient für einen Zeitabschnitt
$c_{z,2}$	-	Auftriebskoeffizient für die Hinterachse
C_μ	-	Impulskoeffizient
d	m	Durchmesser eines Längswirbels
\mathbf{d}_{mean}		Zeitgemittelte Momentaufnahme
\mathbf{d}_n		Vektoren der Momentaufnahmen
\mathbf{D}		Datenmatrix der Momentaufnahmen
E_V	m^4/s^2	Verbrauchskoeffizient
$E_{V,n}$	m^4/s^2	Normierter Verbrauchskoeffizient
$E_{V,s}$	m^4/s^2	Skalierter Verbrauchskoeffizient
f_i	N/kg	Massenbezogener Kraftvektor
f	1/s	Frequenz
F_x	N	Luftwiderstandskraft
F^+	-	Dimensionslose Aktuationsfrequenz
G	-	Überlappungsfaktor
h	m	Höhe
k	m^2/s^2	Turbulente kinetische Energie
l_{char}	m	Charakteristische Länge
L	-	Lückenfaktor
\dot{m}_A	kg/s	Zeitgemittelter ausgeblasener Massenstrom eines Aktuators
M		Magnitude
Ma	-	Mach-Zahl
N	-	Flächenabdeckungsfaktor

p	kg/(ms ²)	Druck
P_A	W	Verbrauchsleistung Aktuatorik
$P_{Antrieb}$	W	Antriebsleistung
P_{Druck}	W	Druckverlustleistung
P_{kin}	W	Leistung zur Erzeugung eines kinetischen Energieflusses
r_G	-	Steigung Regressionsgerade
Re	-	Reynoldszahl
s	-	Anzahl Momentaufnahmen
S	-	Skalierung eines Wavelets
Sr	-	Strouhal-Zahl
St	m	Staffelungsabstand zwischen Aktuatoren
t	s	Zeit
Tu	-	Turbulenzgrad
u	m/s	Geschwindigkeitsbetrag
u_A	m/s	Austrittsgeschwindigkeit eines Aktuatorenstrahls
u_i	m/s	Geschwindigkeitsvektor
u_∞	m/s	Umgebungsgeschwindigkeit/Anströmgeschwindigkeit
\mathbf{u}_k		Moden in Vektorform
u_{τ_w}	m/s	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
u_V	-	Geschwindigkeitsverhältnis
$u_{V,Wand}$	-	Geschwindigkeitsverhältnis in unmittelbarer Wandnähe
u^+	-	Dimensionslose Geschwindigkeit
u'	m/s	Geschwindigkeitsschwankung
\bar{u}	m/s	Zeitgemittelte Geschwindigkeit
$\bar{u}(x)$		Zeitgemittelter Teil eines Datensatzes
$u(x, t)$		Zeitveränderlicher Teil eines Datensatzes
$U(x, t)$		Datensatz
\mathbf{U}		Matrix der Moden \mathbf{u}_k
v_k		Modalkoeffizienten
V	m ³	Volumen einer Zelle
\mathbf{V}		Matrix der Modalkoeffizienten \mathbf{v}_k in Vektorform
\dot{V}_A	m ³ /s	Ausgeblasener Volumenstrom eines Aktuators
\mathbf{W}		Eigenvektoren von $\tilde{\mathbf{A}}$
W_k		Waveletkoeffizienten
x_i	m	Ortsvektor
y_A	m	Laterale Position eines Längswirbels
y_w	m	Wandabstand
y^+	-	Dimensionsloser Wandabstand

Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
α	deg	Austrittswinkel
β	deg	Spreizungswinkel
Δt	s	Zeitschritt
λ_k		Eigenwerte
λ_s	-	Schlankheitsgrad eines Körpers
Λ		Resultat einer Eigenwertzerlegung
Λ_p	-	Breite-Höhe-Verhältnis eines Körpers
μ	kg/(ms)	Dynamische Viskosität
μ_t	kg/(ms)	Turbulente Viskosität
ν	m ² /s	Kinematische Viskosität
Π	-	Potenzielle dimensionslose Kennzahl eines Aktuators
ρ	kg/m ³	Dichte
ρ_∞	kg/m ³	Dichte des Umgebungsfluids
Σ		Resultat einer SWZ
τ_w	N/m ²	Wandschubspannung
T		Translation
ϕ_i		Eigenfunktionen einer Modalzerlegung
Φ		Moden der Matrix \mathbf{A}
ψ		Wavelet
ω	1/s	Wirbelstärke
ω_k	1/s	Kreisfrequenz einer DMD-Mode
ζ	-	Druckverlustbeiwert

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Vergleich der Verfahren zur Modalzerlegung: Gegenüberstellung der zeitlichen Verläufe der Modalkoeffizienten, sowie der Verteilung der spektralen Leistungsdichte (Power Spectral Density – PSD) der Modalkoeffizienten über den Frequenzbereich.	32
Tabelle 2: Zeitgemittelte Geschwindigkeitsverteilungen in Ebenen hinter dem BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodell für die Strömungssimulation und den Versuch im BMW Modell-Windkanal.	40
Tabelle 3: Verteilung des Turbulenzgrads in verschiedenen Ebenen hinter dem BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodell für die Strömungssimulation und den Versuch im BMW Modell-Windkanal.	42
Tabelle 4: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten des c_x -Verlaufs für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1).....	63
Tabelle 5: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1) und den Grundkörper mit Heckenzug (Körper 2).....	67
Tabelle 6: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1) bis zum Grundkörper mit Heckenzug in Bodennähe (Körper 3).	71
Tabelle 7: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1) bis zum SUV-Prinzipkörper (Körper 4).....	76
Tabelle 8: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1) bis zur BMW X5 Grundform (Körper 5).	78
Tabelle 9: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1) bis zum simplifizierten BMW X5 (Körper 6).....	82
Tabelle 10: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1) bis zum BMW X5 mit geschlossener Front (Körper 7).....	86
Tabelle 11: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1) bis zum BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen (Körper 8).	90
Tabelle 12: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für alle Vollheckkörper.	93
Tabelle 13: Zusammenfassung der relevantesten instationären Strömungsphänomene und deren minimaler Potentiale zur c_x -Reduktion für alle Vollheckkörper.	95

Tabelle 14: Wesentliche Empfehlungen zur Reduzierung des Luftwiderstands, abgeleitet aus den Ergebnissen der Strömungsanalysen der Vollheckkörper.....	96
Tabelle 15: Zusammenfassung der Abhängigkeiten zwischen den Eingangsgrößen EV , uA , VA , α und β sowie den Ausgangsgrößen uV , $Wand$, ω , d und yA eines einzelnen simulierten bistabilen fluidischen Aktuators.....	123
Tabelle 16: Verhältnis der durch das AFC-System eingesparten Antriebsleistung $\Delta P_{Antrieb}$ und der aufgewendeten Leistung zur Erzeugung des kinetischen Energieflusses der Aktuatorik P_{kin} für die Simulationen zur Strömungsbeeinflussung am SUV-Prinzipkörper für die drei untersuchten Verbrauchskoeffizienten.	128
Tabelle 17: Abgeschätztes Verhältnis der durch AFC eingesparten Antriebsleistung $\Delta P_{Antrieb}$ und der Verbrauchsleistung der Aktuatorik PA für die Strömungsbeeinflussung am SUV-Prinzipkörper mit zwei verschiedenen Aktuatortypen bei unterschiedlichen Austrittsgeschwindigkeiten uA	129
Tabelle 18: Untersuchte Diskretisierungen in der Netz- und Zeitschrittstudie für einen Aktuator.	154

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht bei Strömungsablösung, nach (Surek & Stempin, 2017).	8
Abbildung 2: Querschnitt durch einen fluidischen Oszillator mit Andeutung eines optionalen Trennelements (T) zur Darstellung eines bistabilen fluidischen Aktuators, nach (Raman & Raghu, 2004).	24
Abbildung 3: Farbschematische Darstellung der ungefilterten und gefilterten Korrelationsmatrix, nach (Sieber et al., 2016).	32
Abbildung 4: Schematische Darstellung des Modell-Windkanals (MWK) im Aerodynamischen Versuchszentrum der BMW Group (BMW Group, 2011).	33
Abbildung 5: BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodell im Maßstab 1:1 im BMW Modell-Windkanal.	35
Abbildung 6: Geometrie des BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodells mitsamt Laufband und Schiebeaner für die Strömungssimulation.	36
Abbildung 7: Traversenarm mit aerodynamischer Verkleidung und Hitzdrahtanemometer im BMW Modell-Windkanal zur Traversierung des Totwassers des BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodells.	38
Abbildung 8: Ursprung und Koordinatenrichtungen zur Definition der Messpunkte der Traversierung des Totwassers des BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodells.	38
Abbildung 9: Vollheckfahrzeugkörper zunehmender Komplexität auf Basis des BMW X5 (G05) für die Durchführung und Analyse instationärer Strömungssimulationen.	43
Abbildung 10: Vernetzung des Rechenraums der Vollheckkörper am Beispiel des BMW X5 (G05) mit quaderförmigen VR-Regionen für die Strömungssimulation.	46
Abbildung 11: Vernetzung des Rechenraums der Vollheckkörper am Beispiel des BMW X5 (G05) in Fahrzeugnähe mit kontourähnlichen VR-Regionen für die Strömungssimulation.	46
Abbildung 12: Instantane Verteilung des dimensionslosen Wandabstands y^+ auf der Fahrzeugoberfläche des BMW X5 (G05) aus einer instationären Strömungssimulation.	47
Abbildung 13: Vernetzung der Kühler- und Motorraum-Region des BMW X5 (G05) für die Simulation.	48

Abbildung 14: Blick in das Teilmodell des Grundkörpers mit Heckeinzug mit einem einzelnen Aktuator für die numerischen Parameterstudien zur aktiven Strömungsbeeinflussung.	49
Abbildung 15: Position der Aktuatoren-Reihen des Teilmodells des Grundkörpers mit Heckeinzug für die numerischen Parameterstudien zur aktiven Strömungsbeeinflussung.	50
Abbildung 16: Hexaedrische Vernetzung und Wandschichten im Bereich eines Auslasses des Teilmodells für die numerischen Parameterstudien zur aktiven Strömungsbeeinflussung.	51
Abbildung 17: SUV-Prinzipkörper mit Aktuatoren-Reihen für die Strömungssimulation.	52
Abbildung 18: Simplifizierter BMW X5 mit Aktuatoren-Reihen für die Strömungssimulation.	52
Abbildung 19: Exemplarische Darstellung einer POD-Mode des Drucks hinter einem umströmten stumpfen Körper mit Heckeinzug.	54
Abbildung 20: Exemplarische Darstellung bivariater Histogramme mit Regressionsgerade (links) und quadratischem Näherungspolynom (rechts).	55
Abbildung 21: Exemplarische Darstellung niedriger und hoher Werte des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 19, deren Schnappschüsse zur Berechnung der gemittelten Strömungsfelder herangezogen werden.	56
Abbildung 22: Exemplarische Darstellung des gemittelten Strömungs- und Druckfelds bei niedrigem (a) und hohem (b) Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 19, ermittelt aus den in Abbildung 21 gekennzeichneten Schnappschüssen.....	56
Abbildung 23: Frequenzspektren der jeweils ersten Druckmode einer POD, SPOD mit 2 % Filterbreite, SPOD mit 12 % Filterbreite und einer DMD für das Strömungsvolumen hinter dem Grundkörper mit Heckeinzug.	58
Abbildung 24: Moden zur Beschreibung der Druckdifferenz zwischen der Mitte und den lateralen Bereichen der Heckfläche des Vollheckkörpers mit abgerundeter Front ohne Heckeinzug für unterschiedliche Modalzerlegungsverfahren.	59
Abbildung 25: Modalkoeffizienten und bivariate Histogramme der ersten Mode des Drucks an der Heckfläche des Grundkörpers ohne Heckeinzug, die die Entwicklung der Druckdifferenz zwischen dem mittigen und den lateralen Bereichen beschreibt, für verschiedene Modalzerlegungen.	59

Abbildung 26: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz-Ebene mittig des Grundkörpers ohne Heckenzug mit Kennzeichnung der für Abbildung 28 und Abbildung 30 genutzten Ebenen.	62
Abbildung 27: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten für den Grundkörper ohne Heckenzug mit Kennzeichnung der auftretenden Maximal- und Minimalwerte.	62
Abbildung 28: Gemittelte Strömungsbilder in der yz-Ebene mittig hinter dem Grundkörper ohne Heckenzug für die Schnappschüsse mit dem niedrigsten (links) und dem höchsten Luftwiderstandskoeffizienten (rechts) aus Abbildung 27.	64
Abbildung 29: Mode des Drucks an der Heckfläche des Grundkörpers ohne Heckenzug mit dem größten Energiegehalt.	64
Abbildung 30: Gemittelte Strömungsbilder in einer yz-Ebene hinter dem Grundkörper ohne Heckenzug für die Minimal- und Maximalwerte des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 29.	65
Abbildung 31: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 27) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 29 für den Grundkörper ohne Heckenzug.	65
Abbildung 32: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz-Ebene mittig durch den Grundkörper mit Heckenzug mit Kennzeichnung der für Abbildung 34 und Abbildung 35 genutzten Ebenen.	66
Abbildung 33: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten für den Grundkörper mit Heckenzug mit Kennzeichnung der auftretenden Maximal- und Minimalwerte.	67
Abbildung 34: Mode der vertikalen Geschwindigkeit in einer xy-Ebene hinter dem Grundkörper mit Heckenzug mit dem zweitgrößten Energiegehalt.	68
Abbildung 35: Gemitteltes Strömungsbild in einer xz-Ebene mittig hinter dem Grundkörper mit Heckenzug für die Maximalwerte des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 34.	68
Abbildung 36: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 33) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 34 für den Grundkörper mit Heckenzug.	69
Abbildung 37: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in der xz-Ebene mittig des Grundkörpers mit Heckenzug in Bodennähe mit Kennzeichnung der in Abbildung 41 genutzten Ebene.	70
Abbildung 38: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in der xy-Ebene mittig des Grundkörpers mit Heckenzug in Bodennähe.	70

Abbildung 39: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten des Grundkörpers mit Heckenzug in Bodennähe mit Kennzeichnung der auftretenden Maximal- und Minimalwerte.	70
Abbildung 40: Mode des Drucks an der Heckpartie des Grundkörpers mit Heckenzug in Bodennähe mit dem zweitgrößten Energiegehalt.	71
Abbildung 41: Gemittelte Strömungsbilder in einer xz-Ebene hinter dem Grundkörper mit Heckenzug in Bodennähe für die Minimal- (unten) und Maximalwerte (oben) des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 40.	72
Abbildung 42: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 39) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 40 für den Grundkörper mit Heckenzug in Bodennähe.	73
Abbildung 43: Mode des Drucks an der Heckpartie des Grundkörpers mit Heckenzug in Bodennähe mit dem drittgrößten Energiegehalt.	74
Abbildung 44: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 39) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 43 für den Grundkörper mit Heckenzug in Bodennähe.	74
Abbildung 45: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz-Ebene mittig des SUV-Prinzipkörpers und einer xy-Ebene auf halber Höhe der Frontpartie.	75
Abbildung 46: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten des SUV-Prinzipkörpers mit Kennzeichnung der Maximal- und Minimalwerte.	75
Abbildung 47: Mode des Drucks an der Heckpartie des SUV-Prinzipkörpers mit dem größten Energiegehalt.	76
Abbildung 48: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 46) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 47 für den SUV-Prinzipkörper.	77
Abbildung 49: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz-Ebene mittig der BMW X5 Grundform und einer xy-Ebene 976 mm über dem Boden.	77
Abbildung 50: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten für die BMW X5 Grundform mit Kennzeichnung der Maximal- und Minimalwerte.	78
Abbildung 51: Mode des Drucks an der Heckpartie der BMW X5 Grundform mit dem fünftgrößten Energiegehalt.	79
Abbildung 52: Gemittelte Strömungsbilder in einer xz-Ebene hinter der BMW X5 Grundform für die Maximal- (links) und Minimalwerte (rechts) des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 51.	80

Abbildung 53: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 50) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 51 für die BMW X5 Grundform.	80
Abbildung 54: Mode des Drucks im Volumen hinter der BMW X5 Grundform mit dem größten Energiegehalt.....	81
Abbildung 55: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz-Ebene mittig des simplifizierten BMW X5 und einer xy-Ebene auf Höhe der Radachsen mit Kennzeichnung der in Abbildung 58 genutzten Ebene.....	81
Abbildung 56: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten für den simplifizierten BMW X5 mit Kennzeichnung der auftretenden Maximal- und Minimalwerte.	82
Abbildung 57: Mode des Drucks an der Heckfläche des simplifizierten BMW X5 mit dem größten Energiegehalt.	83
Abbildung 58: Gemittelte Strömungsbilder in einer xz-Ebene mittig des simplifizierten BMW X5 für die Minimal- (unten) und Maximalwerte (oben) des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 57.	83
Abbildung 59: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 56) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 57 für den simplifizierten BMW X5.	84
Abbildung 60: Mode des Drucks an den Seiten der Heckpartie des simplifizierten BMW X5 mit dem größten Energiegehalt.....	84
Abbildung 61: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 56) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 60 für den simplifizierten BMW X5.	85
Abbildung 62: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz-Ebene mittig des BMW X5 mit geschlossener Front und einer xy-Ebene auf Höhe der Radachsen mit Kennzeichnung der für Abbildung 65 genutzten Ebene.....	85
Abbildung 63: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten für den BMW X5 mit geschlossener Front mit Kennzeichnung der auftretenden Maximal- und Minimalwerte.	86
Abbildung 64: Mode des Drucks an der Heckfläche des BMW X5 mit geschlossener Front mit dem größten Energiegehalt.....	87

Abbildung 65: Gemittelte Strömungsbilder in einer xz-Ebene mittig des BMW X5 mit geschlossener Front für die Minimal- (unten) und Maximalwerte (oben) des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 64.	87
Abbildung 66: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 63) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 64 für den BMW X5 mit geschlossener Front.....	88
Abbildung 67: Mode des Drucks an der Heckpartie des BMW X5 mit geschlossener Front mit dem größten Energiegehalt.....	88
Abbildung 68: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 63) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 67 für den BMW X5 mit geschlossener Front.....	88
Abbildung 69: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz-Ebene mittig des Körpers und einer xy-Ebene auf Höhe der Radachsen für den BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen.	89
Abbildung 70: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten für den BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen mit Kennzeichnung der auftretenden Maximal- und Minimalwerte.....	89
Abbildung 71: Mode des Drucks an der Heckfläche des BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen mit dem größten Energiegehalt.	90
Abbildung 72: Gemittelte Strömungsbilder in einer xz- (links) und einer xy-Ebene (rechts) hinter dem BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen für die Minimal- (unten) und Maximalwerte (oben) des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 71.	91
Abbildung 73: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 70) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 71 für den BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen.	91
Abbildung 74: Mode des Drucks an der Heckpartie des BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen mit dem größten Energiegehalt.	92
Abbildung 75: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 70) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 74 für den BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen.	92
Abbildung 76: Definition des Austrittswinkels α und des Spreizungswinkels β im lokalen Koordinatensystem eines Aktuators.	100

Abbildung 77: Instantane Verteilung der Wandschubspannung in y-Richtung für den niedrigen Verbrauchskoeffizienten eines einzelnen Aktuators bei aktivem rechten Auslass für unterschiedliche Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β	102
Abbildung 78: Instantane Verteilung der Wandschubspannung in y-Richtung für den mittleren Verbrauchskoeffizienten eines einzelnen Aktuators bei aktivem rechten Auslass für unterschiedliche Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β	103
Abbildung 79: Instantane Verteilung der Wandschubspannung in y-Richtung für den hohen Verbrauchskoeffizienten eines einzelnen Aktuators bei aktivem rechten Auslass für unterschiedliche Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β	104
Abbildung 80: Phasengemittelte Geschwindigkeitsverteilung in einer yz-Ebene hinter dem Aktuator für den niedrigen Verbrauchskoeffizienten bei aktivem rechten Auslass für unterschiedliche Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β	104
Abbildung 81: Phasengemittelte Geschwindigkeitsverteilung in einer yz-Ebene hinter dem Aktuator für den mittleren Verbrauchskoeffizienten bei aktivem rechten Auslass für unterschiedliche Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β	105
Abbildung 82: Phasengemittelte Geschwindigkeitsverteilung in einer yz-Ebene hinter dem Aktuator für den hohen Verbrauchskoeffizienten bei aktivem rechten Auslass für unterschiedliche Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β	106
Abbildung 83: Auswertebereiche für die Ermittlung der Geschwindigkeitsprofile über Weg 1 und Weg 2 zur Gegenüberstellung der Geschwindigkeitsverteilungen in Wandnähe bei aktiver und inaktiver Aktuatorik.....	107
Abbildung 84: Geschwindigkeitsverhältnisse (ermittelt über Weg 2) in Abhängigkeit des Wandabstandes für einen einzelnen Aktuator für verschiedene Verbrauchskoeffizienten EV , Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β	108
Abbildung 85: Geschwindigkeitsverhältnisse (ermittelt über Weg 2) in Abhängigkeit des Wandabstandes in 10 yz-Ebenen stromabwärts des Aktuators für vier verschiedene Konfigurationen mit unterschiedlichem Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β bei hohem Verbrauchskoeffizienten.....	109
Abbildung 86: Definition des Staffelungsabstands St für drei nebeneinander angeordnete Aktuatoren, bestehend aus jeweils zwei Auslassflächen.....	111

Abbildung 87: Gleichphasige und gegenphasige Betriebsart der Aktuatoren mit Kennzeichnung der zu einem Zeitpunkt aktiven Auslässe (Pfeile).....	111
Abbildung 88: Verteilung der zeitgemittelten Wandschubspannung stromabwärts des Aktuatoren-Arrays für unterschiedliche Betriebszustände, Staffelungsabstände St und Spreizungswinkel β	112
Abbildung 89: Verteilung der phasengemittelten Wirbelstärke in x-Richtung und Geschwindigkeit in der dritten yz-Ebene stromabwärts des Aktuatoren-Arrays für unterschiedliche Betriebszustände, Staffelungsabstände St und Spreizungswinkel β	113
Abbildung 90: Auswertebereich für die Berechnung der Geschwindigkeitsverhältnisse für ein Aktuatoren-Array, bestehend aus fünf nebeneinander positionierten Aktuatoren mit jeweils zwei Auslässen, mit Kennzeichnung des Staffelungsabstandes St	113
Abbildung 91: Geschwindigkeitsverhältnis (ermittelt über Weg 1) in Wandnähe $uV, Wand$ in Abhängigkeit des Verbrauchskoeffizienten EV mit den Werten aus der Parameterstudie des einzelnen Aktuators aus Kapitel 5.1.1.1.....	115
Abbildung 92: Normierte Verbrauchskoeffizienten für Aktuatoren-Arrays mit unterschiedlichen Staffelungsabständen und Spreizungswinkeln $\beta = 90^\circ$ (rot) und $\beta = 135^\circ$ (gelb) zur Erreichung des Referenzwerts des wandnahen Geschwindigkeitsverhältnissen $uV, Wand, max$ mit Darstellung der zugehörigen zeitgemittelten Verteilung der Wirbelstärke in x-Richtung stromabwärts der Aktuatoren inklusive Kennzeichnung des Wirkungsbereichs eines einzelnen Aktuators.	116
Abbildung 93: Laterale Verschiebung eines Längswirbels yA in Abhängigkeit des Verbrauchskoeffizienten EV mit Werten aus der Parameterstudie des einzelnen Aktuators aus Kapitel 5.1.1.1.....	117
Abbildung 94: Zeitlicher Verlauf der Widerstandsreduktion des Teilmodells für unterschiedliche Positionen der Aktuatoren-Reihe (vgl. Abbildung 15) für den Zeitraum 0,0 s bis 0,1 s.....	118
Abbildung 95: Entwicklung der Widerstandskraft des Teilmodells in Abhängigkeit der Aktuationsfrequenz für den Zeitraum 1,0 s bis 1,8 s; Den Referenzwert für die Bestimmung der prozentualen Änderung der Widerstandskraft bildet der Simulationsstartpunkt bei 1,0 s.	120
Abbildung 96: Rückläufiger Mittelwert der Widerstandskraft des Teilmodells in Abhängigkeit der Aktuationsfrequenz für den Zeitraum 1,0 s bis 1,8 s; Den Referenzwert für die Bestimmung der prozentualen Änderung der Widerstandskraft bildet der Simulationsstartpunkt bei 1,0 s.	120

Abbildung 97: Zeitliche Entwicklung des Luftwiderstandskoeffizienten des SUV-Prinzipkörpers in Abhängigkeit verschiedener Verbrauchskoeffizienten des AFC-Systems.	125
Abbildung 98: Zusammenhang zwischen der Reduktion des Luftwiderstandskoeffizienten und dem Verbrauchskoeffizienten des am SUV-Prinzipkörper eingesetzten AFC-Systems inklusive angedeuteter Regressionsgerade.	126
Abbildung 99: Darstellung der instantanen Wandschubspannung an den gekrümmten Seitenflächen am Heck des SUV-Prinzipkörpers zur Visualisierung der mittels AFC erzeugten Längswirbel.	126
Abbildung 100: Mode des Drucks an der Heckpartie des SUV-Prinzipkörpers für die Simulation der unbeeinflussten Strömung (links, siehe auch Abbildung 47) und die Simulation mit Variation der aktiven Strömungsbeeinflussung (rechts).	126
Abbildung 101: Zeitliche Entwicklung des Modalkoeffizienten der relevantesten Mode des Drucks an der Heckpartie des SUV-Prinzipkörpers (Abbildung 100 rechts) in Abhängigkeit verschiedener Verbrauchskoeffizienten des AFC-Systems.	127
Abbildung 102: Zeitliche Entwicklung des Luftwiderstandskoeffizienten des simplifizierten BMW X5 in Abhängigkeit verschiedener Verbrauchskoeffizienten der AFC-Systeme.	131
Abbildung 103: Verteilung der instantanen Wandschubspannung in den Bereichen hinter der Aktuatorik für den simplifizierten BMW X5 ohne (links) und mit aktiver Strömungsbeeinflussung (rechts).	131
Abbildung 104: Mode des Drucks an der Heckpartie des simplifizierten BMW X5 für die Simulation der unbeeinflussten Strömung (links, siehe auch Abbildung 57) und die Simulation mit Variation der aktiven Strömungsbeeinflussung (rechts).	132
Abbildung 105: Zeitliche Entwicklung des Modalkoeffizienten der relevantesten Mode des Drucks an der Heckfläche des simplifizierten BMW X5 (Abbildung 104 rechts) mit und ohne den verschiedenen AFC-Systemen.	133
Abbildung 106: Mode des Drucks an den Seiten der Heckschürze des simplifizierten BMW X5 für die Simulation der unbeeinflussten Strömung (links, siehe auch Abbildung 60) und die Simulation mit Variation der aktiven Strömungsbeeinflussung (rechts).	133
Abbildung 107: Zeitliche Entwicklung des Modalkoeffizienten der Mode des Drucks an der Heckpartie des simplifizierten BMW X5 (Abbildung 106 rechts) für die Simulation mit und ohne den verschiedenen AFC-Systemen.	134

Abbildung 108: Fahrzeugmodell des BMW 5er Touring (E61) im BMW Modell-Windkanal mit Kennzeichnung der gekrümmten Heckfläche und der Position der Aktuatoren-Reihe.....	135
Abbildung 109: Zwei elektromagnetische Ventile versorgen zwei sich kreuzende Kanäle innerhalb eines additiv gefertigten Ventilaufsatzes wechselnd mit Druckluft und bilden so die Funktionsweise eines bistabilen fluidischen Aktuators nach.....	136
Abbildung 110: Additiv gefertigte Verteilerrohre aus Aluminium zur Versorgung der Aktuatoren mit Druckluft unterhalb der Dachfläche des Fahrzeugmodells.....	137
Abbildung 111: Unterbringung von Steuerkarten, Spannungsteiler, Transformatoren und Mikrokontroller in einem verschließbaren Gehäuse zur Ansteuerung der Aktuatorik im Versuchsaufbau.	138
Abbildung 112: Einfluss der dimensionslosen Frequenz F + der Aktuatorik auf die Änderung des hinteren Auftriebsbeiwerts $\Delta c_{z, 2}$ in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit im Windkanal.....	140
Abbildung 113: Einfluss der Anströmgeschwindigkeit im Windkanal auf die Änderung des hinteren Auftriebsbeiwerts $c_{z, 2}$ in Abhängigkeit der Frequenz der Aktuatorik.....	141
Abbildung 114: Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses zwischen An- und Ausströmgeschwindigkeit $u_A u_\infty$ auf die Änderung des hinteren Auftriebsbeiwerts $\Delta c_{z, 2}$ mit qualitativer Abschätzung des Einflusses einer Ausblasung im niedrigen Geschwindigkeitsbereich $u_A < u_\infty$	142
Abbildung 115: Einfluss der Anströmgeschwindigkeit auf die Änderung des hinteren Auftriebsbeiwerts $\Delta c_{z, 2}$ für zwei verschiedene Staffelungsabstände St	143
Abbildung 116: Qualitative Darstellung der Wirbelstärke in x-Richtung stromabwärts eines Aktuators im Rahmen der Netz- und Zeitschrittstudie.	154
Abbildung 117: Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Grenzschicht in verschiedenen Schnittebenen stromabwärts des Aktuators für die Netz- und Zeitschrittstudie.	155
Abbildung 118: POD-Mode der Druckverteilung hinter einem umströmten stumpfen Körper.	157
Abbildung 119: Schematische Darstellung der Wirbelpositionen bei positivem (links) und negativem (rechts) Modalkoeffizienten.....	157

Abbildung 120: Gegenüberstellung der abschnittsgemittelten Widerstandsbeiwerte c_x, n (linke Ordinate) und der kumulierten Nulldurchgänge des Modalkoeffizienten (rechte Ordinate) für n Zeitabschnitte.	158
Abbildung 121: Streudiagramm der Wertepaare aus abschnittsgemitteltem Widerstandskoeffizient und Nulldurchgängen des Modalkoeffizienten inklusive Regressionsgerade.....	158
Abbildung 122: Nulldurchgangszählung des Modalkoeffizienten unter Berücksichtigung einer Rückstellbreite.	159
Abbildung 123: Verteilung der spektralen Leistungsdichte hinter einem umströmten Körper für eine ausgewählte Frequenz.....	160
Abbildung 124: Skalogramm zur Darstellung der Ergebnisse einer Wavelet-Analyse.	161
Abbildung 125: Skalogramm mit Kennzeichnung der energiereichsten Zeit-Frequenz-Linie.....	162
Abbildung 126: Geschwindigkeitsverhältnisse (ermittelt über Weg 1) in Abhängigkeit des Wandabstandes für einen einzelnen Aktuator für verschiedene Verbrauchskoeffizienten EV , Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β	164
Abbildung 127: Schematische Darstellung der Stromversorgung und des luftführenden Systems des Versuchsaufbaus des BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodells zur aktiven Strömungsbeeinflussung.....	167

Vorwort

Die Anfertigung dieser Doktorarbeit war meine bisher größte Herausforderung und verlangte viel Muse, Durchhaltevermögen und vor allem Zeit. Deshalb möchte ich zu Beginn all jenen Personen meinen Dank aussprechen, die mich über die letzten Jahre begleitet und unterstützt haben.

Meinem Doktorvater Prof. Dr. Sven Grundmann und meinen beiden weiteren Betreuern Prof. Dr. Thomas Schütz und Prof. Dr. Konrad Költzsch möchte ich für die unglaublich engagierte und jederzeit sehr herzliche Betreuung danken. Sie hatten stets ein offenes Ohr und nahmen sich immer Zeit für anregende Diskussionen.

Bei Prof. Dr. Wurm bedanke ich mich für die Übernahme der Begutachtung meiner Arbeit.

Holger möchte ich für die tolle Unterstützung danken und für kritische Fragen, die mich so manches Mal dazu brachten, Problematiken aus einer ganz anderen Sichtweise zu betrachten.

Dem Team aus der Elektrotechnik danke ich für die herzliche Aufnahme in das E-Labor. Sie standen jederzeit mit Rat und Tat zur Seite. Ich habe viel bei ihnen gelernt und habe die Arbeit und die humorvollen Gespräche sehr genossen.

Meinem Kollegen Constantin danke ich für die großartige Hilfe bei der Messtechnik im Windkanal.

Auch danke ich meinen Kollegen Benjamin, Raul, Saad, Martin, Daniel, Sebastian, Oliver, Lukas, Akshay, Benni und Jacob für die humorvollen Kaffeepausen und Mittagessen in der Kantine.

Besonderer Dank gilt außerdem Alexander Lukas für die überragende Unterstützung bei der Erstellung des Versuchsaufbaus.

Zu guter Letzt danke ich meiner Familie und meiner Partnerin von ganzem Herzen für den Rückhalt, die motivierenden Worte, aber auch das entgegengebrachte Verständnis, wenn ich Abende und Wochenenden mit meiner Dissertation verbracht habe.

Kurzfassung

In den letzten Jahrzehnten konnte der Luftwiderstand von Vollheckfahrzeugen durch angepasste Formgebung immer weiter reduziert werden. Allmählich ist das Potential zur Widerstandsreduktion durch Änderung der Fahrzeuggeometrie jedoch so weit ausgeschöpft, dass nur durch einen starken Eingriff in die Proportionen und das Design der Fahrzeuge deutliche Verbesserungen des Luftwiderstands erzielt werden können. Eine Möglichkeit, den Luftwiderstand weiter zu reduzieren, ohne die Proportionen eines Fahrzeugs grundlegend zu ändern, könnte die aktive Strömungsbeeinflussung (Active Flow Control – AFC) bieten.

Für den erfolgreichen und effizienten Einsatz von AFC ist es notwendig, die instationäre Umströmung eines Fahrzeugs genau zu verstehen. Aus diesem Grund wird zunächst eine automatisierte Methodik entwickelt und programmiert, mit der die auftretenden Strömungsphänomene zeitlich und räumlich analysiert sowie visualisiert werden können. Für die Extrahierung der Phänomene aus dem Strömungsgeschehen werden drei gängige Modalzerlegungsverfahren verwendet, welche die Strömungsphänomene anhand von Moden und zugehörigen Modalkoeffizienten beschreiben. Um den Einfluss eines Phänomens auf den Luftwiderstand zu bewerten, werden sowohl die Intensität einer Mode als auch deren Dynamik herangezogen. Zu deren Darstellung kommen bivariate Histogramme und Streudiagramme zum Einsatz, um die Korrelation zwischen Mode und Luftwiderstandskoeffizient abzuschätzen. Zur Untersuchung der Modendynamik werden Nulldurchgangszählungen, diskrete Fourier-Transformationen und Wavelet-Analysen vorgeschlagen. Gemittelte Stromlinien und Druckverteilungen visualisieren die Ausprägung der Moden im Strömungsfeld und ein Verfahren zum Kreuzvergleich charakteristischer Verläufe gibt Aufschluss über Relationen zwischen einzelnen Strömungsphänomenen. Ein abschließender Vergleich der vorgestellten Modalzerlegungsverfahren zeigt, dass die Proper Orthogonal Decomposition (POD) von den drei Verfahren am besten geeignet ist, um selbst unregelmäßige Strömungsphänomene eindeutig und mit möglichst unverfälschter Dynamik abzubilden.

Die entwickelte Methodik zur Strömungsanalyse wird anschließend genutzt, um für Vollheckfahrzeugkörper zunehmender Komplexität die für den Luftwiderstand relevantesten instationären Phänomene zu ermitteln. Für jeden dieser Körper wird eine rechenzeitaufwändige instationäre Strömungssimulation (Improved-Delayed-Detached-Eddy-Simulation – IDDES) mit einem k - ω -SST Turbulenzmodell durchgeführt, welche die Datenbasis für die Analyse liefert. Hierbei wird bei einem an der Front abgerundeten Quader begonnen, dessen Größe in etwa den Grundabmessungen eines aktuellen BMW X5 (Typ G05) entsprechen. Schritt für Schritt wird dieser Körper durch das Hinzufügen von Heckenzug, Boden, Räder, Unterboden etc. komplexer und damit näher an die Form des realistischen Fahrzeugmodells eines BMW X5 angepasst.

Um die Aussagekraft der durchgeführten Strömungssimulationen und Analysen zu überprüfen, werden in einem Windkanal Validierungsmessungen an einem 1:1 Vollheckfahrzeugmodell durchgeführt. Hierbei handelt es sich um einen BMW 5er Touring (Typ E61). Mit Hilfe eines an einer Traverse montierten Hitzdrahts werden verschiedene Mess Ebenen im Totwasser des Fahrzeugs vermessen. Die dabei ermittelten Geschwindigkeits- und

Turbulenzgradverteilungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit einer Strömungssimulation des gleichen Fahrzeugs.

Im Anschluss an das Kapitel der Strömungsanalyse folgen Untersuchungen zur aktiven Strömungsbeeinflussung. Für die Beeinflussung der Strömung wird das Prinzip eines bistabilen fluidischen Aktuators ausgewählt. Mit Hilfe dieser Aktuatorik sollen in Wandnähe einer überströmten Fläche Längswirbel erzeugt werden, die zu einem Impulsaustausch innerhalb der Grenzschicht und damit zu einer Ablösungsverzögerung führen. Um eine möglichst energieeffiziente Konfiguration des AFC-System zu ermitteln, werden mit Strömungssimulationen zunächst Parameterstudien an einem Prinzipkörper durchgeführt. Hierbei wird zuerst ein einzelner Aktuator, dann ein Array aus fünf Aktuatoren und abschließend eine komplette Reihe an Aktuatoren untersucht, um die optimalen Ausströmwinkel, Abstände, Frequenzen und Positionen der Aktuatoren definieren zu können. In einer nachfolgenden umfassenden Korrelationsanalyse werden die Daten aller Simulationen gegenübergestellt und damit Zusammenhänge zwischen den einzelnen Parametern der Aktuatoren aufgedeckt.

Nach der Bestimmung der energieeffizientesten Konfiguration für die Aktuatorik wird ein SUV-Prinzipkörper (Sports Utility Vehicle) mit einem entsprechenden AFC-System numerisch untersucht. Hierbei wird eine signifikante Reduzierung des Luftwiderstands durch den Einsatz der Aktuatorik erzielt. Die Abschätzung einer Leistungsbilanz stellt die durch die Widerstandsreduktion erreichte Energieeinsparung der für den Betrieb der Aktuatorik aufgewendeten Energie gegenüber und zeigt auf, dass der Leistungsverbrauch die Leistungseinsparung deutlich übersteigt. Ebenso wird dargestellt, dass es gelingt, das für die Schwankung des Luftwiderstands verantwortliche Strömungsphänomen erfolgreich zu beeinflussen.

Im Anschluss wird der Einsatz des nun bewährten AFC-Systems numerisch an einem simplifizierten BMW X5 untersucht. Hierbei zeigt sich jedoch, dass die aktive Strömungsbeeinflussung bei diesem Fahrzeugkörper nicht zu einer Widerstandsreduktion beitragen kann. Die Oberflächenkrümmung der Geometrie ist an der ausgewählten Stelle zu stark, sodass eine Energetisierung der Grenzschicht keine Ablösungsverzögerung herbeiführen kann.

Neben der numerischen Untersuchung der aktiven Strömungsbeeinflussung wird ein AFC-System im Dachbereich des bereits für die Validierungsmessungen verwendeten Modells eines BMW 5er Touring verbaut und dessen Wirksamkeit im Windkanal überprüft. Auch im Windkanal kann durch Imitation des Wirkprinzips bistabiler fluidischer Aktuatoren eine Ablösungsverzögerung und damit eine Änderung der auf das Fahrzeug wirkenden Luftkräfte erreicht werden.

1 Einleitung

Immer mehr Länder fordern aufgrund der Klimaerwärmung eine Reduzierung des CO₂-Ausstoßes im Automobilbereich und fordern Fahrzeughersteller mit zunehmend strengeren Emissionsgesetzen. Doch auch das Bewusstsein der Kunden für die Umwelt und den eigenen CO₂-Fußabdruck führt in Zusammenhang mit steigenden Kraftstoffpreisen zu einer immer größer werdenden Nachfrage von sparsamen Personenkraftwagen (Pkw). Hierbei gilt es den kompletten Lebenszyklus eines Fahrzeugs zu berücksichtigen. Angefangen bei der Rohstoffgewinnung und der Fertigung der Halbzeuge über den Energieverbrauch während der Produktion bis hin zur Zirkularität der Materialien nach Zerlegung des Fahrzeugs am Ende. Die Elektromobilität stellt eines der wichtigsten Potentiale zur Reduzierung der Verkehrsemissionen dar. Denn während bei herkömmlichen Pkw mit Verbrennungsmotor ein großer Teil des CO₂-Ausstoßes während der Nutzung auf der Straße stattfindet, können Elektrofahrzeuge bei Stromversorgung mit erneuerbaren Energien lokal abgasfrei betrieben werden. Um den Kraftstoffverbrauch von Verbrennerfahrzeugen zu senken und die Reichweite von Elektroautos zu erhöhen, gilt es die Effizienz des Antriebs zu erhöhen und den Fahrwiderstand zu reduzieren. Letzterer ist die Summe aus Luftwiderstand, Rollwiderstand, Steigungswiderstand und Beschleunigungswiderstand, wobei für die Fahrt mit konstanter Geschwindigkeit in der Ebene, so wie es beispielsweise auf der Autobahn meist der Fall ist, lediglich die ersten beiden Widerstände relevant sind. Stellt man diese Widerstände für unterschiedliche Fahrtgeschwindigkeiten gegenüber zeigt sich, dass ab einer Geschwindigkeit von etwa 80 km/h der Luftwiderstand deutlich überwiegt. Dieser stellt demzufolge ein großes Potential für die Fahrwiderstandsreduktion bei Fahrten mit Geschwindigkeiten über 100 km/h dar und damit auch für die Reichweitenerhöhung bei Elektrofahrzeugen (Schütz, 2013).

Eine Fahrzeugklasse, die sich in den letzten Jahren aufgrund des größeren Raumangebots im Innenraum und der besseren Übersichtlichkeit im Straßenverkehr großer Beliebtheit erfreut, ist die des Sports Utility Vehicle (SUV). Diese weist unter anderem aufgrund größerer Bodfreiheit, Räder und Stirnfläche einen erhöhten Luftwiderstand gegenüber Limousinen auf. Die überwiegende Mehrheit der SUVs zählt, ebenso wie Kombinationskraftwagen, zu den sogenannten Vollheckfahrzeugen. Bei diesen Fahrzeugen steht die Heckscheibe deutlich aufrechter als bei Fließheckfahrzeugen, sodass die Strömung in der Regel nicht am Heckende, sondern an der höher liegenden Dachoberkante ablöst. Dies führt zu einem vergrößerten Totwasser hinter dem Fahrzeug und sorgt, zusammen mit der größeren Heckbasisfläche, dafür, dass bei Vollheckfahrzeugen der Anteil des Luftwiderstands am Gesamtfahrwiderstand deutlich erhöht ist. Eine Reduzierung des Luftwiderstands ist hier deshalb besonders erstrebenswert.

1.1 Motivation

In den letzten Jahrzehnten konnte der Luftwiderstand von Vollheckfahrzeugen durch angepasste Formgebung immer weiter reduziert werden. Allmählich scheint das Potential zur Widerstandsreduktion durch Änderung der Fahrzeuggeometrie jedoch so weit ausgeschöpft,

dass nur durch einen starken Eingriff in die Proportionen und das Design der Fahrzeuge deutliche Minderungen des Luftwiderstands erzielt werden können. Ein ausgeprägter seitlicher Heckeinzug oder ein starkes Absenken der Dachkante hätten zwar eine verkleinerte Heckbasisfläche zur Folge, jedoch ginge dies sowohl auf Kosten des gewünschten Erscheinungsbildes der Fahrzeuge als auch auf funktionale Aspekte wie Kofferraumvolumen oder Kopffreiheit der Passagiere auf den Rücksitzen. Eine Möglichkeit, den Luftwiderstand weiter zu reduzieren, ohne die Proportionen eines Fahrzeugs grundlegend zu ändern, könnte möglicherweise die aktive Strömungsbeeinflussung (Active Flow Control – AFC) bieten. Akademische Studien an einfachen Formen wie Tragflügeln (Haucke & Nitsche, 2011; Seifert et al., 1996), Stufen (Chun & Sung, 1996) oder generischen stumpfen Körpern wie dem Ahmed Body (Joseph et al., 2012; Krentel et al., 2010; Varon et al., 2019) stellen eine positive Einflussnahme von AFC-Systemen auf das Strömungsgeschehen in Aussicht. Bisherige Untersuchungen zum Einsatz von AFC an realen Pkw mit Vollheck waren bisher jedoch von nur wenig Erfolg geprägt (Eulalie et al., 2018). Dies liegt vermutlich unter anderem daran, dass die bei der Umströmung von Vollheckfahrzeugen auftretenden komplexen zeitveränderlichen Phänomene, auf die ein AFC-System abgestimmt werden sollte, bisher kaum verstanden und mit herkömmlichen Methoden schwer zu analysieren sind. Womöglich unterscheidet sich jedoch auch das durch den Einsatz von AFC erreichbare Potential zur Widerstandsreduktion bei stumpfen Körpern, die unterschiedlich stark strömungsoptimierte Formen aufweisen. Möglicherweise kann der Luftwiderstand eines strömungsun günstigen Quaders mit Hilfe von AFC leichter reduziert werden als der eines heutigen Serienfahrzeugs, dessen Heck bereits aerodynamisch optimiert ist. Gegebenenfalls erlaubt der Einsatz von AFC auch keine direkte Widerstandsreduktion, aber gewährleistet eine größere Gestaltungsfreiheit und ermöglicht beispielsweise kürzere widerstandsmindernde Heckeinzüge als ohne aktive Strömungsbeeinflussung. Über diese Fragestellung könnten die bei unterschiedlichen Fahrzeugkörpern auftretenden zeitveränderlichen Strömungsvorgänge und deren Einfluss auf den Luftwiderstand Aufschluss geben. Die dreidimensionalen instationären Strömungsstrukturen, die im Totwasser und Nachlauf des Fahrzeugs auftreten, sind in experimentellen Untersuchungen im Windkanal nicht leicht zu erfassen. Messverfahren wie Particle Image Velocimetry (PIV) erlauben bereits die Erfassung von Fluidbewegungen innerhalb einer Ebene (Eckelmann, 1997). Um das Strömungsgeschehen vollumfänglich zu verstehen ist es jedoch notwendig, zu jedem Zeitpunkt Informationen im gesamten Volumen hinter dem Fahrzeug zu sammeln. Dies ist mit experimentellen Methoden kaum möglich, ohne das Strömungsgeschehen durch Messaufbauten zu beeinflussen. Mit Hilfe der numerischen Strömungssimulation können dagegen problemlos zu jedem Zeitpunkt an jeder beliebigen Stelle im Strömungsfeld und an der Fahrzeugoberfläche mehrere physikalische Größen wie Druck, Geschwindigkeit oder Schubspannung aufgezeichnet werden. Die dabei generierte immense Datenmenge bringt jedoch eine weitere Herausforderung mit sich. Die manuelle Identifizierung von Strömungsphänomenen und die Analyse deren Interaktion und Einfluss auf den Luftwiderstand ist nur unter enormem Zeitaufwand möglich.

1.2 Zielsetzung

Für die soeben beschriebenen Problematiken sollen mögliche Lösungswege erarbeitet und aufgezeigt werden, sodass sich diese Arbeit dementsprechend in zwei wesentliche Abschnitte unterteilen lässt: Strömungsanalyse und Strömungsbeeinflussung.

Ziel des ersten Abschnitts ist die zeitliche und räumliche Analyse der auftretenden komplexen Strömungsvorgänge im Totwasser von Vollheckfahrzeugen. Hierfür gilt es zunächst eine Methodik zu entwickeln, die es erlaubt, instationäre Vorgänge aus dem Strömungsfeld zu extrahieren. Ein gängiges Verfahren in der Fluidmechanik, um kohärente Strukturen in Strömungsvorgängen zu identifizieren, ist die Modalzerlegung. In dieser Arbeit sollen unterschiedliche Verfahren der Modalanalyse betrachtet und hinsichtlich ihrer Nutzbarkeit gegenübergestellt werden. Des Weiteren gilt es eine Methodik zu entwickeln, mit deren Hilfe die extrahierten Strömungsphänomene hinsichtlich ihres Einflusses auf den Luftwiderstand bewertet werden können. Auf Grund der Geometrie eines realen Fahrzeugs, das eine detaillierte Außenhaut, einen zerklüfteten Unterboden, einen durchströmten Motorraum und rotierende Räder beinhaltet, ist mit einem äußerst komplexen Strömungsverhalten zu rechnen, welches möglicherweise schwer zu erfassen ist. Deshalb sollte zunächst an einem möglichst einfachen Grundkörper mit der Analyse und dem Wissensaufbau begonnen werden. Die Komplexität dieses Grundkörpers kann dann schrittweise, beispielsweise durch Hinzufügen eines Heckeinzugs, des Bodens oder eines durchströmten Motorraums, gesteigert und an ein realitätsgetreues Fahrzeugmodell angeglichen werden. Die Umströmung jeder Zwischenvariante des Fahrzeugs muss simuliert und analysiert werden, sodass herausgestellt werden kann, inwieweit einzelne Details oder Bereiche eines Fahrzeugs das Verhalten im Totwasser des Körpers beeinflussen. Hierbei gilt es für jeden Fahrzeugkörper jene Strömungsphänomene zu identifizieren, die einen großen Einfluss auf den Luftwiderstand haben. Weiterhin sollen zur Bestätigung der Strömungssimulationen Validierungsmessungen im Windkanal an einem Vollheckfahrzeug durchgeführt werden.

Das wesentliche Ziel des zweiten Abschnitts dieser Arbeit, die Strömungsbeeinflussung, ist die erfolgreiche Beeinflussung der Luftkräfte, insbesondere des Luftwiderstands. Hierfür gilt es zunächst eine erfolgsversprechende Aktuatorik auszuwählen und deren optimale Konfiguration an einem vereinfachten Testkörper zu ermitteln, um mit möglichst wenig aufgewendeter Energie bestmögliche Effektivität zu erreichen. Anschließend soll die Aktuatorik an Vollheckfahrzeugkörpern numerisch untersucht werden, wobei hier neben der Auswirkung der Strömungsbeeinflussung auf den Luftwiderstand auch der Einfluss auf die wesentlichen instationären Phänomene darzulegen ist. Abschließend soll ein entsprechendes AFC-System bei einem Vollheckfahrzeug im Originalmaßstab verbaut und experimentellen Untersuchungen im Windkanal unterzogen werden. Ziel ist hierbei eine messbare Beeinflussung der Luftkräfte und die Bestätigung der Wirksamkeit des in den Strömungssimulationen untersuchten AFC-Systems. Weiterhin gilt es daraus abzuleiten, ob eine aktive Strömungsbeeinflussung bei aerodynamisch optimierten Fahrzeugformen eine weitere Reduzierung des Luftwiderstands oder eine erhöhte Gestaltungsfreiheit ermöglicht.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die für das weitere Verständnis dieser Arbeiten notwendigen Grundlagen erläutert. Zunächst wird auf die Grundlagen der Strömungsmechanik und Strömungsbeeinflussung eingegangen. Daraufhin werden die für die Analysemethodik verwendeten Modalzerlegungsverfahren erklärt und abschließend die für die experimentellen Untersuchungen genutzte Versuchs- und Messtechnik dargelegt.

2.1 Grundlagen der Strömungsmechanik

Die Grundlagen der Strömungsmechanik werden in drei Unterkapitel aufgliedert, wovon die ersten beiden die allgemeine und die numerische Strömungsmechanik umfassen. Darin werden unter anderem die den Simulationen zugrunde liegenden Gleichungen, Methoden und Modelle erklärt. Hierbei sei angemerkt, dass bereits ein gewisses Grundwissen in der Fluidmechanik vorausgesetzt wird. Im dritten Unterkapitel wird der Stand der Wissenschaft zu instationären Phänomenen bei der Umströmung stumpfer Körper aufgezeigt.

2.1.1 Allgemeine Strömungsmechanik

Neben den Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik, die die grundlegenden Zusammenhänge zwischen physikalischen Größen wie Geschwindigkeit oder Druck beschreiben, werden an dieser Stelle wichtige dimensionslose Kennzahlen erläutert, die beispielsweise der Unterscheidung zwischen laminarer und turbulenter Strömung oder zwischen kompressibler und inkompressibler Strömung dienen und für die Wahl der richtigen Fluid- und Turbulenzmodelle herangezogen werden. Außerdem wird das universelle Wandgesetz vorgestellt, das die Geschwindigkeitsverteilung in Nähe einer reibungsbehafteten Wand beschreibt. Ebenso werden Vorgänge und Mechaniken der Strömungsablösung dargelegt.

2.1.1.1 Erhaltungsgleichungen

Die kontinuumsmechanischen Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik sind partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung und beschreiben mit Hilfe der Prinzipien der Massen-, Impuls- und Energieerhaltung die Zusammenhänge zwischen den physikalischen Größen eines Fluids in Abhängigkeit der Raum- und Zeitkoordinaten. Wird von einer adiabaten, inkompressiblen Strömung ausgegangen und die Dichte des Fluids damit als konstant angenommen, ergeben sich die Erhaltungsgleichungen wie folgt (Oertel, 2012):

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{Gl. 1})$$

Impulserhaltungsgleichungen

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \left(\mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} \right) + f_i \quad (\text{Gl. 2})$$

Die Kontinuitätsgleichung beschreibt anhand der Geschwindigkeiten u_i in den Ortskoordinaten x_i , dass das Fluidvolumen innerhalb eines Volumenelements bei Inkompressibilität des Fluids konstant bleibt. Dies bedeutet, dass die Summe aller aus einem Element austretenden Ströme stets gleich der Summe aller eintretenden Ströme ist. In den drei Impulserhaltungsgleichungen, eine für jede Koordinatenrichtung, sind Terme für die lokale und konvektive Beschleunigungen, Normalspannungen (Drücke), Scherkräfte und wirkenden Volumenkräfte enthalten. Beschrieben werden diese unter anderem von der Fluidichte ρ , der dynamischen Viskosität μ , dem statischen Druck p und der massebezogenen Kraft f_i (Oertel, 2012).

2.1.1.2 Dimensionslose Kennzahlen

Dimensionslose Kennzahlen dienen in der Fluidmechanik der numerischen Beschreibung und Einordnung von Strömungen.

Reynoldszahl

Die wahrscheinlich bekannteste Kennzahl ist hierbei die sogenannte Reynoldszahl Re . Sie beschreibt das Verhältnis zwischen Trägheitskräften und viskosen Kräften und dient unter anderem der Unterscheidung von laminarer und turbulenter Strömung. Eine laminare Strömung schlägt bei Überschreiten einer kritischen Reynoldszahl, zum Beispiel bei Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit, in eine turbulente Strömung um. Die Reynoldszahl wird aus der Strömungsgeschwindigkeit u , der charakteristischen Länge l_{char} und der kinematischen Viskosität ν berechnet.

$$Re = \frac{u \cdot l_{char}}{\nu} \quad (\text{Gl. 3})$$

Mach-Zahl

Eine weitere wichtige Kennzahl ist die Mach-Zahl Ma , mit Hilfe derer eine Aussage über die Kompressibilität einer Strömung getroffen werden kann. Bei einer Mach-Zahl $Ma < 0,3$ können kompressible Effekte vernachlässigt werden und die Dichte des Fluids als konstant angenommen werden. Die Mach-Zahl berechnet sich aus der Strömungsgeschwindigkeit u und der Schallgeschwindigkeit des Fluids a .

$$Ma = \frac{u}{a} \quad (\text{Gl. 4})$$

Strouhal-Zahl

Die Strouhal-Zahl Sr dient der Beschreibung instationärer Strömungsvorgänge, wie beispielsweise der Dynamik einer Kármánschen Wirbelstraße. Durch die Entdimensionierung der

Frequenz f mit Hilfe einer für den Strömungsfall charakteristischen Größe l_{char} und der Anströmgeschwindigkeit u_∞ lassen sich Ergebnisse aus Untersuchungen mit voneinander abweichenden Maßstäben oder Geschwindigkeiten leichter miteinander vergleichen.

$$Sr = \frac{f \cdot l_{char}}{u_\infty} \quad (\text{Gl. 5})$$

Dimensionslose Aktuationsfrequenz

Eine Variante der Strouhal-Zahl ist die in der aktiven Strömungsbeeinflussung häufig verwendete dimensionslose Aktuationsfrequenz F^+ . Hierbei steht die Frequenz f für die Anregungsfrequenz der Aktuatorik und die charakteristische Länge c_F in der Regel für die in Strömungsrichtung gemessene Distanz zwischen der Aktuatorik oder der Ablöselinie der unbeeinflussten Strömung und der Abrisskante der überströmten Fläche. Mit Hilfe der Kennzahl können Untersuchungen zu AFC mit unterschiedlichen Anströmungsgeschwindigkeiten u verglichen werden, indem die Aktuationsfrequenz f mit der Anströmgeschwindigkeit in Bezug gesetzt und auf diese Weise der Geschwindigkeitseinfluss eliminiert wird.

$$F^+ = \frac{f \cdot c_F}{u_\infty} \quad (\text{Gl. 6})$$

Impulskoeffizient

Eine weitere dimensionslose Kennzahl aus dem Bereich der aktiven Strömungsbeeinflussung ist der sogenannte Impulskoeffizient C_μ (engl. blowing momentum coefficient). Erstmals eingeführt von Poisson-Quinton (Poisson-Quinton, 1984) dient der Koeffizient der Bewertung des Energieverbrauchs eines fluidischen Aktuators. Der Impulskoeffizient C_μ berechnet sich aus dem ausgeblasenen zeitgemittelten Massenstrom \dot{m}_A und der zeitgemittelten Ausblasgeschwindigkeit u_A des Aktuators. Weiterhin geht die Dichte ρ_∞ und die Geschwindigkeit u_∞ des Umgebungsfluides in die Gleichung ein. Die Referenzfläche A_{ref} beziffert die Größe der überströmten Fläche des Körpers, an der eine Ablösungsverzögerung durch die Aktuatorik bewirkt werden soll (Wirkbereich der Aktuatorik).

$$C_\mu = \frac{\dot{m}_A \cdot u_A}{\frac{1}{2} \cdot \rho_\infty \cdot u_\infty^2 \cdot A_{ref}} \quad (\text{Gl. 7})$$

Luftwiderstandskoeffizient

Eine der wichtigsten dimensionslosen Kenngrößen in der Fahrzeugaerodynamik ist der Luftwiderstandskoeffizient c_x , auch Luftwiderstandsbeiwert. Dieser ist ein Maß für die entgegen der Fahrtrichtung (Fahrtrichtung ist in dieser Arbeit die negative x-Richtung) wirkende Widerstandskraft F_x . Die Stirnfläche des umströmten Fahrzeugs A_x ergibt sich aus der in x-Richtung auf eine yz-Ebene projizierten Fahrzeuggeometrie.

$$c_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \cdot \rho_\infty \cdot u_\infty^2 \cdot A_x} \quad (\text{Gl. 8})$$

2.1.1.3 Bereiche der Grenzschicht

Wird ein Körper von einem Fluid umströmt, so bildet sich in der Nähe der reibungsbehafteten Oberfläche eine Grenzschicht aus. Durch die Reibung ist die Geschwindigkeit direkt an der Wand gleich Null. Mit zunehmendem Wandabstand nimmt, bedingt durch die Viskosität des Fluids, die Strömungsgeschwindigkeit langsam zu und erreicht bei ausreichender Entfernung die gleiche Geschwindigkeit wie im freien Strömungsfeld. Die Relation zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Wandabstand wird durch das Grenzschichtprofil beschrieben und ist abhängig von der Viskosität des Fluids, der Dichte und der Turbulenz in der Grenzschicht. Letztere wird in drei Bereiche unterteilt: Die dünne Schicht in unmittelbarer Wandnähe, die aufgrund der dort vorliegenden sehr niedrigen Geschwindigkeiten stets laminar ist, wird viskose Unterschicht genannt. In diesem Bereich wird das Strömungsverhalten durch die Viskosität bestimmt. Außerhalb dieser Schicht nimmt die Dominanz der Viskosität ab, während die Wirkung turbulenter Scheinspannungen zunimmt (Spurk & Aksel, 2010). Bei ausreichendem Wandabstand, im sogenannten logarithmischen Bereich der Grenzschicht, übersteigt der Einfluss der turbulenten Spannungen den der Viskosität. Der Bereich zwischen der viskosen Unterschicht und dem logarithmischen Bereich wird Übergangsbereich genannt. Für die Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Wandabstand und Geschwindigkeit in der Grenzschicht werden für beide Parameter in der Regel dimensionslose Größen verwendet:

Der dimensionslose Wandabstand y^+ (Schwarze, 2013)

$$y^+ = \frac{y_w \cdot u_{\tau_w}}{\nu} \quad (\text{Gl. 9})$$

und die dimensionslose Geschwindigkeit u^+ (Schwarze, 2013)

$$u^+ = \frac{u}{u_{\tau_w}}, \quad (\text{Gl. 10})$$

mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_{τ_w} (Schlichting & Gersten, 2006)

$$u_{\tau_w} = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{Gl. 11})$$

2.1.1.4 Abgelöste Strömungen

Während der Luftwiderstand bei laminar umströmten schlanken Körpern im Wesentlichen vom Reibungswiderstand an der Oberfläche bestimmt wird, ist bei stumpfen Körpern wie einem klassischen Automobil die turbulente Ablösung maßgebend für den Strömungswiderstand. Die Ablösung der Strömung am Heck führt zu einem Totwassergebiet hinter dem Fahrzeug, in dem die Fluidgeschwindigkeit im Vergleich zur Anströmgeschwindigkeit deutlich reduziert ist. Ebenso ist der im Totwasser herrschende Druck, der der Heckfläche des Fahrzeugs aufgeprägt wird, deutlich geringer als der an der Front des Automobils wirkende Staudruck. Diese Druckdifferenz zwischen Fahrzeugfront und -heck resultiert in einer Kraftkomponente in x-Richtung (also entgegen der Fahrtrichtung), dem Druckwiderstand. Um den Luftwiderstand eines Vollheckfahrzeugs zu reduzieren, sollte folglich der Ablösung im Heckbereich besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden (Hucho, 2012).

Generell wird unterschieden in geometrieinduzierte und druckinduzierte Ablösung. Während im ersten Fall die Strömung beispielsweise an einer kantigen Geometrie mit definierter Abrisskante zum Ablösen gebracht wird, führt im zweiten Fall ein Druckanstieg dazu, dass das ohnehin bereits langsame Fluid in Nähe der Wand weiter abgebremst wird. Ist die kinetische Energie des Fluids zu gering für die Überwindung dieses Druckwiderstands, kommt die Strömung in unmittelbarer Wandnähe kurzzeitig zum Erliegen. Dieser Zustand ist in Abbildung 1 im Bereich des Ablösepunkts dargestellt und wird durch das folgende Ablösekriterium erfasst (Schlichting & Gersten, 2006):

$$(\tau_w)_{y=0} = \left(\frac{du}{dy}\right)_{y=0} = 0. \quad (\text{Gl. 12})$$

Mit dem Geschwindigkeitsgradienten an der Wand wird auch die Wandschubspannung τ_w gleich Null. Bei anhaltendem Druckgradienten wird das wandnahe Fluid entgegen der Hauptströmungsrichtung beschleunigt, womit die Grenzschicht von der Oberfläche ablöst (Schlichting & Gersten, 2006).

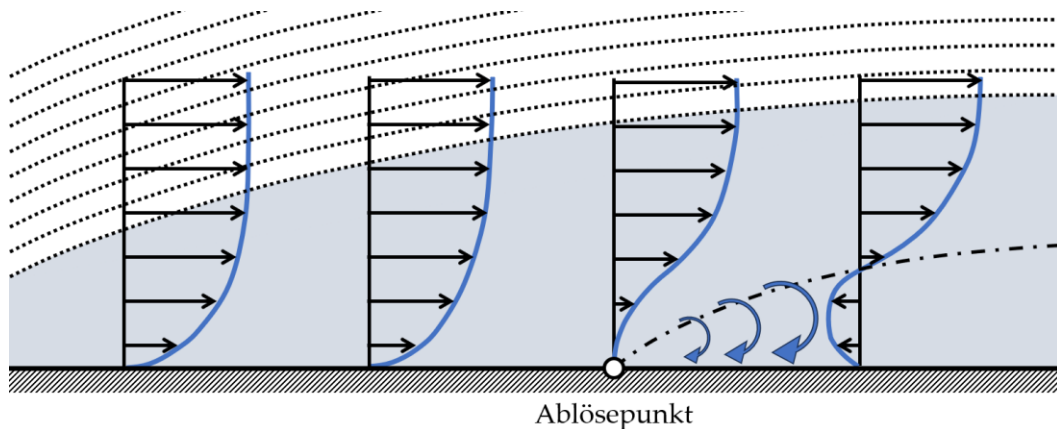


Abbildung 1: Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht bei Strömungsablösung, nach (Surek & Stempin, 2017).

Die turbulente Grenzschicht ist in der Regel resistenter gegen die durch einen Druckanstieg bedingte Ablösung als eine laminare. Verwirbelungen sorgen für Fluidbewegungen quer zur Hauptströmungsrichtung und führen zu einem Impulsaustausch innerhalb der Grenzschicht. Energiearmes Fluid wird so von der Wand wegtransportiert und von energiereicherer Strömung verdrängt. Dieser Effekt fehlt in der laminaren Grenzschicht. Mit Hilfe passiver oder aktiver Strömungsbeeinflussung kann jedoch gezielt künstliche Turbulenz herbeigeführt und die Ablösung auf diese Weise verzögert werden (Gong, 2016).

2.1.2 Numerische Strömungsmechanik

Im vorherigen Unterkapitel wurden die Erhaltungsgleichungen der Fluidmechanik dargelegt. Um diese Gleichungen für eine Strömungssimulation am Rechner nutzen zu können, müssen diese zunächst diskretisiert werden. In diesem Abschnitt wird die für die Strömungssimulationen durchgeführte Diskretisierung mittels finiter Volumen erklärt. Außerdem wird die in der Software Star-CCM+ genutzte IDDES-Formulierung (Improved-Delayed-Detached-Eddy-Simulation) des $k-\omega$ -SST-Turbulenzmodells erläutert.

2.1.2.1 Diskretisierung mittels Finite-Volumen-Methode

Um die in Kapitel 2.1.1.1 beschriebenen Erhaltungsgleichungen zu verarbeiten, nutzt Star-CCM+ die Finite-Volumen-Methode (FVM). Hierbei wird das Strömungsproblem in etliche Kontrollvolumina (KV) mit dem Volumen V und der Oberfläche A unterteilt und das Differentialgleichungssystem auf diesen diskretisiert. Hierfür werden die Erhaltungsgleichungen zunächst in die Integralform überführt, indem über das Volumen des KV integriert wird.

Für die Impulserhaltungsgleichungen (Oertel, 2012)

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial}{\partial x_j} u_i \right) \quad (\text{Gl. 13})$$

ergibt die Integration über das Kontrollvolumen V :

$$\int_V \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} \right] dV = \int_V \left[f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial}{\partial x_j} u_i \right) \right] dV \quad (\text{Gl. 14})$$

Anschließend wird der gaußsche Integralsatz angewendet, um die Volumenintegrale teilweise in Oberflächenintegrale umzuwandeln, wobei A die Oberfläche des KV beschreibt (Kornev & Cherunova, 2013):

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V u_i dV + \int_A u_i \vec{u} \vec{n} dA = \int_V f_i dV - \frac{1}{\rho} \int_A p \vec{e}_i \vec{n} dA + \nu \int_A \text{grad} u_i \vec{n} dA \quad (\text{Gl. 15})$$

Für die Kontinuitätsgleichung führt diese Vorgehensweise zu:

$$\int_A \vec{u} \vec{n} dA = 0 \quad (\text{Gl. 16})$$

Die auf diese Weise erzeugten Oberflächenintegrale können anstelle einer komplizierten Integration auch durch ein simples Aufsummieren der durch die einzelnen Seitenflächen eines Kontrollvolumens tretenden Flüsse berechnet werden. Als Annäherung können mit Hilfe der Werte im Mittelpunkt der KV zunächst Werte für die Seitenflächen der KV abgeleitet werden. In den für diese Arbeit durchgeführten Simulationen wird für die Approximation der konvektiven Flüsse ein hybrides Zentral-Aufwind-Interpolationsverfahren (engl.: hybrid upwind-central scheme) verwendet. Die diffusiven Flüsse werden hingegen mit einem Zentral-Differenzen-Verfahren bestimmt. Für jede einzelne Oberfläche eines KV wird der so an den Randflächen ermittelte Wert mit der entsprechende Flächengröße multipliziert. Die dabei entstehenden Produkte werden anschließend aufsummiert und damit das Oberflächenintegral approximiert. Für die Approximation der Volumenintegrale wird der Mittelpunktwert und das KV-Volumen herangezogen. Für die zeitliche Diskretisierung bei den instationären Strömungssimulationen wird ein implizites Differenzverfahren zweiter Ordnung verwendet.

2.1.2.2 Improved-Delayed-Detached-Eddy-Simulation

Die turbulenten Strömungsgrößen der Kontinuitäts- und Impulserhaltungsgleichung können mit Hilfe der sogenannte Reynolds-Zerlegung als Summe des gemittelten Anteils und des fluktuierenden, turbulenten Anteils der Strömungsgröße dargestellt werden. So gilt beispielsweise (Kornev & Cherunova, 2013):

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (\text{Gl. 17})$$

Werden in der Impulserhaltungsgleichung (Gl. 2) die turbulenten Strömungsgrößen entsprechend Gleichung 17 ersetzt, kann nach weiteren Umformschritten der Term $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ gebildet werden, der weiterhin als Reynolds-Spannungstensor bekannt ist. Dieser Tensor beinhaltet sechs unbekannte Terme, die Reynoldsspannungen, und führt, zusammen mit den drei unbekanntes Geschwindigkeitskomponenten, zu einem unterbestimmten Gleichungssystem (lediglich vier Gleichungen). Um diesem Schließungsproblem zu entgegnen, wurden verschiedene Ansätze zur Modellierung dieser turbulenten Reynoldsspannungen entwickelt (Kornev & Cherunova, 2013). Für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wird das k- ω -SST-IDDES-Turbulenzmodell (SST: Shear Stress Transport) in der IDDES-Formulierung verwendet, das die folgenden Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und die spezifische Dissipationsrate ω beinhaltet (Gritskevich et al., 2012; Shur et al., 2008):

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \frac{\rho \sqrt{k}^3}{l_{IDDES}} \quad (\text{Gl. 18})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \omega)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \\ &+ 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} + \frac{\alpha \rho}{\mu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 \end{aligned} \quad (\text{Gl. 19})$$

Neben den gängigen Größen der Strömungsmechanik treten hierbei die turbulente Viskosität μ_t , der Produktionsterm P_k und die IDDES-Längenskala l_{IDDES} auf. Des Weiteren sind die Konstanten α , β , σ_k , σ_ω , $\sigma_{\omega 2}$ und die Übergangsfunktion F_1 enthalten. Mit Hilfe der Transportgleichungen kann schließlich die Wirbelviskosität und damit über den Boussinesq-Ansatz der Reynolds-Spannungstensor ermittelt werden (Leder, 1992). Da hier nur ein grober Überblick über die Theorie hinter den Modellen gegeben werden soll, wird für weiterführende Informationen auf entsprechende Literatur verwiesen (Gritskevich et al., 2012; Shur et al., 2008). Das Turbulenzmodell stellt eine Kombination aus zwei Ansätzen dar: Während die kleineren wandnahen Turbulenzen über das von Menter vorgeschlagene k- ω -SST-RANS-Modells (Menter, 1994) modelliert werden, werden größere Strukturen in wandfernen, abgelösten Bereichen über eine LES (Large Eddy Simulation) aufgelöst. Die Improved Delayed Detached Eddy Simulation (IDDES) ist eine Weiterentwicklung der Delayed Detached Eddy Simulation (DDDES), welche wiederum eine verbesserte Variante der Detached Eddy Simulation (DES) darstellt (Mockett, 2009).

Die IDDES bietet gegenüber anderen Modellen einige Vorteile. Zwar liefert URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes Gleichungen) in der Nähe der Wand gute Ergebnisse, in abgelösten, instationären Gebieten weist das Modell jedoch Defizite auf. Die Large Eddy Simulation (LES) hingegen kann größere abgelöste Wirbelstrukturen fern der Wände gut auflösen, würde jedoch zur angemessenen Darstellung der wandnahen Strömung ein sehr feines Gitter benötigen. Dies würde zu einer stark erhöhten Zellenanzahl und damit zu einem hohen Rechenaufwand führen. Um die Vorteile der beiden Modelle zu vereinen, können URANS und LES kombiniert und zu einem hybriden Modell wie der Detached Eddy Simulation (DES) zusammengefasst werden. Dieses nutzt in Grenzschichtbereichen URANS und in wandfernen Gebieten mit abgelöster Strömung LES. Ein mögliches Problem bei der DES ist die sogenannte „grid-induced separation“, die verfrühte Ablösung der Strömung auf

Grund fälschlichen Einsatzes von LES in einem Bereich, der eigentlich noch mittels RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes Gleichungen) behandelt werden sollte. Ausgelöst wird dieser Wechsel, wenn die tangentiale Wandschichtvernetzung die Dicke der Grenzschicht unterschreitet und dadurch der DES-Limiter auslöst. Die Wirbelviskosität wird herabgesetzt und dadurch die Reynoldsspannungen und letztendlich die Wandreibung vermindert. Um dieses Problem zu lösen, wurde die Delayed Detached Eddy Simulation eingeführt. Durch eine neue Definition des Wandabstandes, welcher maßgebend für den Wechsel zwischen RANS und LES herangezogen wird, kann die vorzeitige Strömungsablösung verhindert werden. Mit der IDDES wird ein Defizit der DDES, die unzureichende Auflösung wandnaher Turbulenz, behoben. Mittels empirischer Verbesserungen werden bei der IDDES akkuratere Geschwindigkeitsprofile in Wandnähe erzielt (Mockett, 2009).

2.1.2.3 IDDES für die Fahrzeugumströmung

Der in der vorliegenden Dissertation verwendete IDDES-Strömungslöser wurde bereits in vorhergehenden Arbeiten an Fahrzeugkörpern zum Einsatz gebracht und die Belastbarkeit der Simulationsergebnisse mit Hilfe von Experimenten bestätigt. Jungmann führte entsprechende Strömungssimulationen und Windkanalmessungen für ein DrivAer-Fahrzeugmodell und eine BMW 328iA Limousine durch (Jungmann, 2020), wobei unterschiedliche Messgrößen für die Gegenüberstellung ausgewertet wurden. In den Simulationen der BMW 328iA Limousine wurde der Grenzschichtbereich an der Fahrzeugoberfläche über prismatische Zellen diskretisiert und die Auflösung in Wandnähe so gewählt, dass ein dimensionsloser Wandabstand von $y^+ < 1$ erreicht wurde. Die unmittelbare Fahrzeugumgebung wurde im Anschluss an die prismatischen Zellen mit kubischen Zellen mit einer Kantenlänge von 8 mm aufgelöst. Über sogenannte VR-Regionen (Volumetric Refinement) wurde die Zellgröße mit zunehmendem Abstand vom Fahrzeugmodell stufenweise verdoppelt. Sich drehende, nicht rotationssymmetrische Komponenten wie Lüfter und Felgen wurden in separaten Region mit polyedrischen Zellen vernetzt und deren Rotation über eine Starrkörperbewegung abgebildet. Rotationssymmetrische Bauteile wie beispielsweise die Reifen wurden mit einer tangentialen Umfangsgeschwindigkeit beaufschlagt. Der für die instationäre Simulation verwendete Zeitschritt betrug $2 \cdot 10^{-4}$ s. Beim Vergleich von Simulation und Windkanalmessung zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Für den Luftwiderstandskoeffizienten wurde lediglich eine Differenz von $\Delta c_x = 0,001$ ermittelt. Auch die über Druckmessstellen ermittelte Verteilung des Druckbeiwerts auf der Oberseite und der Heckbasisfläche des Fahrzeugs zeigten nur sehr geringe Abweichungen von $> 0,03$. Bei diesen für die Gegenüberstellung verwendeten Ergebnisse handelt es sich um zeitgemittelte Werte (Jungmann, 2020). Neben den von Jungmann untersuchten Fahrzeugmodellen mit Stufenheck wurde der in der vorliegenden Arbeit verwendete IDDES-Strömungslöser von Demel außerdem an einem Vollheckfahrzeug validiert (Demel, 2017). Hierfür wurden für ein Fahrzeugmodell eines BMW 5er Touring (Typ E61) Strömungssimulationen und Windkanalmessungen durchgeführt. Der Aufbau der Simulation entsprach dabei in den wesentlichen Punkten den Simulationen von Jungmann (Jungmann, 2020). In den Windkanalversuchen wurde mit Hilfe von Druckmessstellen die Druckverteilung im Mittelschnitt der Fahrzeugoberfläche bestimmt. Weiterhin wurde eine 12-Loch-Messsonde genutzt, um die Strömung hinter dem Fahrzeugheck zu traversieren und daraus in verschiedenen Bereichen die Geschwindigkeitsverteilung zu

ermitteln. Auch hier zeigte der Abgleich der Windkanalmessungen mit den Strömungssimulationen eine sehr gute Übereinstimmung der zeitgemittelten Ergebnisse (Demel, 2017).

Da in der vorliegenden Arbeit vor allem das instationäre Strömungsverhalten von Interesse ist, und in den bisherigen Untersuchungen (Demel, 2017; Jungmann, 2020) einzelner Fahrzeuge fast ausschließlich zeitgemittelte Ergebnisse für die Validierung herangezogen wurden, werden erneut Windkanalmessungen und Simulationen mit dem IDDES-Strömungslöser durchgeführt. Dabei wird neben einer erneuten Gegenüberstellung der zeitgemittelten Geschwindigkeitsverteilung auch die Verteilung des Turbulenzgrads herangezogen (siehe Kapitel 3.1).

2.1.3 Instationäre Phänomene bei der Umströmung stumpfer Körper

Wie bereits zu Beginn erläutert, sollte vor der Untersuchung der aktiven Strömungsbeeinflussung zunächst Kenntnis über das genaue Strömungsverhalten im Totwasser eines Vollheckfahrzeugs erlangt werden. In der Fahrzeugentwicklung wird bei der Analyse der Strömung und Optimierung der Aerodynamik im häufig das zeitgemittelte Strömungsfeld herangezogen. In der Regel werden zwar instationäre Strömungssimulationen für die Fahrzeuge durchgeführt, da diese genauere Ergebnisse liefern als stationäre Simulationen, jedoch wird für eine einfache Auswertung anschließend auf über den Bewertungszeitraum gemittelte Werte und Strömungsbilder zurückgegriffen. Dies ist keineswegs eine falsche Vorgehensweise. Sie führt allerdings dazu, dass Informationen über instationäre Strömungsvorgänge, die möglicherweise einen großen Einfluss auf den Luftwiderstand haben, verloren gehen. Da Vollheckfahrzeuge zur Klasse der stumpfen Körper zählen, deren Umströmungen in der Regel deutliche Ablösungen aufweisen, ist hier mit stark ausgeprägten instationären Vorgängen zu rechnen. Die Einordnung von Körpern in schlank und stumpf anhand eines einzelnen Kriteriums ist nicht immer eindeutig. Stumpfe Körper werden deshalb nach den folgenden Punkten kategorisiert (Hucho, 2012):

- Der Schlankheitsgrad λ_s , der das Verhältnis aus Länge l zur Dicke d des Körpers angibt, ist größer 1.
- Der Strömungswiderstand des Körpers wird durch Druckdifferenzen auf der Vor- und Rückseite bestimmt und weniger durch Oberflächenreibung.
- Die Umströmung des Körpers hat eine relativ große Wirkung auf das Umfeld.
- Die Strömung um den Körper weist deutliche Ablösungen und Totwasser auf.

In diesem Abschnitt wird aufgezeigt, welche instationären Strömungsphänomene bei der Umströmung stumpfer Körper auftreten können. Begonnen wird hierbei mit einfachen zwei- und dreidimensionalen Körpern wie zum Beispiel einer Stufe, vertikalen Platte oder Kugel. Anschließend werden zeitveränderliche Vorgänge hinter modellhaften und realen Vollheckfahrzeugen dargestellt. An dieser Stelle sei angemerkt, dass bei den nachfolgend beschriebenen instationären Vorgängen der Fokus auf makroskopische, großskalige Phänomene gelegt wird, wie beispielsweise die Wanderung von Rezirkulationsgebieten, die einen direkten Einfluss auf den Luftwiderstand beziehungsweise den Heckbasisdruck des Körpers haben. Kleinskalige Bewegungen und Turbulenzen, wie sie vielfach in einzelnen Scherschichten auftreten, werden aufgrund ihrer geringen Größe und Energie weniger betrachtet.

2.1.3.1 Einfache zweidimensionale Körper

Rein zweidimensionale Körper und Umströmungen können aus physikalischen Gründen ausschließlich numerisch mit der Hilfe von Strömungssimulationen untersucht werden. Jedoch wird in der Strömungsmechanik auch dann von zweidimensionalen Körpern gesprochen, wenn deren Form in einer Raumrichtung quer zur Anströmung keine Änderungen aufweist. Ein Beispiel hierfür ist ein im Vergleich zum Durchmesser sehr langer, quer umströmter Zylinder. Bei ausreichender Länge beeinflussen die an den Enden des Zylinders auftretenden Vorgänge die sich im mittleren Bereich des Zylinders ausbildende Strömung nur marginal, sodass die Umströmung in diesen Bereichen in etwa der eines unendlich langen und damit quasi zweidimensionalen Zylinders entspricht. Wenngleich die Anströmung und der Körper zweidimensional sind, so ist die turbulente Ablösung einer Strömung stets von dreidimensionalen Vorgängen geprägt (Hucho, 2012).

Generell wird bei zweidimensionalen Körpern zwischen folgenden Fällen unterschieden:

- Einseitige Ablösung: z.B. rückspringende Stufe
- Zweiseitige Ablösung: z.B. quer angeströmte Platte oder Zylinder
- Rotationssymmetrische Ablösung: z.B. Kugel

Es wird auch dann von einer einseitigen Ablösung gesprochen, wenn beispielsweise eine Trennplatte hinter einem quer angeströmten Zylinder für eine Trennung der beidseitig auftretenden Ablösung sorgt. Im Gegensatz hierzu können bei einer zweiseitigen, rotationssymmetrischen oder mehrseitigen Ablösung die abgelösten Strömungen miteinander interagieren (Hucho, 2012).

Rückwärtsgewandte Stufe

Die wohl einfachste Geometrie mit einseitiger Ablösung ist wie bereits erwähnt die rückwärts-gewandte Stufe. Hinter der Stufe bildet sich ein Totwassergebiet aus, das durch die an der Stufenkante ablösende und nach unten gekrümmte Scherschicht eingerahmt wird. Die Größe dieses Totwassergebiets ist nicht konstant, sondern schwankt über die Zeit. Dadurch ändert sich außerdem der Abstand, der sich innerhalb des Totwassers befindlichen Rezirkulationsgebiete zur Stufe und damit auch der auf die Stufenrückseite aufgeprägte Druck (Shih & Ho, 1994).

Quer angeströmter Kreiszyylinder

Einer der am meist untersuchten Körper in der Strömungsmechanik ist der quer angeströmte Kreiszyylinder. Während der Zylinder bei sehr niedrigen Reynoldszahlen nahe Null noch stationär und ablösungsfrei überströmt wird, beginnt die Strömung ab einer Reynoldszahl von 40 beidseitig abzulösen, sodass sich ein Totwasser mit zwei stehenden Rezirkulationsgebieten hinter dem Körper ausbildet. Ab $Re > 50$ beginnen sich die Wirbel im Totwasser zunächst langsam zu bewegen, bis durch Interaktion der beiden Wirbel die Schwingung so stark wird, dass die Wirbel anfangen auf der Ober- und Unterseite alternierend abzulösen. Diese wechselseitige Ablösung mit einer Strouhal-Zahl St von 0,2 – 0,3 führt nicht nur hinter dem Zylinder in Form einer Kármánschen Wirbelstraße, sondern auch auf der vorderen Zylinderoberfläche zu Geschwindigkeitsschwankungen. Löst sich ein Wirbel am oberen Ablösepunkt

vom Körper, wird die Geschwindigkeit an der Oberseite des Zylinders verzögert und gleichzeitig die Strömung auf der Unterseite beschleunigt. Diese Geschwindigkeitsdifferenz führt mit den dadurch hervorgerufenen Druckunterschieden zu einer auf den Zylinder wirkenden Querkraft, deren Betrag und Richtung mit der gleichen Frequenz wechselt wie der der Wirbelablösung (Hucho, 2012). Ab einer Reynoldszahl von 190 treten zusätzlich zu den quasi zweidimensionalen Wirbeln dreidimensionale Längswirbel auf. Steigt die Reynoldszahl über 1000 nehmen die dreidimensionalen Instabilitäten so weit zu, dass sie die großen abwandern- den Wirbel durch die verstärkte Durchmischung auflösen. Dadurch wird auch die Größe des Totwassers reduziert, womit sich die großen Wirbel näher an die Oberfläche des Körpers bewegen und dort einen niedrigeren Druck induzieren. Dies hat einen Anstieg des Widerstandskoeffizienten c_x zur Folge. Steigt die Reynoldszahl, wird das Totwasser und bei noch höheren Werten die Scherschicht turbulent. Ab $Re > 4 \cdot 10^5$ schlägt die Strömung bereits vor der Ablösung auf der Oberfläche des Zylinders um – die Umströmung wird überkritisch. Der im Vergleich zur laminaren Strömung erhöhte Impulsaustausch in der Grenzschicht führt zu einer verzögerten Strömungsablösung (Carini, 2013). Weitere Untersuchungen zur Zylinderumströmung finden sich hier (Barkley & Henderson, 1996; Thompson et al., 1996; Williamson, 1996; Zdravkovich, 1997). Eine wechselseitige Wirbelablösung und -abwanderung tritt nicht nur beim Kreiszyylinder, sondern je nach Reynoldszahl beispielsweise auch bei einem zweidimensionalen Keil auf. Untersuchungen haben gezeigt, dass die Grenzschichtdicke auf der Vorderseite des Keils einen Einfluss auf den Widerstandskoeffizienten hat. Bei einer hohen Grenzschichtdicke wird auch die Scherschicht dicker und weist damit einen niedrigeren Geschwindigkeitsgradienten auf als bei einer dünnen Grenzschicht. Die Geschwindigkeit am Rand der Rezirkulationsgebiete im Totwasser nimmt ab, sodass sich diese aufgrund der geringeren Energiezufuhr verlangsamen. Dies hat eine Erhöhung des an der Heckfläche induzierten Drucks zur Folge (Hucho, 2012).

2.1.3.2 Einfache dreidimensionale Körper

Für Vollheckfahrzeuge ergibt sich bei einer Anströmgeschwindigkeit von 140 km/h eine Reynoldszahl in der Größenordnung von etwa $1,2 \cdot 10^7$. Wie die folgenden Abschnitte zeigen, existieren für einfache dreidimensionale Körper und Vollheckfahrzeuge bislang kaum Untersuchungen der instationären Strömungsvorgänge in diesem Bereich der Reynoldszahl. Der Großteil der nachfolgend aufgeführten Veröffentlichungen beschreibt zeitveränderliche Phänomene, die bei weit niedrigeren Reynoldszahlen beobachtet und analysiert worden sind.

Kugel

Wenngleich die Kugel einen geometrisch sehr simplen Körper darstellt, so ist das Strömungsverhalten hinter dem Körper dennoch nicht trivial. Während sich bei niedrigen Reynoldszahlen beim Kreiszyylinder zunächst ein stationäres Wirbelpaar hinter dem Körper ausbildet, entsteht bei der Kugel ein stabiler, stationärer Ringwirbel im Totwasser (Hucho, 2012). Mit zunehmender Reynoldszahl treten Bifurkationen (Verzweigungen) hinter dem Körper auf, bei der eine Strömungsrichtung bevorzugt eingenommen wird. Die erste Bifurkation tritt bereits bei $Re \approx 210$ auf und sorgt dafür, dass die Rotationssymmetrie der Umströmung verloren geht (Magarvey & Bishop, 1961). Das Zentrum des Totwassers liegt in diesem Zustand dauerhaft an einem Punkt exzentrisch hinter der Kugel und verursacht eine konstante,

quer zur Anströmung wirkende Kraftkomponente (Grandemange, Gohlke, et al., 2014a). Wird eine Reynoldszahl von $Re \approx 272$ erreicht, entsteht durch eine sogenannte Hopf-Bifurkation an der Front der Kugel ein instationärer Nachlauf mit regelmäßiger Wirbelablösung und planarer Symmetrie. Die hier auftretende periodische, wechselseitige Wirbelablösung führt nun nicht mehr zu einer konstanten, einseitigen, sondern zu einer oszillierenden Querkraft (Pier, 2008). Mit zunehmender Reynoldszahl beginnen die Ablösebereiche in azimuthaler Richtung zu wandern, wobei die Symmetrieebene um die in Richtung der Anströmung zeigende Mittelachse der Kugel schwingt (Mittal, 1999). Des Weiteren überlagern immer stärker ausgeprägte Turbulenzen das zunächst noch periodische Ablöseverhalten, sodass die planare Symmetrie der Strömung hinter der Kugel allmählich abgeschwächt wird. Ab $Re \approx 1000$ lösen mit einer Frequenz von $Sr \approx 0,2$ regelmäßig Ringwirbel am Totwasser ab und werden stromabwärts getragen. Eine Erhöhung der Reynoldszahl hat in diesem Bereich eine Verkleinerung des Totwassers zur Folge, bis überkritische Umströmung erreicht wird. Die dimensionslose Frequenz der Wirbelbildung nimmt dabei mit steigender Reynoldszahl zu und erreicht Werte bis $Sr > 2$. Überlagert wird dieses Phänomen von einer lateralen, niederfrequenten Schwingung des Nachlaufs mit $Sr = 0,2$ (Sakamoto & Haniu, 1990). Bei zeitgemittelter Betrachtung stellt sich ein achsensymmetrischer Zustand des Totwassers und Nachlaufs ein, bei der die auf die Kugel wirkende Querkraftkomponente gleich null wird. Wird jedoch das instantane Verhalten begutachtet, sorgt die laterale Schwingung zusammen mit weiteren instationären Vorgängen, wie Turbulenzen, für schwankende Seitenkräfte (Yun et al., 2006).

Kreisplatte

Experimentelle Untersuchungen an einer quer angeströmten Kreisplatte bei $1,5 \cdot 10^4 < Re < 3 \cdot 10^5$ zeigten, dass die Umströmung von drei wesentlichen instationären Phänomenen beherrscht wird. Das Phänomen mit der größten Zeitskala ist ein achsensymmetrisches Pumpen des Totwassers mit einer Frequenz von $St \approx 0,05$. Überlagert wird dies von einer asymmetrischen Schwankungsbewegungen hervorgerufen durch eine spiralförmige Wirbelstruktur mit einer Frequenz von $St \approx 0,135$ und der regelmäßigen Wirbelabwanderung aus der zirkulären Scherschicht mit $St \approx 1,62$ (Berger et al., 1990).

Projektilförmige Körper

Hinter rotationssymmetrischen projektilförmigen Körpern mit ebener Heckfläche und umlaufend definierter Abrisskante treten teilweise ähnliche Strömungsvorgänge wie bei Kugeln auf. So kommt es bei $Re \approx 320$ zu einer ersten Bifurkation, durch die, ähnlich wie bei einer Kugel, das zunächst noch achsensymmetrische Totwassers in einen planarsymmetrische Zustand übergeht. Ab $Re \approx 413$ wird die zuvor noch stationäre Strömung durch eine zweite oszillierende Bifurkation mit periodischer Wirbelablösung instationär, wobei die planare Symmetrie der Umströmung erhalten bleibt (Bohorquez et al., 2011). Bei einer Reynoldszahl von $Re = 600$ führen wechselseitig ablösende Haarnadelwirbel zu einer Schwingung des Widerstandskoeffizienten c_x mit einer auf den Körperdurchmesser bezogenen Frequenz von $St \approx 0,12$. Ab $Re = 690$ wird diese Schwingung durch eine zweite Peakfrequenz bei $St \approx 0,02$ überlagert – ausgelöst durch niederfrequent ablösende, großskalige Wirbel, welche zu einem deutlich schwankenden Nachlauf führen. Wird eine Reynoldszahl von $Re = 750$ überschritten, kommt es phasenweise zu einer Stabilisierung des Nachlaufs durch eine zeitweise Streckung von

Haarnadelwirbeln. Diese Streckung führt außerdem zu einer zeitweiligen Dämpfung der Schwingung des Widerstandskoeffizienten. Ab $Re \approx 900$ wird die Strömung zunehmend irregulär. Die zufällige Umorientierung der planaren Symmetrieebene in azimuthaler Richtung führt zu deutlichen Änderungen in den lateralen Strömungskräften. Auch bei zeitgemittelter Betrachtung geht die planare Symmetrie folglich immer weiter verloren (Bury & Jardin, 2012). Messungen bei $Re = 6,7 \cdot 10^4$ zeigen, dass sich die Rezirkulationsgebiete hinter dem Körper nicht nur in azimuthaler, sondern ebenfalls in radialer Richtung bewegen. Auch in Längsrichtung kommt es zu einer Verschiebung der Gebiete in Form einer periodischen Pulsation des Totwassers (Gentile et al., 2016). Bei $Re \approx 2 \cdot 10^5$ ist eine großskalige Wirbelablösung mit einer Frequenz von $St \approx 0,2$ zu beobachten, wobei die planare Symmetrieebene mit einer Frequenz von $St \approx 0,002$ langsam und zufällig in azimuthaler Richtung rotiert. Hierdurch entsteht bei zeitgemittelter Betrachtung der Eindruck eines achsensymmetrischen Strömungsfelds (Rigas et al., 2014). Dies verdeutlicht, dass selbst bei geometrisch einfachen Körpern sehr komplexe Vorgänge im Totwasser auftreten.

Quer angeströmte Platte

Interessante Phänomene lassen sich auch bei dünnen, quer angeströmten Platten beobachten. Für sehr niedrige Reynoldszahlen und Breite-Höhe-Verhältnisse $\Lambda_p = b/h$ von $0,5 \leq \Lambda_p \leq 1$ bildet sich zunächst ein stationär planarsymmetrisches Totwasser hinter der Platte aus, welches mit zunehmender Reynoldszahl in einen stationären, asymmetrischen Zustand übergeht. Dabei schiebt sich beispielsweise das untere Rezirkulationsgebiet dauerhaft näher an die Heckfläche der Platte heran, während sich das obere Gebiet weiter davon entfernt positioniert. Wird das Seitenverhältnis weiter auf $0,4 \leq \Lambda_p \leq 0,5$ gesenkt, nähern sich die seitlichen Ablösungen aneinander an und beginnen miteinander zu interagieren. Dadurch entsteht eine instationäre Mode, vergleichbar mit der wechselseitigen Ablösung eines umströmten Zylinders, die die planare Symmetrie in lateraler Richtung auflöst. Ab einem Seitenverhältnis $0,17 \leq \Lambda_p \leq 0,4$ ist schließlich zu beobachten, dass die zunächst noch stationäre Mode, die bereits bei niedrigeren Seitenverhältnissen für eine Asymmetrie in vertikaler Richtung sorgte, hier nicht stationär, sondern instationär ausgeprägt ist (Marquet & Larsson, 2015). Ähnlich verhält es sich bei einer auf dem Boden stehenden dünnen rechteckigen Platte. Bei einem Breite-Höhen-Verhältnis der Platte von $\Lambda_p > 0,8$ bildet sich an der Rückseite der Platte ein stabiler bogenförmiger Wirbel aus. Wird das Verhältnis zu einem Wert $\Lambda_p \leq 0,8$ verändert, nimmt der Anteil der Luft, der über die Oberkante der Platte hinwegströmt, ab. Die sich an den Seitenkanten ausbildenden Wirbel werden größer, sodass sie beginnen miteinander zu interagieren. Anstelle des stationären bogenförmigen Wirbels treten wechselseitig ablösende Seitenwirbel auf, die zu einer kármánschen Wirbelstraße führen. Ähnlich wie bei der Platte verhält es sich auch bei einem auf dem Boden platzierten Quader. Bei ausreichender Tiefe des Körpers bilden sich zusätzlich Ablöseblasen an den Seitenflächen und der Oberseite aus, bedingt durch die Strömungsablösung an den Vorderkanten (Hucho, 2012).

2.1.3.3 Fahrzeugähnliche Grundkörper in Bodennähe

Quader mit abgerundeter Front in Bodennähe

Bei einem Quader mit abgerundeter Front in Bodennähe können diese Strömungsablösungen an den Vorderkanten und damit auch die dortigen Ablöseblasen vermieden werden. Bei Analyse der instationären Strömung kann jedoch eine im Totwasser des Körpers auftretende Pumpschwingung festgestellt werden. Diese wird dadurch verursacht, dass im freien Staupunkt des Totwassers hinter dem Körper Querwirbel aus der Scherschicht ausbrechen und stromabwärts abwandern. Das Lösen eines Wirbels aus der Scherschicht hat eine kurzzeitige Verschiebung des freien Staupunkts zum Körper und damit eine Verkleinerung des Totwassers zur Folge. Die dimensionslose Frequenz der dadurch verursachten Druckschwingung an der Heckfläche und damit auch des Strömungswiderstands des Körpers wurde von Duell und George bei einer Reynoldszahl von $Re = 7,5 \cdot 10^5$ mit einer Strouhal-Zahl von $Sr = 0,069$ beziffert (Duell & George, 1999). Khalighi et al. (2001) konnten ebenfalls eine Druckschwingung an der Heckbasisfläche mit einer quasi identischen Frequenz von $Sr = 0,07$ feststellen. Weiterhin bemerkten sie, dass das Totwasser trotz der Symmetrie des Körpers und der Anströmung zeitweise asymmetrisch ausgeprägt ist (Khalighi et al., 2001). Bestätigt wurde ein derartiges Verhalten von Grandemange et al.: Bei sehr niedrigen Reynoldszahlen bis $Re = 340$ bildet sich hinter dem Körper ein stabiles lateralsymmetrisches Totwasser aus, während in vertikaler Richtung, bedingt durch den Einfluss des Bodens, keine Symmetrie erreicht wird. Wird die Anströmungsgeschwindigkeit und damit die Reynoldszahl weiter auf $Re = 365$ erhöht, kommt es zu einer wechselseitigen Wirbelablösung an der oberen und unteren Hinterkante des Körpers, wodurch das Totwasser mit einer Periodendauer von etwa 6 s auf- und abwärts oszilliert. Während anfangs hier noch die laterale Symmetrie des Totwassers beibehalten wird, zeigt sich bei längerer Laufzeit, dass das Totwasser und der Nachlauf auch in seitlicher Richtung mit einer Periodendauer von etwa 1 min zu schwanken beginnen. Nach einer Dauer von circa 10 min geht dieses instabile Verhalten in einen stabilen asymmetrischen Zustand über. Hierbei präferiert das Totwasser eine der beiden Seiten und verharrt dauerhaft in dieser Position. Bei Wiederholung der Messungen und langsamer Steigerung der Anströmungsgeschwindigkeit vom Stillstand bis zu $Re = 365$ kann dieses Verhalten reproduziert werden, wobei das Totwasser am Ende zufällig eine der beiden Seiten einnimmt. Wird die Reynoldszahl auf über 410 erhöht, verliert das Totwasser die Stationarität und beginnt in vertikaler und lateraler Richtung zu oszillieren, wobei die asymmetrische Vorzugsposition des Totwassers dabei jedoch erhalten bleibt. Diese dauerhafte Asymmetrie ist bei einer deutlich erhöhten Reynoldszahl von $Re = 9,5 \cdot 10^4$ nicht mehr zu beobachten. Stattdessen wechselt hier das Totwasser mit einer Frequenz von circa 0,2 Hz ($Sr = 0,0008$) zufällig zwischen den beiden stabilen Positionen hin und her. Dieses bistabile Verhalten, auch Bistabilität des Totwassers genannt, wird überlagert von Wirbelabwanderungen in den Scherschichten, welche mit einer deutlich höheren Frequenz von circa 50 Hz beziehungsweise einer Strouhal-Zahl von 0,2 auftreten (Grandemange et al., 2012). In späteren Untersuchungen von Grandmange et al. wird für die laterale Bistabilität eine Zeitskala im Bereich $t \approx 10^3 b/u_\infty$ angegeben und der Einfluss des Breite-Höhe-Verhältnisses $\Lambda_p = b/h$ auf die Asymmetrie des Totwassers beschrieben. Je nach Verhältnis entstehen die Asymmetrien in vertikaler oder lateraler Richtung,

analog zur quer angeströmten Platte. So tritt bei einem Verhältnis $\Lambda_p = 1,35$ eine laterale Bistabilität auf und bei einem Verhältnis von $\Lambda = 0,75$ ein instabiles Verhalten in vertikaler Richtung. Hierbei nimmt der Bodenabstand des Körpers großen Einfluss auf das Vorhandensein der Instabilitäten, was unter anderem mit dem Ablöseverhalten der Strömung auf der Körperunterseite in Verbindung gebracht wird (Grandemange et al., 2013a).

Ahmed Körper

Der Ahmed Körper ist einer der am meisten untersuchten generischen Fahrzeugkörper in der Aerodynamik. Hierbei handelt es sich um einen an der Front abgerundeten Quader mit definierten Seitenverhältnissen, der über vier kleine stehende Zylinder in Bodennähe positioniert ist. Um Fahrzeuge mit Vollheck oder Schrägheck darstellen zu können, kann das Modell wahlweise mit einer abgeschrägten Oberkante auf der Rückseite versehen werden. Auch bei der Vollheck-Konfiguration des Ahmed Körpers kann es zu einem bistabilen Verhalten des Totwassers kommen. So tritt die Bistabilität bei einer auf die Höhe des Körpers bezogenen Reynoldszahl von $Re = 9,2 \cdot 10^4$ mit einer ähnlichen Zeitskala von $t \approx 10^3 h/u_\infty$ auf. Ein weiteres Strömungsphänomen, das durch die Interaktion der an den horizontalen und vertikalen Abrisskanten auftretenden Wirbelstrukturen entsteht, wird mit einer Zeitskala von $t \approx 5 h/u_\infty$ angegeben, was einer Strouhal-Zahl von etwa 0,17 entspricht (Grandemange et al., 2013b). Bestätigt wurde das Auftreten eines bistabilen Totwassers für ähnliche Reynoldszahlen außerdem von (Cadot et al., 2015) und (Volpe et al., 2015). Varon et al. wiesen die Bistabilität auch bei einer etwas höheren Reynoldszahl von $Re_H = 3,9 \cdot 10^5$ nach (Varon et al., 2017). Auch Volpe et al. (2015) zeigten, dass der Wechsel der Bistabilität beim Ahmed Körper bei einer Reynoldszahl von $Re \approx 5,1 \cdot 10^5$ vollkommen zufällig vonstattengeht und das Totwasser mit einer Dauer von bis zu $800 \cdot u_\infty/h$ in einem asymmetrischen Zustand verharrt. Die Wirbelablösung an den vertikalen und horizontalen Hinterkanten des Körpers wird mit den dimensionslosen Frequenzen $St_h = 0,13$ und $0,19$ angegeben, was gut mit den Ergebnissen von (Grandemange et al., 2013b) übereinstimmt. Das periodische Anwachsen und Schrumpfen des Totwassers mit einer Frequenz von $St_h = 0,08$ wird der Pumpschwingung, die bereits von Duell und Georg entdeckt wurde, zugeordnet. Weiterhin stellten sie fest, dass der Schiebewinkel der Anströmung einen großen Einfluss auf die Asymmetrie des Totwassers hat. Bereits ein Schiebewinkel von 1° führt zum Verschwinden der Bistabilität und zur dauerhaften Einnahme eines der asymmetrischen Zustände (Volpe et al., 2015). Grandemange et al. untersuchten einen Ahmed Körper mit rotierenden Rädern im Windkanal bei einer Reynoldszahl von $Re = 2,5 \cdot 10^6$ und variierten ebenfalls den Schiebewinkel des Modells. Bei sehr kleinen Schiebewinkeln zwischen $-0,5^\circ$ und $+0,5^\circ$ treten deutliche Schwankungen der lateralen Kräfte auf, was ebenfalls auf Wanderungen der Rezirkulationsgebiete im Totwasser zurückgeführt werden kann. Der Luftwiderstand des Körpers wird hiervon jedoch nicht wesentlich beeinflusst (Grandemange et al., 2015). Haffner et al. zeigten in Experimenten an einem Ahmed Körper mit Vollheck bei $Re = 5 \cdot 10^5$, dass es bei Einnahme eines asymmetrischen Totwassers zu einer verstärkten Interaktion zwischen dem näher an der Heckfläche positionierten Rezirkulationsgebiet und der gegenüberliegenden Scherschicht kommt. Hierdurch wird die Bildung von Instabilitäten in der Scherschicht angeregt, welche anwachsen und als großskalige Turbulenzen die Fluidbewegung innerhalb des körpfernäheren Rezirkulationsgebiets erhöhen. Der dadurch verminderte Druck an der Heckfläche führt im Vergleich zu einer

symmetrischen Ausprägung des Totwassers zu einem Widerstandsanstieg um etwa 8 % (Haffner et al., 2020a). Lucas et al. führten numerische Strömungssimulationen am Ahmed Körper bei einer Reynoldszahl $Re = 4 \cdot 10^5$ durch. Hierbei stellten sie fest, dass die Einnahme einer der asymmetrischen Totwasserausprägungen insgesamt zu einer Verformung des ringförmigen Niederdruckgebiets hinter dem Körper führt. Ein Wechsel der präferierten Seite konnte in den Simulationen nicht festgestellt werden und wird auf einen zu kurzen simulierten Zeitraum zurückgeführt (Lucas et al., 2017).

Windsor Körper

Bei dem Windsor Körper handelt es um einen weiteren stark simplifizierten Fahrzeugkörper, der aufgrund der abgeschrägten Front einem realen Fahrzeug näherkommt als der Ahmed Körper. Bei der Umströmung mit einer Reynoldszahl von $Re_h = 7,7 \cdot 10^5$ zeigen zeitgemittelte Ergebnisse eine weitestgehend symmetrische Druckverteilung auf der Heckfläche. Bei Auswertung der zeitveränderlichen Werte zeigt sich jedoch, dass auch hier ein bistabiles Verhalten der lateralen Rezirkulationsgebiete zu Schwankungen im Widerstandskoeffizienten führt. Beim Übergang zwischen den bistabilen Zuständen wird kurzzeitig ein instabiler symmetrischer Zustand erreicht, bei dem die seitlichen Rezirkulationsgebiete in etwa gleich weit von der Heckfläche entfernt sind. Der dadurch höhere Druck hat einen durchschnittlich 7 % geringeren Luftwiderstand zur Folge. Die Wanderung des oberen und unteren Rezirkulationsgebiets scheint im Gegensatz zur Positionsänderung der lateralen Gebiete keinen deutlichen Einfluss auf den Luftwiderstand zu haben (Pavia et al., 2017). Wird der klassische Windsor Körper mit rotierenden Rädern versehen, führt das zu einer Abschwächung der lateralen Bistabilität. Die zwischen den Rädern, der Körperunterseite und dem Boden entstehende Lücke führt zur Ausbildung zweier gegenläufig rotierender Wirbel hinter dem Körper, welche dem Seitenwechsel der lateralen Bistabilität entgegenwirken. Wird zusätzlich an der Unterkante des Hecks ein Diffusor im Winkel von 12° hinzugefügt, sorgt die dadurch verursachte Aufwärtsströmung für ein vollständiges Verschwinden des bistabilen Totwasserverhaltens. Im Gegensatz dazu sorgt ein seitlicher Heckeinzug für eine Verstärkung der Bistabilität. Ein Unterschied zwischen stehenden und rotierenden Rädern auf die generelle Ausprägung und Dynamik des Totwassers konnte nicht festgestellt werden (Pavia & Passmore, 2018).

2.1.3.4 Vollheckfahrzeuge

In diesem Abschnitt werden einige Ergebnisse aus Untersuchungen realer beziehungsweise realitätsnaher Vollheckfahrzeuge vorgestellt. Im Gegensatz zum Ahmed und Windsor Körper verfügen diese über Räder mit Radhäusern und eine detailliertere Außenhaut. Die realen Fahrzeuge weisen außerdem einen durchströmten Motorraum und zerklüfteten Unterboden auf. Grandmange et al. untersuchten im Windkanal einen Renault Trafic und einen Peugeot 3008, bei einer auf die Fahrzeuglänge bezogenen Reynoldszahl von $Re = 10^7$. Bei beiden Fahrzeugen konnte mit Hilfe von Druckmessstellen festgestellt werden, dass der Druck im unteren Bereich des Fahrzeughecks besonders niedrig ist. Mittels zweier Hitzdrahtanemometer, für deren Signale eine Kreuzkorrelation durchgeführt wurde, konnte im Strömungsfeld hinter dem Renault Trafic eine laterale, antisymmetrische Schwankungsbewegung mit einer Frequenz von 4 Hz festgestellt werden, was einer auf die Fahrzeugbreite bezogenen Strouhal-

Zahl von $St = 0,23$ entspricht. Für das andere Fahrzeuge konnte kein derartiges Schwan-
kungsphänomen ermittelt werden (Grandemange, Ricot, et al., 2014).

Nakagawa et al. (2015) nutzten ein Hochgeschwindigkeits-PIV-System, um das Totwasser ei-
nes generischen Vollheckfahrzeugmodells zu analysieren und eine Sechs-Komponenten-
Waage zur Bestimmung der auf das Modell wirkenden Luftkräfte. Hierbei konnten bei $Re_L =$
 $3,05 \cdot 10^6$ großskalige asymmetrische Strukturen mit einer lateralen Schwankungsbewegung
in einer horizontalen Ebene hinter dem Körper festgestellt werden, welche mit einer Frequenz
von $f < 2 \text{ Hz}$ beziehungsweise $St < 0,02$ auftreten. Ähnlich wie bei einer Totwasser-Bistabili-
tät variieren hier Größe und Position der lateralen Rezirkulationsgebiete (Nakagawa et al.,
2015).

Bonnavion et al. (2017) führten experimentelle Untersuchungen an einem Kleintransporter im
Windkanal bei einem Schiebewinkel von 4° durch; einem Fahrzeug mit einem Breite-Höhe-
Verhältnis $\Lambda_p < 1$. Bei einer Reynoldszahl von $Re = 3,14 \cdot 10^6$ ist ein bistabiles Verhalten des
Totwassers zu beobachten, jedoch tritt dieses nicht in lateraler, sondern in vertikaler Richtung
auf. Dies deckt sich mit der Erkenntnis aus den Untersuchungen von (Grandemange et al.,
2013a), laut derer die Richtung der Bistabilität vom Seitenverhältnis des Körpers abhängt.
Demnach tritt das bistabile Verhalten bei einem Körper dessen Höhe die Breite übersteigt in
vertikaler Richtung auf. Während die Bistabilität hier auf den Auftrieb des Fahrzeugs, also die
vertikale Kraftkomponente einwirkt, scheint der Widerstandskoeffizient jedoch nicht von dem
Strömungsphänomen beeinflusst zu werden (Bonnavion et al., 2017).

Eulalie et al. (2018) führten Windkanalmessungen an einem realen SUV (BMW X5) bei einer
Anströmgeschwindigkeit von 140 km/h durch. Druckmessungen an der Heckfläche des Fahr-
zeugs ergeben bei zeitgemittelter Betrachtung eine größtenteils symmetrische
Druckverteilung, wobei Abweichungen von der Symmetrie auf die Asymmetrie des Unterbo-
dens zurückgeführt werden. Eine Auswertung der zeitveränderlichen Druckentwicklung
zeigt, dass vor allem im unteren Segment des Hecks, an der Heckschürze, stark ausgeprägte
Druckschwankungen mit Frequenzen zwischen 2 Hz und 4 Hz auftreten (Eulalie et al., 2018).

Fazit:

Abschließend kann zusammengefasst werden, dass für die in dieser Arbeit relevanten Voll-
heckkörper und -Fahrzeuge kaum Veröffentlichungen zu instationären Strömungs-
phänomenen im relevanten Bereich der Reynoldszahl von $Re \approx 10^7$ existieren. Die umfassen-
den Untersuchungen zum zeitveränderlichen Totwasserverhalten wurden bei deutlich
niedrigeren Reynoldszahlen und lediglich für fahrzeugähnliche, nicht jedoch für realitätsge-
treue Vollheckfahrzeuge durchgeführt. Es ist daher völlig unklar, ob die dort festgestellten
Phänomene bei realen SUVs in einem Geschwindigkeitsbereich von 140 km/h überhaupt auf-
treten. Diese Wissenslücken sollen mit der vorliegenden Dissertation geschlossen werden.

2.2 Grundlagen und Stand der Technik der Strömungsbeeinflussung

In diesem Kapitel werden Maßnahmen dargelegt, die zu einer Reduzierung des Luftwiderstands beitragen können. Zunächst wird auf passive Methoden eingegangen, bei denen keine zusätzliche Energie in das Strömungssystem eingetragen wird. Hierbei handelt es sich in der Regel um geometrische Änderungen beziehungsweise eine geänderte Formgebung. Danach wird die Kategorie der aktiven Methoden behandelt, bei welcher die Strömung durch von außen in das Strömungsgeschehen eingebrachte Energie beeinflusst wird. Hierfür können verschiedene Arten von Aktuatoren eingesetzt werden, um entweder die Strömungsablösung oder die bereits abgelöste Strömung zu beeinflussen. Geometrische Maßnahmen, die nicht aktiv auf instationäre Strömungsphänomene reagieren, sondern beispielsweise lediglich in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit in zeitweise konstante Positionen bewegt werden, werden in dieser Arbeit den passiven Methoden zugeordnet. Hierzu zählen beispielsweise ausfahrbare Heckspoiler oder Heckeinzüge (Bootsheck).

2.2.1 Passive Methoden

Passive Methoden zur Strömungsbeeinflussung bei stumpfen Körpern umfassen statische Geometrieänderungen direkt am Körper selbst, oder in dessen unmittelbarer Umgebung, die einen widerstandsmindernden Effekt oder eine vorteilhaftere Totwassertopologie zur Folge haben.

Eine der naheliegendsten Möglichkeiten zur Widerstandsreduktion stellt das sogenannte Boat Tailing dar, bei welchem der hintere Bereich eines stumpfen Körpers mit einem Heckeinzug versehen wird, ähnlich wie bei einem Bootsheck. Dieser Heckeinzug sorgt bereits vor Ablösen der Strömung an der Hinterkante für eine gewisse Druckrückgewinnung und ein kleineres Totwassergebiet (Buresti et al., 1997; Cottet et al., 2014; Grandemange et al., 2015; Khalighi et al., 2012; Lanser et al., 1991; Mair, 1969; Maull, 1978; Peterson, 1981; Verzicco et al., 2002; Wong & Mair, 1983). Während das Ziel eines Bootshecks die Druckrückgewinnung und Verkleinerung der Heckbasisfläche ist, besteht die Wirkungsweise kurzer abgeschrägter Hinterkanten lediglich darin, den Abströmwinkel und damit die Topologie des Totwassers zu beeinflussen. Je nach überströmter Geometrie kann mit Hilfe abgeschrägter Hinterkanten vermieden werden, dass das Fluid in einer von der Anströmung abweichenden Richtung vom Körper abströmt und durch diese Umlenkung ein induzierter Widerstand erzeugt wird (Grandemange, Gohlke, et al., 2014b). Eine weitere Möglichkeit durch einfache passive Mittel den Strömungswiderstand eines Körpers zu senken, stellt das Anbringen einer in Anströmungsrichtung ausgerichteten Trennfläche an die Heckfläche des Körpers dar. Hierdurch kann die Interaktion von Strömungen hinter dem Körper reduziert oder gar vollständig vermieden werden. Mit zunehmender Länge der Trennfläche entfernen sich außerdem die Rezirkulationsgebiete weiter vom Körper, wodurch der Druck an der Heckfläche ansteigt (Bearman, 1965; Roshko, 1955; Tanner, 1967). Neben Trennflächen hinter einem Körper können auch sogenannte Nachstromkörper verwendet werden, um den Strömungswiderstand eines stumpfen Körpers zu reduzieren. Im Gegensatz zu Trennflächen sind diese nicht orthogonal, sondern teilweise auch parallel zur Heckfläche ausgerichtet und können bei korrekter Anwendung

zum Beispiel den Effekt eines Heckinzugs nachbilden (Gilliéron & Kourta, 2010; Mair, 1965). Eine weitere Möglichkeit zur Reduktion des Luftwiderstands eines stumpfen Körpers ist der Einsatz von Leitflächen, die in der Regel im Bereich der Hinterkanten des Körpers befestigt werden und dort eine tangentielle Verlängerung der Seitenflächen darstellen. Hierdurch werden die Strömungsablösung nach hinten verlagert und die entstehenden Rezirkulationsgebiete weiter von der Heckbasisfläche des Körpers entfernt, was letztendlich zu einem höheren Druck an der Heckfläche führt (Browand et al., 2005; Evrard et al., 2016; Khalighi et al., 2001; Lucas et al., 2017). Eine andere passive Methode zur Strömungsbeeinflussung stellen Heck- und Dachspoiler dar, die, analog zu abgeschrägten Hinterkanten, bei Automobilen die Strömung definiert in eine etwa horizontale Abströmrichtung umlenken und auf diese Weise einen induzierten Widerstand vermeiden (Schütz, 2013). Passive Wirbelgeneratoren stellen eine Möglichkeit dar, den Luftwiderstand eines Körpers zu senken, ohne die Grundform des Modells zu verändern. Kleine, auf der Oberfläche des Körpers positionierte Geometrien wie beispielsweise Keile oder schräg angestellte Flächen, lenken bei Überströmung das ankommende Fluid ab und induzieren auf diese Weise eine Rotation in der Strömung. Die so erzeugten Längswirbel sorgen für einen Impulsaustausch in der Grenzschicht: Energiearmes Fluid nahe der Wand wird durch den Wirbel von der Wand entfernt und energiereiches Fluid aus weiter von der Wand entfernten Bereichen zugeführt. Bei optimaler Konfiguration und Position der Wirbelgeneratoren kann auf diese Weise die Strömungsablösung an schrägen Flächen vollständig vermieden und eine Widerstandsreduktion erreicht werden (Pujals et al., 2010). Weiterhin kann über Kontrollgeometrien im Totwasser direkt Einfluss auf die Rezirkulationsgebiete genommen werden. So kann beispielsweise durch gezielte Positionierung eines Zylinders hinter einem Ahmed Körper mit Vollheck die laterale Bistabilität des Totwassers verhindert werden (Cadot et al., 2015; Grandemange, Gohlke, et al., 2014b).

2.2.2 Aktive Methoden

Die aktiven Methoden unterscheiden sich von den passiven in der Hinsicht, dass der Widerstand des Körpers hier über einen aktiven und teilweise auch zeitveränderlichen Eingriff in das Strömungsgeschehen gesenkt wird. Für diese aktive Strömungsbeeinflussung können unterschiedlichste Arten von Aktuatoren eingesetzt werden, deren Betrieb eine elektrische, pneumatische, oder anderweitige Energieversorgung erfordert. In dieser Arbeit wird zwischen zwei Arten der aktiven Strömungsbeeinflussung unterschieden: Der Beeinflussung der Strömungsablösung, also deren Verzögerung oder gänzliche Vermeidung durch Eingriff in die Grenzschicht, und der Beeinflussung der bereits abgelösten Strömung, um die entstehenden Scherschichten, Rezirkulationsgebiete oder das Totwasser zu verändern.

2.2.2.1 Beeinflussung der Strömungsablösung

Das Ziel der Beeinflussung der Strömungsablösung ist in der Regel, durch eine Verzögerung oder gänzliche Vermeidung der Ablösung das Totwasser zu verkleinern oder gezielt in eine Topologie zu bringen, die zu einem erhöhten Heckbasisdruck führt. Wie in Kapitel 2.1.1.4 gezeigt, spielt bei der Strömungsablösung die Geschwindigkeit beziehungsweise kinetische

Energie des wandnahen Fluids eine wesentliche Rolle. Für eine Ablösungsverzögerung gilt es diesem Bereich der Grenzschicht Energie zuzuführen oder energiearmes Fluid zu entziehen.

Bewegte Oberflächen

Eine Möglichkeit der Beeinflussung der Strömungsablösung stellt die Nutzung bewegter Oberflächen dar. Durch das Bewegen der überströmten Flächen in Strömungsrichtung wird die Relativbewegung und damit die Reibung zwischen Fluid und Oberfläche sowie der Abbau kinetischer Energie in der Grenzschicht reduziert. So kann beispielsweise mit rotierenden Zylindern an den Vorder- oder Hinterkanten von Tragflügeln, quaderförmigen Körpern oder generischen Fahrzeugkörpern die Strömungsablösung verzögert werden (Modi, 1997). Bei Fahrzeugen mit drehenden Rädern kann es, bedingt durch die sich entgegen der Anströmung bewegende Radoberseite, übrigens zu einer verfrühten Strömungsablösung auf der oberen Rückseite kommen (Wäschle, 2006).

Kontinuierliche Absaugung

Mittels kontinuierlicher Absaugung kann energiearmes Fluid aus der Grenzschicht entfernt und auf diese Weise die Ablösung der Strömung verzögert werden. Beispielsweise lässt sich die Strömungsablösung am Schrägheck eines Fahrzeugkörpers durch Absaugung an der Übergangskante zwischen Dach- und Schrägfläche vollständig verhindern (Bruneau et al., 2011).

Kontinuierliche Ausblasung

Anstelle der Entfernung energiearmen Fluids besteht auch die Möglichkeit der Grenzschicht kinetische Energie über Ausblasung zuzuführen. Bei tangentialer Ausblasung an einer konvex gekrümmten Fläche kann außerdem vom Coanda-Effekt profitiert werden, wie unter anderem Untersuchungen an einem zweidimensionalen fahrzeugähnlichen Modellkörper zeigen. Durch tangentiale Ausblasung mit $2 \cdot u_\infty$ an der abgerundeten Ober- und Unterkante des Hecks wird das Totwasser hinter dem Körper verkleinert und der Luftwiderstand in Folge um 10 % reduziert (Geropp & Odenthal, 2000). Auch bei einem dreidimensionalen quaderförmigen Körper mit abgerundeter Front und starkem Heckenzug, der bei unbeeinflusster Strömung zu einer frühzeitigen Ablösung führt, konnte durch kontinuierliche tangentiale Ausblasung mit $1,5 \cdot u_\infty$ die Strömungsablösung deutlich verzögert, das Totwasser verkleinert und der Luftwiderstand um bis zu 50 % reduziert werden. Eine gesamtheitliche Energiebilanz für die aktive Strömungskontrolle wurde hier jedoch nicht aufgestellt (Khalighi et al., 2012).

Gepulste Ausblasung

Alternativ zur kontinuierlichen kann auch eine gepulste Ausblasung zur Beeinflussung der Grenzschicht genutzt werden. Mögliche Vorteile hiervon sind Energieeinsparungen durch die periodischen Ausblasungsunterbrechungen und die gezielte Anregung natürlicher Strömungsvorgänge. Wird eine gepulste, tangentiale Ausblasung an den abgerundeten Hinterkanten eines quaderförmigen Vollheckkörpers eingesetzt, kann über den Coanda-Effekt der Effekt eines virtuellen Bootshecks und damit eine Widerstandsminderung zwischen 12 und 20 % erreicht werden (Barros et al., 2016; Haffner et al., 2020b). Wird die

gepulste Ausblasung nicht dauerhaft an allen vier, sondern gezielt gesteuert an einzelnen Kanten aktiviert, kann damit ein zunächst noch asymmetrisches Totwasser in einen symmetrischen Zustand überführt werden. Wenn gleich die dadurch erzielte Widerstandsreduktion mit nur 7 % beziffert wird, anstelle der 12 % bei Nutzung aller vier Hinterkanten, so ist die Gesamteffizienz des Systems aufgrund des geringeren Energiebedarfs dennoch höher (Haffner et al., 2021). Aider et al. (2014) testeten pulsierende Düsen an der Dachhinterkante eines realen Serienfahrzeugs mit Stufenheck, um die Strömungsablösung im Bereich der Heckscheibe zu reduzieren. Dabei arbeitete das AFC-System am effizientesten, wenn die Anregungsfrequenz der Frequenz der Scherschichtinstabilität entsprach (Aider et al., 2014).

Synthetische Ausströmer

Synthetische Ausströmer stellen eine Kombination von gepulster Ausblasung und Absaugung dar, da hierbei schnell alternierend die gleiche Fluidmenge ausgeblasen und abgesaugt wird. Dies führt dazu, dass bei zeitgemittelter Betrachtung praktisch keine Ausblasung oder Absaugung stattfindet, weshalb diese Aktuatoren auch Netto-Null-Massenstrom-Ausströmer genannt werden. Für die technische Umsetzung derartiger Ausströmer werden häufig schwingende Membranen, wie sie bei Lautsprechern zu finden sind, verwendet. Synthetische Ausströmer wurden unter anderem bereits zur Ablösungsverzögerung auf der Oberseite eines Tragflügels verwendet (Amitay & Glezer, 2002). El-Alti et al. testeten synthetische Ausströmer in Kombination mit um 30° nach innen gerichteten Leitflächen am Heck eines realen Lkw. In Testfahrten ergab sich bei Zuschalten der Aktuatorik eine Reduktion des Treibstoffverbrauchs des Fahrzeugs um 5,4 % (El-Alti et al., 2016).

Fluidische Oszillatoren

Eine weitere Sonderform der strömungsmechanischen Aktuatoren stellen die sogenannten fluidischen Oszillatoren dar, im Englischen auch „sweeping jets“ genannt. Diese Aktuatoren zeichnen sich dadurch aus, dass sie ohne bewegliche mechanische Bauteile bei Durchströmung einen regelmäßig alternierenden Strahl erzeugen. Abbildung 2 zeigt einen Querschnitt durch einen klassischen fluidischen Oszillator.

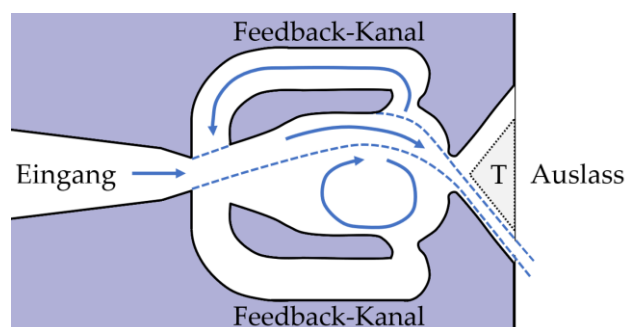


Abbildung 2: Querschnitt durch einen fluidischen Oszillator mit Andeutung eines optionalen Trennelements (T) zur Darstellung eines bistabilen fluidischen Aktuators, nach (Raman & Raghu, 2004).

Das Fluid tritt auf der linken Seite in den Oszillator ein, strömt nach einer Verengung in die mittige Kammer ein und legt sich aufgrund des Coanda-Effekts zunächst zufällig an eine der beiden schrägen Wände auf der Ober- beziehungsweise Unterseite an. In Abbildung 2 ist ein

Zustand gezeigt, bei dem der Fluidstrom durch den Coanda-Effekt der oberen Wand folgt. Der Hauptstrom gelangt über die gekrümmte Wand zum Auslass und tritt dadurch nach unten abgelenkt aus dem Aktuator aus. Ein kleinerer Nebenstrom fließt währenddessen über den oberen der beiden Feedback-Kanäle zurück zum Kammereingang und verursacht dort eine Ablenkung des Eingangsstrom nach unten, welcher sich in Folge nun an die schräge Unterseite anlegt und letztlich nach oben abgelenkt aus dem Aktuator austritt. Der über den unteren Feedback-Kanal zurückgeleitete Nebenstrom verursacht schließlich erneut einen Umschlag des Eingangsstroms in der Kammer und der Vorgang beginnt von vorne. Die Frequenz der Strahloszillation am Ausgang des Aktuators ist an die Zeit gekoppelt, die der Nebenstrom durch den Feedback-Kanal braucht. Folglich lässt sich die Frequenz über den durchgesetzten Volumenstrom und die Länge der Feedback-Kanäle variieren.

Bei dem in Abbildung 2 gezeigten fluidischen Oszillator schwenkt der Strahl bei einem Seitenwechsel kontinuierlich von einer zur anderen Seite des sich keilförmig aufweitenden Auslasses. Bei einem bistabilen fluidischen Aktuator hingegen wird der Strahl nach Verlassen der Kammer durch ein Trennelement (siehe Abbildung 2) in zwei voneinander getrennte Wege geführt. Der Strahl tritt dann abwechselnd über einen von zwei diskreten Auslässen aus und wechselt ohne Schwenkbewegung die Seite. In der Regel werden derartige Aktuatoren unterhalb einer überströmten Oberfläche verbaut, sodass deren Auslässe in die Oberfläche münden und dort Impulse in die Strömung einbringen. Das umgebende Fluid wird dadurch in Rotation versetzt, sodass sich je nach Austrittswinkel des wechselseitigen Strahls, bestimmt durch Konfiguration und Orientierung des Aktuators, gegenläufig rotierende Längswirbel unterschiedlicher Größe und Stärke auf der überströmten Oberfläche ausbilden. Diese stromabwärts getragenen Wirbel sorgen, ähnlich wie passive Wirbelgeneratoren, zu einem Impulsaustausch innerhalb der Grenzschicht und können auf diese Weise eine Ablösungsverzögerung bewirken (Wosidlo, 2011). Gegenüber fixierten passiven Wirbelgeneratoren haben aktive Wirbelerzeuger jedoch den Vorteil, dass sie gezielt nur dann aktiviert werden können, wenn es die Umströmung erfordert. Auf diese Weise können parasitäre Widerstände bei der Umströmung vermieden werden. Für detailliertere Informationen zu Funktionsweisen und Eigenschaften fluidischer Oszillatoren wird auf entsprechende Fachliteratur verwiesen (Gaertlein et al., 2014; Ostermann et al., 2015; von Gosen et al., 2015).

Bei quaderförmigen Körpern mit nach innen gerichteten Leitflächen können diese Aktuatoren die Ablösung an den Leitelementen verzögern und durch die erzielte Druckrückgewinnung den Strömungswiderstand senken (Schmidt et al., 2015b, 2017). Je nach Neigungswinkel der Leitflächen kann in Experimenten bei Ausblasgeschwindigkeiten von $4,5 \cdot u_\infty$ bis $5,0 \cdot u_\infty$ eine Widerstandsreduktionen von 13 % bis 16 % erzielt werden – abzüglich der für die Betreibung des AFC-Systems aufgebrauchten Energie eine Netto-Reduktion von 7 % (Schmidt et al., 2015a; Wosidlo et al., 2014). Weiterhin führt diese Kombination aus passiver und aktiver Maßnahme zu einer Abschwächung instationärer Strömungsphänomene wie dem bistabilen Verhalten des Totwassers (Schmidt et al., 2018). Hierbei sei angemerkt, dass die Länge der Leitflächen nur bis zum verzögerten Ablösepunkt sinnvoll ist. Eine weitere Verlängerung der Leitflächen über diesen Punkt hinaus, in das Niederdruckgebiet des Totwassers hinein, wirkt sich nachteilig auf den Luftwiderstand aus (Schmidt et al., 2015a).

2008 stellten Arwartz et al. einen neuen Aktuator vor, der kontinuierliche Absaugung und oszillierende Ausblasung kombiniert: Den sogenannten „Suction and Oscillatory Blowing-Aktuator“ (SaOB-Aktuator). Dabei durchströmt das Fluid zunächst einen Ejektor, eine Strahlpumpe, in der das Fluid zuerst über eine Düse beschleunigt wird und dann in einen abrupt aufgeweiteten Kanal einströmt und dort ein Niederdruckgebiet erzeugt. Dieser niedrige Druck wird genutzt, um über angeschlossene Nebenleitungen energiearmes Fluid aus einer Grenzschicht in den Kanal einzusaugen, wo es mit dem schnellen Düsenstrom vermischt und beschleunigt wird. Nach dem Ejektor gelangt der Strom in einen vereinfachten bistabilen fluidischen Aktuator und wird als wechselseitiger Strahl in die zu beeinflussende Umgebungsströmung abgegeben (Arwartz et al., 2008). In Untersuchungen an einem achsensymmetrischen stumpfen Körper konnte durch diese Kombination von Absaugung und oszillierender Ausblasung eine vollständige Ablösungsvermeidung erzielt werden. Die alleinige Nutzung der Absaugung hatte hier keinen wesentlichen Effekt (Schatzman et al., 2014). Für einen zweidimensionalen stumpfen Körper konnte der Luftwiderstand mit Hilfe von 15 SaOB-Aktuatoren an der abgerundeten oberen Hinterkante um circa 10 % gesenkt werden. Bemerkenswert ist hierbei die Netto-Reduktion des Widerstands von etwa 6 – 7 % bei Berücksichtigung der für den Betrieb der Aktuatoren benötigten Energie (Seifert et al., 2009). Auch an einem realen Lkw kamen bereits SaOB-Aktuatoren zum Einsatz. Mit Hilfe der Aktuatoren konnte die Strömungsablösung an den abgerundeten Ober- und Seitenkanten des Hecks eines Lkw verzögert und dadurch der Treibstoffverbrauch bei einer Fahrt mit circa 105 km/h um etwa 5 % reduziert werden. Wenngleich bei Berücksichtigung des Energieverbrauchs der Aktuatorik keine positive Energiebilanz erreicht werden konnte, zeigten sich die Autoren in ihren abschließenden Bemerkungen dennoch optimistisch und äußerten, dass durch weitere Parameteroptimierung und Reduzierung von Druckverlusten innerhalb der Aktuatorik eine Netto-Verbrauchsreduktion von 7 – 10 % erreicht werden könne (Seifert et al., 2016).

Weitere aktive Methoden

Zum Ende dieses Abschnitts soll auf zwei Untersuchungen mit weiteren, jedoch weniger relevanten Arten der Grenzschichtbeeinflussung hingewiesen werden: Hsu et al. nutzten aktive Geometrieänderung an einem Vollheckfahrzeugkörper und versetzten den vorderen Bereich nach innen geneigter Leitflächen in Schwingung. Durch die Oszillation der Flächen konnten Strömungsablösungen verzögert und größere Anstellwinkel der Leitflächen realisiert werden (Hsu et al., 2004). Thomas et al. nutzten Plasma-Aktuatoren an einem Zylinder, um die Grenzschicht zu Energetisieren und dadurch die Strömungsablösung zu reduzieren. Hierbei werden die Luftmoleküle in den wandnahen Schichten zunächst ionisiert und können anschließend über ein elektrisches Feld beschleunigt werden (Thomas et al., 2006).

2.2.2.2 Beeinflussung der abgelösten Strömung

Da im weiteren Verlauf dieser Arbeit der Fokus auf die Beeinflussung der Strömungsablösung gelegt wird, ist die Literaturübersicht der Veröffentlichungen zur Beeinflussung der abgelösten Strömung in Anhang A zu finden.

Zusammenfassung:

In den vorangegangenen Abschnitten zur Strömungsbeeinflussung wurde ein Überblick über passive und aktive Methoden zur Widerstandsreduktion gegeben. Mit einem Bootsheck kann der Widerstand zuverlässig reduziert werden. Derartige Heckeinzüge dürfen jedoch nicht zu abrupt verjüngen, da die Strömung der Oberfläche ansonsten nicht vollständig folgen kann und frühzeitig ablöst. Für eine effektive Verkleinerung der Heckbasisfläche und des Luftwiderstands bedarf es bei Pkw daher eines verhältnismäßig langen Heckeinzugs, der das Erscheinungsbild und das Innenraumangebot des Fahrzeugs ungewollt stark beeinflusst. Abgeschrägte Hinterkanten können neben der Darstellung eines Heckeinzugs auch genutzt werden, um, ähnlich wie Heck- und Dachspoiler, die Abströmrichtung zu beeinflussen und induzierte Widerstände zu minimieren. Die Wirkung von Trennflächen, Nachstromkörpern, Kontrollgeometrien und Leitflächen hinter umströmten stumpfen Körpern wurde ebenfalls dargelegt, jedoch stellt sich deren Einsatz bei straßenzugelassenen Pkw im Hinblick auf das Kollisionsverhalten der Fahrzeuge als problematisch dar. Insbesondere, weil die Effektivität derartiger Maßnahmen erst bei ausreichender Länge der Geometrien gewährleistet wird. Zudem spricht der starke Einfluss solcher passiver Methoden auf das äußere Erscheinungsbild des Automobils gegen die Verwendung an Serienfahrzeugen. Zur Ablösungsverzögerung der Strömung an gekrümmten Flächen können Wirbelgeneratoren eingesetzt werden. Diese Geometrien erzeugen jedoch einen parasitären Luftwiderstand und können nur einen begrenzten Impulsaustausch innerhalb der Grenzschicht erzielen.

Aktive Maßnahmen können hier Abhilfe schaffen, indem sie zusätzliche Energie in das Strömungssystem einbringen. Um die Strömungsablösung an Oberflächen zu verringern oder vollständig zu vermeiden, können unter anderem in Strömungsrichtung bewegte Oberflächen genutzt werden. Vermutlich ist für eine effektive Widerstandsreduktion am Fahrzeug jedoch eine großflächige Umsetzung des Prinzips notwendig, wobei dies aus technischer Sicht nicht für jede beliebig geformte Fläche der Außenhaut möglich sein dürfte. Andere Möglichkeiten zur Ablösungsbeeinflussung bieten kontinuierliche Absaugung und Ausblasung, wobei die kinetische Energie innerhalb der Grenzschicht mit Hilfe gepulster oder synthetischer Ausblasung auf effizientere Weise erhöht werden kann. Zwei Aktuatoren, die eine quasi gepulste Ausblasung ohne Elektronik und bewegliche Komponenten erzeugen können, sind fluidische Oszillatoren und bistabile fluidische Aktuatoren. Ähnlich wie passive Wirbelgeneratoren wurden diese Aktuatoren eingesetzt, um über auf der Oberfläche erzeugte Längswirbel einen Impulsaustausch innerhalb der Grenzschicht zu erreichen und auf diese Weise die Ablösung zu verzögern. Die aktiven Aktuatoren haben dabei jedoch den Vorteil, dass sie keinen parasitären Luftwiderstand erzeugen, zusätzliche Energie in die Strömung einbringen und so auch einen stärkeren Impulsaustausch erreichen können. Weiterhin kann die Anregungsfrequenz der Aktuatoren auf die Dynamik der Strömungsvorgänge abgestimmt werden. Eine Sonderform dieser Aktuatoren stellt der sogenannte „Suction and Oscillatory Blowing-Aktuator“ (SaOB-Aktuator) dar, der kontinuierliche Absaugung mit oszillierender Ausblasung kombiniert. Die erfolgreichsten Ergebnisse wurden mit fluidischen Oszillatoren, bistabilen fluidischen Aktuatoren und SaOB-Aktuatoren erzielt, insbesondere in Kombination mit einer passiven Maßnahme wie beispielsweise einem Heckeinzug, nach innen gerichteten Leitflächen oder abgeschrägten Hinterkanten (Schmidt et al., 2015a; Seifert et al., 2009, 2016).

Neben der Beeinflussung der Strömungsablösung existieren auch diverse Veröffentlichungen, in denen die Beeinflussung der abgelösten Strömung untersucht wurde (siehe Anhang A). Insbesondere mit kontinuierlicher, gepulster oder synthetischer Ausblasung wurden dabei eindrucksvolle Widerstandsreduktionen erreicht. Bei genauerer Betrachtung der verwendeten AFC-Systeme ist deren praktische und effiziente Umsetzbarkeit an realen Fahrzeugen jedoch anzuzweifeln. Auf den Maßstab eines realen BMW X5 skaliert, wurden für die Ausblasung teilweise Auslassschlitze mit einer Breite von 6 mm bis 71 mm verwendet. Für die angegebenen Ausblasgeschwindigkeiten wären bei derart großen Querschnittsflächen enorme Volumenströme notwendig. Insgesamt sind die Veröffentlichungen zur Beeinflussung der abgelösten Strömung mit Hilfe fluidischer Aktuatoren kaum von Erfolg geprägt. Positiv hervorzuheben ist jedoch die gelungene Unterdrückung einer Bistabilität und die kontrollierte Herbeiführung eines symmetrischen Totwassers an einem Vollheckkörper durch aktiv verstellbare Leitflächen (Brackston et al., 2016).

Der Überblick über die im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Untersuchungen zu instationären Strömungsphänomenen und die in diesem Kapitel dargelegten Arbeiten zur Strömungsbeeinflussung hat gezeigt, dass ausführliche, aussagekräftige Strömungsanalysen und erfolgreiche Netto-Widerstandsreduktionen mittels AFC für realitätsgetreue Pkw mit Vollheck bei Reynoldszahlen im Bereich von $Re = 10^7$ bislang nicht existieren. Dennoch legen ein paar wenige Veröffentlichungen nahe, dass eine gewinnbringende Widerstandsreduktion zumindest an einfachen, quaderförmigen Vollheckfahrzeugen möglich ist (Schmidt et al., 2015a; Seifert et al., 2009, 2016). Um im Fahrzeugbau eine zielgerichtete Entwicklung eines effektiven und effizienten AFC-Systems zu ermöglichen, gilt es diese Wissenslücke zu schließen. Hierzu muss zunächst die Umströmung eines realitätsgetreuen Pkw mit Vollheck bei adäquater Reynoldszahl räumlich und zeitlich analysiert werden. Dabei gilt es Stellhebel in Form von Strömungsphänomenen zu identifizieren, die ein Potential für den widerstandsmindernden Einsatz aktiver Strömungsbeeinflussung aufweisen. Hierfür werden im folgenden Unterkapitel Methoden dargelegt, mit deren Hilfe zusammenhängende zeitveränderliche Vorgänge aus einem komplexen Strömungsgeschehen extrahiert werden können.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird in Abhängigkeit der Analyseergebnisse entschieden werden, welche Art der Aktuatorik geeignet ist, um die identifizierten relevanten Strömungsphänomene zu beeinflussen. Hierbei gilt es auch die wichtige Fragestellung zu klären, inwieweit der Luftwiderstand eines aerodynamisch bereits ausoptimierten Fahrzeugs mit Hilfe eines AFC-Systems weiter reduziert werden kann und, ob der Einsatz eines AFC-Systems möglicherweise bereits in frühen Phasen der Formfindung und Aerodynamikentwicklung berücksichtigt werden muss. Eventuell kann AFC auch bei einer ausbleibenden Widerstandsreduktion von positivem Nutzen in der Fahrzeugentwicklung sein, indem es beispielsweise eine höhere Gestaltungsfreiheit hinsichtlich der Fahrzeuggeometrie gewährleistet.

2.3 Grundlagen der Modalzerlegung

Mit einer Modalanalyse lässt sich der über die Zeit veränderliche Anteil $u(x, t)$ eines Datensatz $U(x, t)$ in eine Reihe von Eigenfunktionen $\phi_i(x)$ und zugehörige Koeffizienten $a_i(t)$ zerlegen.

$$U(x, t) = \bar{u}(x) + u(x, t) = \bar{u}(x) + \sum_{i=1}^N a_i(t)\phi_i(x) \quad (\text{Gl. 20})$$

Angewandt auf die Strömungsmechanik ermöglicht dies, aus einem komplexen Strömungsvorgang charakteristische Schwankungsbilder und kohärente Strukturen beliebiger physikalischer Größen wie Druck, Geschwindigkeit oder Wirbelstärke in Form von Eigenfunktionen ϕ_i , in diesem Fall Moden genannt, zu extrahieren. Die Modalkoeffizienten $a_i(t)$ beschreiben dabei die Intensität der Moden über die Zeit.

Um diskrete Ergebnisse aus Strömungssimulationen oder Versuchen einer Modalanalyse zu unterziehen, wird die sogenannte „Method of Snapshots“ genutzt, welche ursprünglich von Sirovich (1987) vorgeschlagen wurde. Hierbei werden zu fortschreitenden Zeitpunkten $t_n = n\Delta t$ instantane Momentaufnahmen des Strömungsfeld erstellt. Die zu den jeweiligen Zeitpunkten an den Daten-/Messpunkten vorliegenden Feldgrößen, wie beispielsweise Druck- oder Geschwindigkeitswerte, werden anschließend in einzelnen Vektoren zusammengefasst, den Schnappschüssen \mathbf{d}_n . Diese Momentaufnahmen dienen als Datengrundlage für die Modalanalyse. Da mit den Moden die Schwankungsbilder des Strömungsfeldes ermittelt werden sollen, also ausschließlich der fluktuierende Teil des Datensatzes $u(x, t)$ (siehe Gleichung 20) werden alle Momentaufnahmen \mathbf{d}_n um den zeitgemittelten Schnappschuss $\mathbf{d}_{mean} = (\sum_1^s \mathbf{d}_n) / s$ reduziert (Sirovich, 1987). Hierbei steht s für die Anzahl der insgesamt aufgezeichneten Schnappschüsse.

Nachfolgend werden drei Verfahren zur Durchführung von Modalzerlegungen dargelegt und deren Unterschiede hinsichtlich der Dynamik der berechneten Moden aufgezeigt.

2.3.1 Proper Orthogonal Decomposition

Das wohl gängigste Verfahren zur Modalanalyse strömungstechnischer, turbulenter Vorgänge ist die Proper Orthogonal Decomposition (POD) (Berkooz et al., 1993; Lumley, 1970; Sirovich, 1987), auch bekannt unter dem Namen Karhunen-Loève-Zerlegung (Karhunen, 1946; Loève, 1945).

Zunächst werden alle s Schnappschüsse in einer großen Matrix \mathbf{D} zusammengefasst. Hierzu werden die Daten der einzelnen Schnappschüsse in Vektoren \mathbf{d}_n umgeformt und anschließend nebeneinandergeschichtet:

$$\mathbf{D} = \left[\begin{array}{c|c|c|c|c} | & | & \cdots & | & \cdots & | \\ \mathbf{d}_1 & \mathbf{d}_2 & & \mathbf{d}_n & & \mathbf{d}_s \\ | & | & & | & & | \end{array} \right] \quad (\text{Gl. 21})$$

Um aus der Matrix anschließend Moden zu berechnen, kann die Matrix \mathbf{D} entweder einer Singulärwertzerlegung (SWZ) oder einer Eigenwertzerlegung (EWZ) unterzogen werden. Beide Verfahren führen letztendlich zu gleichen Ergebnissen, jedoch liegt der Vorteil der SWZ darin,

dass die Dimensionen von \mathbf{D} beliebig sein dürfen. Bei der EWZ hingegen wird eine quadratische Matrix benötigt, sodass für die Berechnung der Eigenwerte und Eigenvektoren zunächst in einem Zwischenschritt die Matrix $\mathbf{D}^*\mathbf{D}$ gebildet werden muss. Mit beiden Verfahren lässt sich der Datensatz folgendermaßen in die drei Matrizen \mathbf{U} , \mathbf{V} und $\mathbf{\Sigma}$ zerlegen:

Mit der Singulärwertzerlegung

$$\mathbf{D} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^* \quad (\text{Gl. 22})$$

wobei $*$ die Adjungierte, beziehungsweise transponierte Konjugierte darstellt, und mit der Eigenwertzerlegung

$$\mathbf{D}^*\mathbf{D} = \mathbf{V}\mathbf{\Lambda}\mathbf{V}^{-1}, \quad (\text{Gl. 23})$$

$$\mathbf{\Lambda} = \mathbf{\Sigma}^2, \quad (\text{Gl. 24})$$

$$\mathbf{U} = \mathbf{D}\mathbf{V}\mathbf{\Sigma}^{-1} \quad (\text{Gl. 25})$$

Hierbei entsprechen die Spalten von \mathbf{U} den Moden \mathbf{u}_k und die Spalten von \mathbf{V} den Modalkoeffizienten \mathbf{v}_k . Abschließend werden die Moden und zugehörigen Modalkoeffizienten nach der Größe der Eigenwerte λ_k in absteigender Reihenfolge sortiert. Die Eigenwerte liegen auf der Hauptdiagonalen von $\mathbf{\Lambda}$ und stellen ein Maß für den energetischen Anteil einer Mode am Gesamtgeschehen dar. Die Reihenfolge der nach λ_k sortierten Moden gibt folglich Aufschluss über deren relativen Energiegehalt.

2.3.2 Dynamic Mode Decomposition

Bei der Dynamic Mode Decomposition (Schmid, 2010) wird prinzipiell analog zur POD vorgegangen. Anstatt jedoch direkt die Datenmatrix \mathbf{D} zu zerlegen, wird bei der DMD zunächst die Matrix \mathbf{A} gebildet, für welche dann die Moden und Modalkoeffizienten berechnet werden. Die nachfolgend beschriebene Vorgehensweise stammt aus entsprechender Fachliteratur (Kutz et al., 2016).

$$\mathbf{A} = \mathbf{D}_2\mathbf{D}_1^\dagger, \quad (\text{Gl. 26})$$

$$\mathbf{D}_1 = \begin{bmatrix} | & | & \cdots & | \\ \mathbf{d}_1 & \mathbf{d}_2 & & \mathbf{d}_{s-1} \\ | & | & & | \end{bmatrix}, \quad (\text{Gl. 27})$$

$$\mathbf{D}_2 = \begin{bmatrix} | & | & \cdots & | \\ \mathbf{d}_2 & \mathbf{d}_3 & & \mathbf{d}_s \\ | & | & & | \end{bmatrix} \quad (\text{Gl. 28})$$

Hierbei ist † die Moore-Penrose-Pseudoinverse. Zur Reduzierung des Rechenaufwands wird in der Praxis die Modalzerlegung nicht direkt für \mathbf{A} durchgeführt, sondern für eine rangreduzierte Matrix $\tilde{\mathbf{A}}$. Um diese zu erhalten, wird zunächst eine Singulärwertzerlegung der Matrix \mathbf{D}_1 durchgeführt (siehe Gleichung 22) und die Anzahl der berechneten Matrizen \mathbf{U} , \mathbf{V} und $\mathbf{\Sigma}$

durch Beschränkung der Modenanzahl reduziert. Anschließend wird die komplette Matrix \mathbf{A} auf die rangreduzierte Matrix \mathbf{U} projiziert:

$$\tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{U}^* \mathbf{A} \mathbf{U} = \mathbf{U}^* \mathbf{D}_2 \mathbf{V} \mathbf{\Sigma}^{-1} \quad (\text{Gl. 29})$$

Danach folgt die Eigenwertzerlegung von $\tilde{\mathbf{A}}$, wobei die Eigenwerte λ_k , welche auf der Diagonalen der Matrix $\tilde{\mathbf{A}}$ liegen, auch den Eigenwerten von \mathbf{A} entsprechen.

$$\tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{W} \mathbf{\Lambda} \mathbf{W}^{-1} \quad (\text{Gl. 30})$$

Die Eigenvektoren \mathbf{W} von $\tilde{\mathbf{A}}$ können schlussendlich zur Berechnung der Moden $\mathbf{\Phi}$ der Matrix \mathbf{A} verwendet werden:

$$\mathbf{\Phi} = \mathbf{D}_2 \mathbf{V} \mathbf{\Sigma}^{-1} \mathbf{W} \quad (\text{Gl. 31})$$

Über die nachfolgende Gleichung können die Modalkoeffizienten $v_k(t)$ ermittelt werden:

$$v_k(t) = \exp(\omega_k t) b_k \quad (\text{Gl. 32})$$

Die Kreisfrequenzen ω_k , mit denen die einzelnen Moden auftreten, werden dabei aus den Eigenwerten λ_k von \mathbf{A} und dem Schnappschuss-Zeitschritt Δt berechnet.

$$\omega_k = \ln(\lambda_k) / \Delta t \quad (\text{Gl. 33})$$

Die Startamplituden b_k der Schwingungen, Elemente des Vektors \mathbf{b} , lassen sich mit Hilfe der Moden $\mathbf{\Phi}$ und des ersten Schnappschusses \mathbf{d}_1 zum Zeitpunkt $t_0 = 0$ herleiten.

$$\mathbf{b} = \mathbf{\Phi}^\dagger \mathbf{d}_1 \quad (\text{Gl. 34})$$

Gleichung 34 ergibt sich aus der Tatsache, dass sich ein Schnappschuss durch Linearkombination der Modalkoeffizienten (Gleichung 32) und Moden rekonstruieren lässt (vgl. Gleichung 20). Abschließend kann, analog zur Vorgehensweise bei der POD, eine Sortierung der Moden und Modalkoeffizienten nach den Eigenwerten λ_k in absteigender Reihenfolge vorgenommen werden.

2.3.3 Spectral Proper Orthogonal Decomposition

Die Spectral Proper Orthogonal Decomposition (SPOD) wurde von Sieber, Oberleithner und Paschereit (2016) entwickelt. Die Autoren stellten fest, dass periodische Strömungsphänomene zu diagonalen Strukturen in der Korrelationsmatrix $\mathbf{D}^* \mathbf{D}$ führen. Je gleichmäßiger diese Linien sind, umso konstanter ist die Dynamik beziehungsweise die Frequenz der Phänomene. Wellenartig ausgeprägte Diagonalstrukturen können, wie in Abbildung 3 gezeigt, mit Hilfe einer Bandfilterung geglättet werden. Hierzu wird die Korrelationsmatrix mit einer Diagonalmatrix, fortan Filtermatrix genannt, gefaltet, welche die Koeffizienten eines Gauß-Filters, oder eines beliebigen anderen Filters enthält. Für die bandgefilterte Matrix können dann mittels SWZ oder EWZ die Moden und Modalkoeffizienten berechnet werden (Sieber et al., 2016).

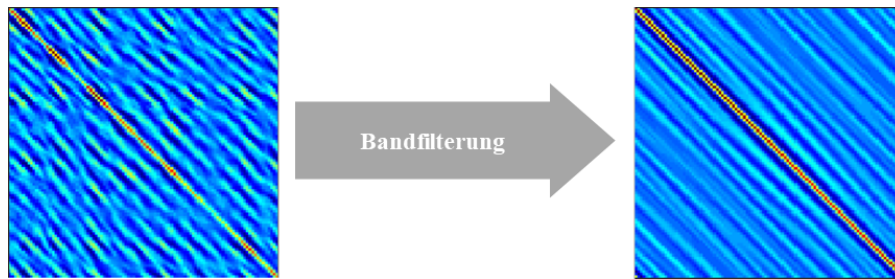


Abbildung 3: Farbschematische Darstellung der ungefilterten und gefilterten Korrelationsmatrix, nach (Sieber et al., 2016).

Die Anzahl der Reihen/Spalten der quadratischen Filtermatrix dividiert durch die Anzahl der Reihen/Spalten der Korrelationsmatrix in Prozent ergibt die sogenannte Filterbreite. Eine Filterbreite von 10 % bedeutet, dass beispielsweise eine 3.000 x 3.000 Elemente große Korrelationsmatrix, bestehend aus 3.000 Schnappschüssen, mit einer 300 x 300 großen Filtermatrix gefaltet wird.

2.3.4 Vergleich der Modendynamik der Verfahren

Tabelle 1: Vergleich der Verfahren zur Modalzerlegung: Gegenüberstellung der zeitlichen Verläufe der Modalkoeffizienten, sowie der Verteilung der spektralen Leistungsdichte (Power Spectral Density – PSD) der Modalkoeffizienten über den Frequenzbereich.

POD	SPOD	DMD
Unbeschränkte Dynamik	Bandgefilterter Frequenzbereich	Einfrequente Schwingung
<p>Modalkoeff. vs. Zeit</p> <p>PSD vs. Frequenz</p>	<p>Modalkoeff. vs. Zeit</p> <p>PSD vs. Frequenz</p>	<p>Modalkoeff. vs. Zeit</p> <p>PSD vs. Frequenz</p>

Werden für einen Datensatz die drei Modalzerlegungen durchgeführt, werden die darin enthaltenen zeitveränderlichen Anteile durch Moden unterschiedlicher Dynamik abgebildet. Wie in Tabelle 1 schematisch dargestellt, weisen Modalkoeffizienten der POD-Moden ein relativ breites Frequenzspektrum auf. Bei der SPOD hingegen führt die Bandfilterung des Datensatz zu Moden mit beschränkter Dynamik. Die Verläufe der resultierenden Modalkoeffizienten werden durch die Filterung geglättet und Frequenzen unter- und oberhalb der Peakfrequenz reduziert. Über die Größe der verwendeten Filtermatrix kann die Bandbreite der Koeffizienten

definiert werden. Wird die Filtermatrix auf die Größe der gesamten Korrelationsmatrix ausgedehnt, resultieren aus der SPOD Modalkoeffizienten in der Form von harmonischen Schwingungen. DMD-Moden zeichnen sich durch eine vergleichsweise simple Dynamik aus. Prinzipiell handelt es sich bei den Modalkoeffizienten, wie in Gleichung 32 erkennbar, um linear gedämpfte, einfrequente Schwingungen. Dabei geben die Eigenwerte λ_k Auskunft über die jeweilige Frequenz und Dämpfung. Je nach Stärke der Dämpfung kommt es zum Kriech- oder Schwingfall. Bei Ersterem wird durch hohe Dämpfung ein Überschwingen unterbunden, sodass der Koeffizient direkt gegen Null strebt. Im Schwingfall mit schwacher Dämpfung oszilliert der Koeffizient, je nach Vorzeichen der Dämpfung, mit kontinuierlich ab-, oder zunehmender Amplitude. Liegt keine Dämpfung vor, bleibt die Schwingungsamplitude konstant.

2.4 Grundlagen der Versuchs- und Messtechnik

In dieser Arbeit werden neben einer Vielzahl von Strömungssimulationen auch Experimente an einem Fahrzeugmodell beschrieben, die in einem Windkanal der BMW Group durchgeführt wurden. Dieser Windkanal und die Funktionsweise der darin verwendeten Messmittel zur Bestimmung des Drucks und der Strömungsgeschwindigkeit werden in den nachfolgenden Abschnitten vorgestellt.

2.4.1 Modell-Windkanal

Das Aerodynamische Versuchszentrum (AVZ) der BMW Group verfügt über zwei Windkanäle Göttinger Bauart. Hierbei handelt es sich um den großen Automobil-Windkanal (AWK) mit horizontal liegendem Umlaufkanal und den kleineren Modell-Windkanal (MWK) mit vertikal stehendem Umlauf, der sich im Zentrum des AWK befindet. Der für die hier beschriebenen Untersuchungen verwendete MWK verfügt über ein Gebläse mit einem Rotordurchmesser von etwa $6,3\text{ m}$, der die Luft auf Messgeschwindigkeiten von bis zu 300 km/h beschleunigt. Wie in Abbildung 4 zu sehen sorgen Umlenkschaufeln in den Ecken des Umlaufkanals für eine möglichst drehungsfreie Umlenkung des Luftstroms. Für die richtige Temperierung der Luft werden Wärmetauscher und für die Homogenisierung Gleichrichter eingesetzt. Der Austrittsquerschnitt der Düse hat eine Fläche von 14 m^2 (Duell et al., 2010).

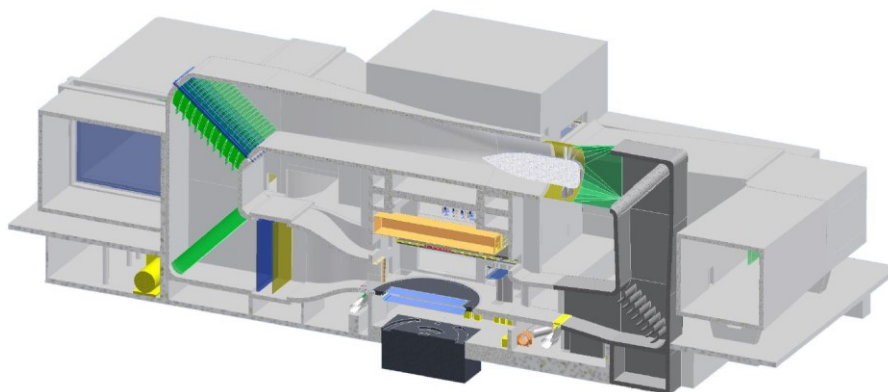


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Modell-Windkanals (MWK) im Aerodynamischen Versuchszentrum der BMW Group (BMW Group, 2011).

Für die Fahrbahnsimulation ist in der Messstecke ein 1-Band-System verbaut, mit dem ein bewegter Boden dargestellt und so eine realistische Umströmung der Räder und des Fahrzeugunterboden erzielt werden kann. In einer realen Straßenfahrt bewegt sich ein Fahrzeug bei Windstille durch unbewegte Umgebungsluft, sodass die relative Geschwindigkeit zwischen Fahrzeug und Luft einem homogenen, blockförmigen Profil entspricht. Um diese Situation auch im Modell-Windkanal darzustellen, ist stromaufwärts des Laufbands eine Absaugung verbaut, um die sich im Umlaufkanal und am Plenumsboden ausbildende Grenzschicht abzusaugen. Das Stahl Laufband läuft mittels Luftlager kontaktlos über unter dem Laufband positionierte, drehbare Exzentrerscheiben, welche sich für jedes Fahrzeug entsprechend des Radstandes und der Spurweite einstellen lassen. Die in vertikaler Richtung (z -Richtung) wirkenden Radaufstandskräfte können über Messzellen innerhalb der Exzentrerscheiben für jedes Rad einzeln gemessen werden. Das auf dem Laufband positionierte Fahrzeug wird mittels sogenannter Schiebeanke fixiert, welche an den Felgen der Vorderräder angebracht werden. Das Laufbandsystem und die Schiebeanke sind gemeinsam beweglich auf einer Mehr-Komponentenwaage gelagert, welche zusätzlich die horizontalen, also längs (x -Richtung) und quer (y -Richtung) auf das Fahrzeug wirkenden Kräfte ermittelt. Mit Hilfe einer im Windkanal installierten Traverse können daran befestigte Messmittel in alle drei Raumrichtungen verfahren werden (Duell et al., 2010).

2.4.2 Geschwindigkeitsmesstechnik

Hinter dem untersuchten Fahrzeug soll im Windkanal in mehreren Ebenen die Geschwindigkeitsverteilung bestimmt werden. Hierfür wird ein Hitzdrahtanemometer verwendet, welches an den Arm der Traverse befestigt wird. Bei einem Hitzdrahtanemometer wird der Wärmetransport der Strömung genutzt, um die Geschwindigkeit derselben zu bestimmen. Die Hitzdrahtsonde verfügt über einen dünnen Metalldraht, der zwischen zwei Stahlspitzen gespannt ist. Der hier verwendete Wolframdraht ist mit Platin beschichtet, um die Oxidation des Wolframs zu verhindern und hat einen Durchmesser von $5 \mu\text{m}$. Der Draht wird, vergleichbar mit einem Heizwiderstand, elektrisch aufgeheizt. Wird der Draht angeströmt, wird Wärme auf den Luftstrom übertragen und von diesem abtransportiert. Daraus resultieren eine Temperaturänderung und damit auch eine Widerstandsänderung des Drahtes. Der Hitzdraht ist in eine Wheatstone'sche Messbrücke integriert, wobei in der Regel zwischen zwei Bauformen unterschieden wird: Konstantstrom-Anemometrie und Konstanttemperatur-Anemometrie. Für diese Arbeit wurde eine Konstanttemperatur-Anemometrie genutzt, bei welcher der Strom, der durch den Draht fließt durch die Messbrücke automatisch so geregelt wird, dass die Temperatur des Drahtes stets konstant gehalten wird. Hierdurch wird zum einen eine verbesserte Haltbarkeit des Drahtes durch Vermeidung häufiger Temperaturschwankungen erreicht und zum anderen der messbare Frequenzbereich im Vergleich zur Konstantstrom-Anemometrie erhöht. Maß für die Geschwindigkeitsänderung der Strömung ist in diesem Fall die sich ändernde Spannung, die aus der temperaturbedingten Widerstandsänderung des Drahtes resultiert (Eckelmann, 1997).

3 Simulationsmodelle

Für die Analyse der instationären Strömung werden diverse Strömungssimulationen durchgeführt. Diese bieten gegenüber einer experimentellen Untersuchung einige Vorteile. Zum einen können die zu untersuchenden Strömungskörper schnell und kostengünstig mit Hilfe einer Konstruktionssoftware erstellt werden. Diese Strömungskörper als reale Modelle für Windkanalversuche aufzubauen, würde deutlich mehr Zeit und Geld in Anspruch nehmen. Zum anderen kann bei einer instationären Strömungssimulation zu jedem Zeitpunkt jede beliebige physikalische Größe an jedem gewünschten Punkt im Strömungsfeld oder auf der Oberfläche des untersuchten Körpers ausgelesen werden. Dies ist bei experimentellen Untersuchungen praktisch unmöglich.

In diesem Kapitel werden die in den Strömungssimulationen untersuchten Geometrien vorgestellt und die räumliche Diskretisierung des Rechenraums, also die Vernetzung des Lösungsgebietes, erläutert. Ebenso werden Validierungsmessungen an einem BMW 5er Touring Fahrzeugmodell dargelegt, mit denen die Aussagekraft der hier verwendeten Simulationsmethode bestätigt wird.

3.1 BMW 5er Touring im Windkanal

Um die durchgeführten Strömungssimulationen zu validieren, werden Vergleichsmessungen im Modell-Windkanal der BMW Group durchgeführt. Hierfür wird ein vereinfachtes 1:1-Fahrzeugmodell des von 2004 bis 2010 von BMW hergestellten 5er Tourings mit der Modellbezeichnung E61 verwendet (siehe Abbildung 5).



Abbildung 5: BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodell im Maßstab 1:1 im BMW Modell-Windkanal.

Da es sich bei dem Fahrzeug ebenfalls um ein Vollheckfahrzeug handelt, wird angenommen, dass dessen Umströmung alle wesentlichen Charakteristiken beinhaltet, die auch bei einem SUV auftreten. Insofern wird davon ausgegangen, dass eine Validierung der Simulation für den BMW 5er Touring auch die Gültigkeit der Strömungssimulationen der in Kapitel 3.2 beschriebenen Vollheckfahrzeugkörper zunehmender Komplexität bestätigt.

Die Nutzung des BMW 5er Touring Fahrzeugmodells bietet gegenüber eines Serienfahrzeugs wie dem BMW X5 einige Vorteile: Das digitale Modell des Fahrzeugs in der Windkanalumgebung und der prinzipielle Simulationsaufbau wurden bereits vor einigen Jahren im Rahmen einer Forschungsarbeit (Demel, 2017) erzeugt und konnten für die hier beschriebenen Untersuchungen weitestgehend übernommen werden. Somit kann schnell mit den zeitaufwändigen Strömungssimulationen begonnen werden. Weiterhin ist das physische Fahrzeugmodell in der Versuchseinrichtung bereits bekannt und schnell verfügbar, sodass in kurzer Zeit mit den Validierungsmessungen begonnen werden kann. Außerdem soll das Modell in späteren Phasen dieses Promotionsvorhabens mit einem AFC-System ausgestattet werden, dessen Verbau sich bei einem einfachen Fahrzeugmodell deutlich unkomplizierter gestaltet als bei einem kommerziellen Pkw.

Die Außenhaut des physischen Fahrzeugmodells besteht aus beschichtetem kohlenstofffaserverstärktem Kunststoff (CFK) und weist die wesentlichen Details des realen Fahrzeugs auf. Auch der Unterboden gleicht, bis auf geringfügige Abweichungen, größtenteils dem des Serienfahrzeugs. Der Spoiler des Modells entspricht nicht dem Originalfahrzeug, sondern besitzt einen in der Seitenansicht leicht konkaven Verlauf mit hochgezogener Abrisskante. An das Fahrzeugmodell sind 17 Zoll große Sternspeichen-Felgen mit profillosen Reifen montiert. Weiterhin verfügt das Modell über das serienmäßige Kühlmodul und einer dem Original nachempfundenen Motorgeometrie, sodass die Durchströmung möglichst der eines realen Fahrzeugs entspricht. Das Fahrzeug ist an den vorderen Felgen mit der Hilfe von Schiebeanke- nern im Windkanal fixiert.

3.1.1 Geometrie

Da die Simulation als Vergleichsbasis für die im Modell-Windkanal durchgeführten Messungen des Fahrzeugmodells dient, gilt es die Bodensimulation mittels Laufband und die Fixierung des Fahrzeugs über die Schiebeanke- nern zu berücksichtigen. Dementsprechend ist planar in die Bodenfläche des Rechenraums eine der Laufbandgröße entsprechende zweidi- mensionale Teilfläche eingelassen und daneben die dreidimensionale Geometrie der an den vorderen beiden Felgen angreifenden Schiebeanke- nern eingefügt (Abbildung 6).

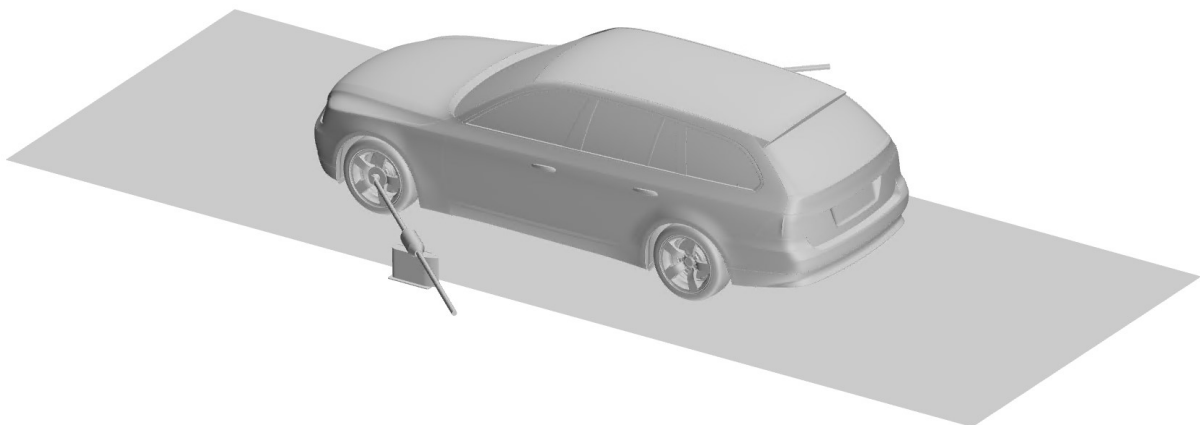


Abbildung 6: Geometrie des BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodells mitsamt Laufband und Schie- beanker für die Strömungssimulation.

Die Laufbandfläche wird als reibungsbehaftete Fläche mit tangentialer Geschwindigkeit definiert, wobei Betrag und Richtung mit der Anströmung übereinstimmen. Die Bereiche des Bodens 4,4 m seitlich und circa 7,0 m hinter dem Laufband, die den nicht bewegten Boden um das Laufband herum im Plenum des Modell-Windkanals abbilden sollen, werden als reibungsbehaftete, stillstehende Fläche eingestellt. Für die Bodenflächen außerhalb dieses Areal, inklusive des Bodens vor, also stromaufwärts des Laufbands, wird Reibungsfreiheit als Randbedingung vergeben. Hierdurch wird erreicht, dass die Strömung mit homogenem, blockförmigem Geschwindigkeitsprofil auf das Fahrzeug trifft, so wie es im Modell-Windkanal mit Hilfe der direkt vor dem Laufband verbauten Grenzschichtabsaugung bewerkstelligt wird (Demel, 2017). Auf eine Starrkörperbewegung der Felgen wird zur Reduktion der Rechenzeit bei der Validierungssimulation mit dem BMW 5er Touring verzichtet und stattdessen eine Oberflächenrotation entsprechend der Räderdrehzahl eingestellt. Der Einfluss der fehlenden Starrkörperbewegung der Felgen auf das Simulationsergebnis wird beim Vergleich mit den Windkanalmessungen bewertet.

3.1.2 Diskretisierung

Die verwendete Simulationsmethode sowie die räumliche und zeitliche Auflösung des BMW 5er Touring entsprechen den in Kapitel 2.1.2.3 beschriebenen Validierungen der IDDES für die Fahrzeugumströmung (Demel, 2017; Jungmann, 2020). Dies beinhaltet neben der Vernetzung der Fahrzeugaußenhaut und des Unterbodens auch die der Felgen- und Kühlerregionen. Für die beiden Schiebeaner und das Laufband wird die gleiche Vernetzung wie für die Fahrzeugaußenhaut mit 17 Wandschichten verwendet. Zur Einsparung von Zellen und Rechenzeit wird die Grenzschichtauflösung für die Bodenbereiche um das Laufband herum mit zunehmendem Fahrzeugabstand schrittweise über die VR-Regionen auf 4 Prismenschichten reduziert (Demel, 2017). Das Modell verfügt über etwa 2 Millionen Oberflächen- und 97 Millionen Volumenelemente.

3.1.3 Validierung der Fahrzeugumströmung

Das Modell des BMW 5er Tourings wird bei einer Anströmgeschwindigkeit von 140 km/h untersucht und die Geschwindigkeitsverteilung im Totwasser des Körpers erfasst. Für die Ermittlung der Geschwindigkeit wird ein Hitzdrahtanemometer mit einem einzelnen Draht verwendet, dessen Längsachse quer zur Anströmung und parallel zum Boden ausgerichtet ist. Mit Hilfe der Traverse können Punkteraster in verschiedenen Ebenen hinter dem Fahrzeugheck abgefahren werden, um die räumliche Geschwindigkeitsverteilung abzutasten. Hierbei wird eine sogenannte Konstantstrom-Anemometrie durchgeführt, auf die bereits in Kapitel 2.4.2 eingegangen wurde. Der aerodynamisch verkleidete, seitliche Traversenarm, an dessen Ende der Hitzdraht befestigt ist, wird so ausgerichtet, dass er parallel zum Boden und quer zu Anströmung ausgerichtet wird (siehe Abbildung 7). Auf diese Weise wird die Umströmung des Fahrzeugs während der Messungen durch den Arm möglichst wenig beeinflusst.

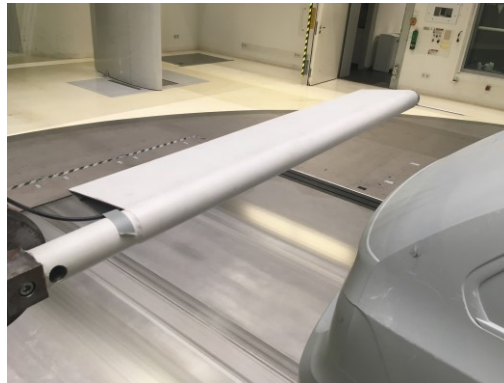


Abbildung 7: Traversenarm mit aerodynamischer Verkleidung und Hitzdrahtanemometer im BMW Modell-Windkanal zur Traversierung des Totwassers des BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodells.

3.1.3.1 Durchführung der Hitzdrahtmessungen

Für die Traversierung des Totwassers werden im Vorhinein Ebenen mit Messpunkten definiert, die die Traverse durchfahren soll. Als Koordinatenursprung wird hierfür der Mittelpunkt der Spoilerhinterkante gewählt. Die x -Koordinate verläuft entgegen der Fahrtrichtung, also in Richtung der Anströmung. Die y -Koordinate ist in Fahrtrichtung gesehen rechts ausgerichtet, also quer zur Anströmung und parallel zum Boden. Die Höhe wird über die z -Koordinate definiert (siehe Abbildung 8).

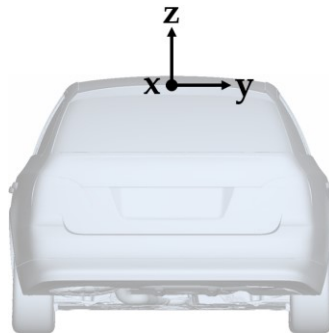


Abbildung 8: Ursprung und Koordinatenrichtungen zur Definition der Messpunkte der Traversierung des Totwassers des BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodells.

Da für die Untersuchungen im Windkanal nur eine begrenzte Messzeit zur Verfügung steht, können nicht beliebig viele Punkte vermessen und damit die Ebenen nicht beliebig fein aufgelöst werden. Neben der Messdauer an einem einzelnen Punkt, die in den hier beschriebenen Messungen auf 30 s gesetzt wird, gilt es auch die Verfahrzeit der Traverse zwischen den Punkten zu berücksichtigen. Wird die Traverse verfahren und dann an einem Messpunkt angehalten, schwingt der Traversenarm auf Grund seiner Trägheit außerdem eine kurze Zeit nach. Mit einer Wartezeit von 3 s zwischen Anhalten der Traverse und Beginn der Messaufzeichnung wird verhindert, dass es durch das Nachschwingen der Traverse zu einer Beeinflussung der Messergebnisse kommt.

Bei der Festlegung der Messreihenfolge der Punkte ist der von der Traverse zurückverlegte Verfahrweg zwischen den einzelnen Punkten zu beachten. Die Traverse fährt die aufeinanderfolgenden Punkte stets auf direktem und damit kürzestem Weg an. Daher ist unbedingt

sicherzustellen, dass die einzelnen Punkte so sortiert sind, dass eine Kollision der Traverse mit dem Fahrzeugmodell vermieden wird. Vor den eigentlichen Messungen werden die eingeladenen Punkteebenen in einem Testdurchgang mit der Traverse abgefahren und hierbei geprüft, ob die Fahrwege korrekt sind.

Für die Geschwindigkeitsmessungen wird die maximal verfügbare Abtastfrequenz von 128 Hz verwendet, sodass für die zeitliche Mittelung an jedem Messpunkt 3.840 Samples zur Verfügung stehen. In der durchgeführten Strömungssimulation des E61, die mit einem Zeitschritt von 0,2 ms durchgeführt wird, werden die Geschwindigkeitswerte mit einer Frequenz von 128,2 Hz exportiert. Dementsprechend wird alle 0,0078 s eine Abtastung vorgenommen, was einem geraden Vielfachen des Zeitschritts der instationären Simulation entspricht.

Für die Darstellung der nachfolgend gezeigten zeitgemittelten Geschwindigkeitsverteilungen und der Verteilungen der Turbulenzintensität wurden die Werte zwischen den Messpunkten linear interpoliert, um eine flächige Farbverteilung für einen leichteren Vergleich der Ergebnisse erzeugen zu können. Für die Verteilungen in einer Ebene werden für Simulation und Versuch jeweils dieselben Grenzwerte verwendet. Diese ergeben sich aus den innerhalb einer Ebene erreichten Minimal- und Maximalwerten der Geschwindigkeit beziehungsweise Turbulenzintensität. Die Positionen der Messpunkte sind mittels kleiner Kreise in den Bildern visualisiert. Die Darstellungen tragen keinen einheitlichen Maßstab, sondern sind zur besseren Sichtbarkeit individuell skaliert.


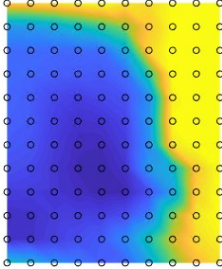
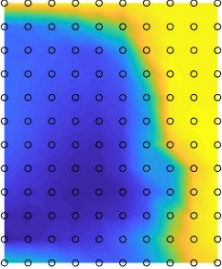


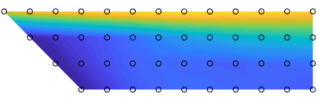
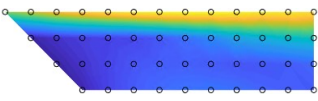


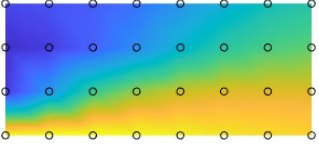
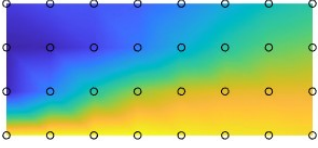


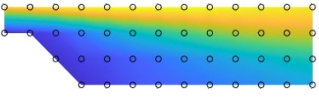
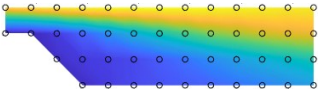

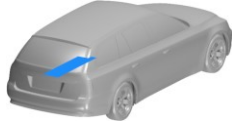
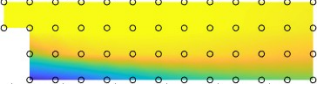
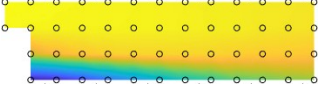


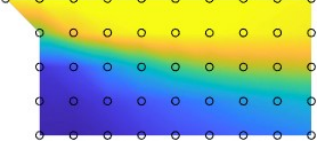
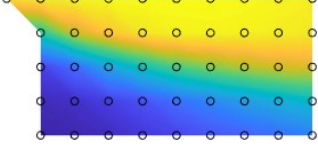


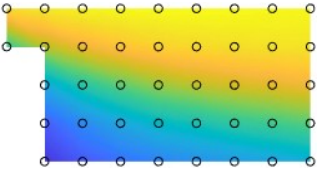
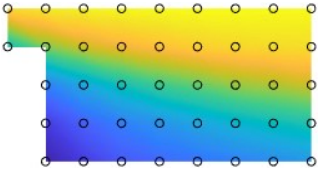

3.1.3.2 Zeitgemittelte Geschwindigkeitsverteilung

In Tabelle 2 sind die zeitgemittelten Geschwindigkeitsverteilungen in verschiedenen Ebenen hinter dem Fahrzeug für die Strömungssimulation und den Versuch im Windkanal gegenübergestellt.

Die erste Reihe der Tabelle zeigt die Geschwindigkeitsverteilung in einer yz-Ebene rechts hinter dem Fahrzeug. Diese erstreckt sich in y-Richtung von der Mitte bis über die rechte Fahrzeugseite hinweg. In den gelben Bereichen entspricht die Geschwindigkeit in etwa der Anströmgeschwindigkeit von 140 km/h. Direkt hinter dem Fahrzeug bildet sich ein Totwassergebiet aus, das durch die blauen Gebiete gekennzeichnet ist. Der grün-orange Farbverlauf zwischen diesen beiden Gebieten stellt den Übergangsbereich zwischen Totwasser und Umströmung dar, in dem sich Scherschichten ausbilden. Bei Vergleich der Darstellungen von Simulation und Versuch ist zu sehen, dass die durch die Farbverteilungen grob skizzierten Umrisse des Fahrzeughecks eine sehr gute Übereinstimmung zeigen. Generell weisen die Farbbilder kaum Unterschiede auf. Lediglich die dunkelblauen Areale im unteren Bereich weisen geringfügige Differenzen auf und erscheinen in der Darstellung des Versuchs etwas stärker ausgeprägt.

In der zweiten, dritten und vierten Reihe sind die Geschwindigkeiten in xz-Ebenen mittig und um 400 mm in y-Richtung versetzt hinter dem Fahrzeug dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass die Darstellungen von Simulation und Versuch eine sehr gute Übereinstimmung aufweisen.

Tabelle 2: Zeitgemittelte Geschwindigkeitsverteilungen in Ebenen hinter dem BMW 5er Touring (E61)
 Fahrzeugmodell für die Strömungssimulation und den Versuch im BMW Modell-Windkanal.

Ebene	Geschwindigkeit Simulation	Geschwindigkeit Versuch	Grenzwerte Farbskala
			<p>155 km/h</p>  <p>16 km/h</p>
			<p>124 km/h</p>  <p>25 km/h</p>
			<p>97 km/h</p>  <p>14 km/h</p>
			<p>143 km/h</p>  <p>14 km/h</p>
			<p>146 km/h</p>  <p>14 km/h</p>
			<p>143 km/h</p>  <p>16 km/h</p>
			<p>138 km/h</p>  <p>18 km/h</p>

Auch die drei letzten Reihen, die die Geschwindigkeitsverteilungen in yz-Ebenen auf unterschiedlichen Höhen hinter dem Fahrzeugmodell zeigen, lassen kaum Unterschiede zwischen den Ergebnissen aus Simulation und Versuch erkennen. Lediglich in der untersten Ebene (letzte Tabellenreihe), ist zu sehen, dass das Totwasser in der Simulation an dieser Stelle stärker nach innen einschnürt als im Experiment. Diese Differenz wird auf die simulative Modellierung der stromaufwärts der Ebene liegenden Räder zurückgeführt: Während im Versuch die Felgen rotieren, wurde in der Strömungssimulation die Felgendrehung lediglich mit einer Oberflächengeschwindigkeit modelliert. Dementsprechend werden bei den weiteren Simulationen dieser Arbeit drehende, nicht-rotationssymmetrische Felgen stets über eine Starrkörperbewegung abgebildet.

3.1.3.3 Verteilung des Turbulenzgrads

Der Turbulenzgrad Tu beschreibt, welchen energetischen Wert die durch Turbulenzen verursachten Geschwindigkeitsschwankungen in Bezug auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit haben, und wird für jeden Messpunkt wie folgt berechnet (Schlichting & Gersten, 2006):


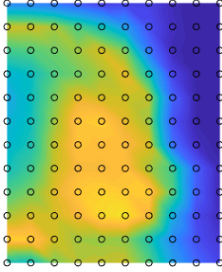
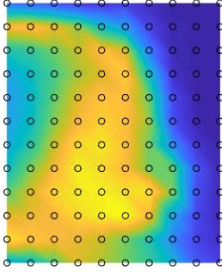


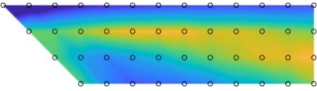
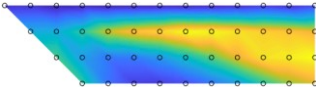


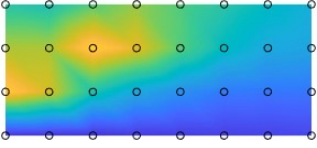
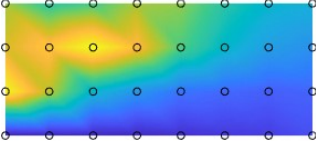


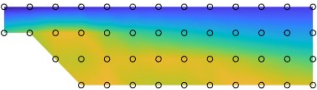
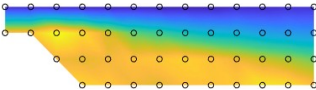

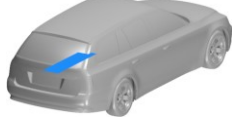
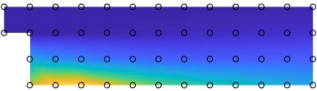
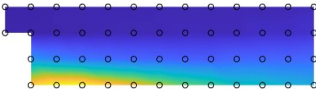


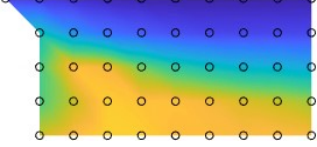
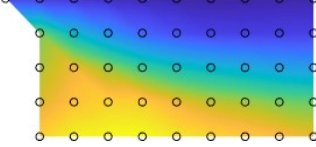


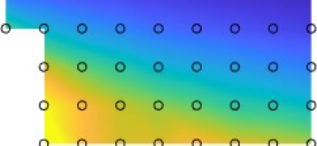
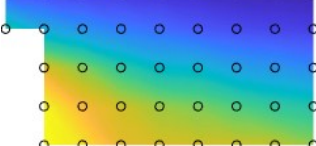

$$Tu = \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}} = \frac{\sqrt{(u - \bar{u})^2}}{\bar{u}} \quad (\text{Gl. 35})$$

Dabei wird zunächst für jeden Zeitpunkt die Geschwindigkeitsschwankung u' aus der Differenz zwischen der instantanen Geschwindigkeit u und dem zeitgemittelten Wert \bar{u} berechnet, und das Ergebnis quadriert. Anschließend wird aus diesen Werten der Mittelwert gebildet, daraus die Wurzel gezogen und zum Schluss durch die mittlere Geschwindigkeit dividiert. Prinzipiell handelt es sich hierbei um das Verhältnis zwischen der Standardabweichung und dem Mittelwert der instantanen Geschwindigkeit (Schlichting & Gersten, 2006).

Beim Vergleich der Verteilung der Turbulenzintensität in den verschiedenen Ebenen in Tabelle 3 ist allgemein eine qualitativ gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Versuch zu sehen. Im Versuch erreicht die Turbulenzintensität in den Maximalbereichen jedoch tendenziell etwas höhere Werte. Besonders in der xz-Ebene mittig hinter dem Spoiler ist ein Farbunterschied im erwarteten Bereich der Scherschicht zu sehen. Die abwandernden Wirbelstrukturen sorgen hier im Versuch für größere Geschwindigkeitsschwankungen als in der Simulation. Die endliche Größe der finiten Volumenzellen der Strömungssimulation können die Geschwindigkeitsgradienten zwischen kleinen Wirbeln nicht exakt auflösen, sodass die tatsächlich auftretenden Schwankungen gedämpft werden.

Abschließend kann zusammengefasst werden, dass die Simulation das reale Strömungsgeschehen des Vollheckfahrzeugs im Windkanal gut abbildet. Bis auf eine leicht nach innen verschobene Position (circa 30 mm) der Scherschicht im Bereich stromabwärts der Hinterräder, vermutlich bedingt durch eine fehlende Starrkörperbewegung der Felgen in der Simulation, und einem stellenweise abgeschwächten Turbulenzgrad in den Maximalbereichen (je nach Schnittebene und Messpunkt in etwa 5 – 15 %) sind kaum Differenzen zwischen den Ergebnissen der Simulation und dem Versuch zu erkennen.

Tabelle 3: Verteilung des Turbulenzgrads in verschiedenen Ebenen hinter dem BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodell für die Strömungssimulation und den Versuch im BMW Modell-Windkanal.

Ebene	Turbulenzgrad Simulation	Turbulenzgrad Versuch	Grenzwerte Farbskala
			<p>0,57</p>  <p>0,01</p>
			<p>0,50</p>  <p>0,20</p>
			<p>0,54</p>  <p>0,18</p>
			<p>0,54</p>  <p>0,06</p>
			<p>0,54</p>  <p>0,02</p>
			<p>0,53</p>  <p>0,03</p>
			<p>0,46</p>  <p>0,04</p>

3.2 Vollheckkörper mit zunehmender Komplexität

Die instationäre Umströmung eines realitätsnahen Fahrzeugs ist aufgrund der detaillierten Geometrie, inklusive zerklüftetem Unterboden und durchströmtem Motorraum, der rotierenden Räder und des bewegten Bodens äußerst komplex. Aus diesem Grund werden die Strömungsanalysen zunächst nur für sehr einfache generische Körper durchgeführt. Zu einem einfachen Grundkörper werden Schritt für Schritt mehr Details hinzugefügt und dieser so immer weiter einem realen Fahrzeug angenähert. Für jeden dieser Vollheckfahrzeugkörper wird eine instationäre Strömungssimulation und -analyse durchgeführt.

3.2.1 Geometrien

Für die Untersuchungen wird ein leicht abgewandeltes Modell des derzeit aktuellen BMW X5 (Typ G05) ausgewählt, der seit November 2018 produziert wird. Hierbei handelt es sich um die vierte Generation des SUV (Sports Utility Vehicle). Das SUV verfügt über eine aktive Luftklappensteuerung (LKS), die je nach Fahrtgeschwindigkeit (und Kühlbedarf) die frontseitigen Kühllufteinlässe (Nieren) öffnen oder schließen kann.

Die Abmessungen des virtuellen Modells des Fahrzeugs sind nachfolgend aufgelistet:

- Länge: 4933 mm
- Breite: 2211 mm (mit Seitenspiegel), 2003 mm (ohne Seitenspiegel)
- Höhe: 1768 mm
- Radstand: 2975 mm
- Bodenfreiheit: 193 mm (bis Unterboden, ohne Bremscheiben etc.)

Abbildung 9 zeigt die von diesem Fahrzeug abgeleiteten Vollheckfahrzeugkörper, die in ihren Grundmessungen (Höhe, Breite, Länge) den Maßen des BMW X5 entsprechen.

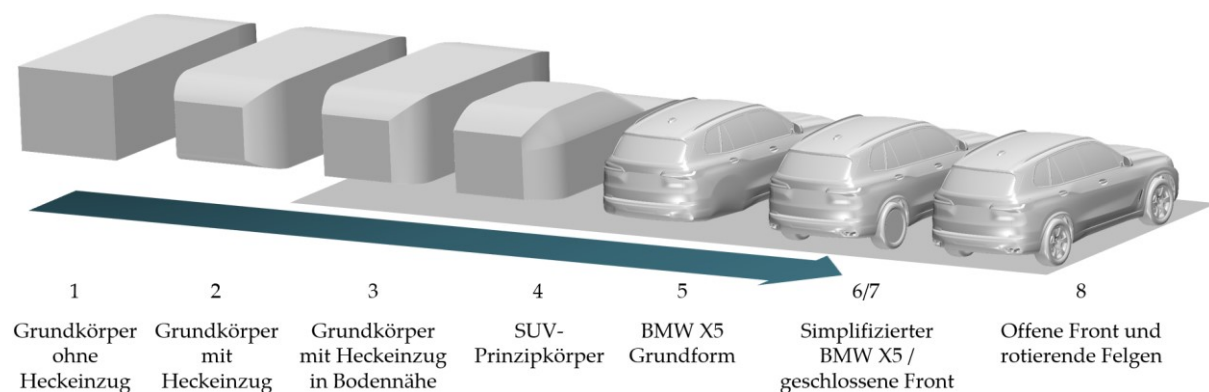


Abbildung 9: Vollheckfahrzeugkörper zunehmender Komplexität auf Basis des BMW X5 (G05) für die Durchführung und Analyse instationärer Strömungssimulationen.

Der erste Körper ist ein freischwebender Quader ohne Bodennähe mit abgerundeter Front, die sich in x-Richtung über die ersten 900 mm erstreckt. Die konvex gekrümmten Flächen der Front schließen hierbei tangential an die vertikale Frontfläche, die Seitenwände und die Ober- und Unterseite des Körpers an. An der Hinterseite verfügt der Körper über definierte Abrisskanten.

Bei dem zweiten Vollheckfahrzeugkörper kommt zu der abgerundeten Front des ersten Körpers ein 900 mm langer Heckenzug hinzu, durch den die vertikale Heckbasisfläche in horizontaler und vertikaler Richtung verkleinert wird. Die gekrümmten Flächen des Heckenzugs schließen auch hier tangential an die Seitenwände und die Ober- und Unterseite des Körpers an. Der Übergang zur Heckfläche ist jedoch nicht tangential ausgeführt, sodass eine definierte Abrisskante erhalten bleibt.

Der dritte Körper entspricht im Wesentlichen der Geometrie des zweiten. Lediglich die Unterseite der Heckpartie ist weniger stark noch oben gekrümmt, wodurch auch die vertikale Heckfläche etwas größer wird. Für die Strömungssimulation wird zusätzlich ein bewegter Boden hinzugefügt. Der Boden ist in z-Richtung entsprechend der Bodenfreiheit des BMW X5 positioniert und wird für alle folgenden Vollheckfahrzeugkörper verwendet.

Mit dem vierten Körper, der weiterhin als SUV-Prinzipkörper bezeichnet wird, wird das Modell von einem Quader zu einer fahrzeugähnlichen Form überführt. Die Frontpartie des SUV-Prinzipkörpers entspricht in seinen Abmessungen in etwa dem Frontbereich des BMW X5 und verfügt über eine generische Fronthaube und Frontscheibe. Auch hier sind die Übergänge von der vertikalen Frontfläche zu den umliegenden Flächen tangential ausgeführt, um vorzeitigen Strömungsabriss zu vermeiden. Der Übergang von Fronthaube zur Frontscheibe, auch Windlauf genannt, ist wie bei realen Fahrzeugen kantig ausgeführt. Dahingegen ist die Frontscheibe mit den Seitenscheiben und der Dachfläche tangential verbunden. Ähnlich wie beim BMW X5 stehen die Seitenscheiben nicht vertikal, sondern sind leicht nach innen geneigt. Die vertikale Heckbasisfläche unterscheidet sich nicht von den vorherigen zwei Körpern und auch die umlaufende Abrisskante bleibt erhalten.

Der fünfte Körper entspricht in seiner Grundform und den meisten Oberflächendetails bereits dem BMW X5. Jedoch verfügt er über eine komplett geschlossene Front, einen glatten, geschlossenen Unterboden und geschlossene Radhäuser ohne Räder. Um den Einfluss der Seitenspiegel zu bewerten, wird für diesen Körper eine Variante mit und ohne Spiegel erstellt.

Bei dem sechsten Körper, auf den weiterhin als „simplifizierter BMW X5“ verwiesen wird, sind bereits geschlossene Räder und Radhäuser enthalten, der Unterboden ist jedoch weiterhin glatt ausgeführt.

Dies ändert sich mit dem siebten Körper, der über einen detaillierten Unterboden und Motorraum verfügt. Die Front des Fahrzeugs ist hierbei jedoch immer noch geschlossen.

In einem letzten Schritt wird dieses Modell anstelle der geschlossenen Radflächen mit rotierenden Felgen ausgestattet und die Front des Fahrzeugs geöffnet (siehe auch Abbildung 13). Damit stellt das Fahrzeugmodell einen detail- und realitätsgetreuen BMW X5 dar, weist jedoch leichte Abweichungen im Vergleich zum realen Serienfahrzeug auf.

Die Stirnflächen aller Körper sind nachfolgend aufgelistet:

- Grundkörper ohne Heckenzug: $2,884 \text{ m}^2$
- Grundkörper mit Heckenzug: $2,884 \text{ m}^2$
- Grundkörper mit Heckenzug in Bodennähe: $2,884 \text{ m}^2$
- SUV-Prinzipkörper: $2,783 \text{ m}^2$

- BMW X5 Grundform ohne Seitenspiegel: $2,708 \text{ m}^2$
- BMW X5 Grundform mit Seitenspiegel: $2,772 \text{ m}^2$
- BMW X5 Grundform mit Rädern: $2,922 \text{ m}^2$
- BMW X5 mit geschlossener Front: $2,937 \text{ m}^2$
- BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen: $2,937 \text{ m}^2$

3.2.2 Diskretisierung

Die zeitliche und räumliche Diskretisierung sowie die verwendete Simulationsmethode entsprechen den bereits in Kapitel 2.1.2.3 geschilderten Veröffentlichungen zur Simulation der Fahrzeugumströmung mittels IDDES (Demel, 2017; Jungmann, 2020). Die Fahrzeugkörper werden in einem großen quaderförmigen Rechenraum, dem virtuellen Windkanal, positioniert und so ausgerichtet, dass sich die Höhe des Körpers in z -Richtung und die Länge des Körpers in x -Richtung erstreckt, wobei die Front in negative x -Richtung zeigt. Hierbei wird auf ausreichend großen Abstand der umgebenden Wände und der Decke zum Fahrzeugmodell geachtet, sodass diese die Umströmung des Körpers idealerweise nicht beeinflussen. Der Abstand zwischen dem Körper und der Ein- beziehungsweise Auslassfläche des Windkanals beträgt mindestens 10 Fahrzeuglängen. Die Wand vor dem Körper wird als Geschwindigkeitseinlass (Velocity-Inlet) und die Fläche stromabwärts des Modells als Druckauslass (Pressure-Outlet) definiert. Durch die Einlassfläche strömt Luft in Normalenrichtung (x -Richtung) mit einer Anströmgeschwindigkeit von 140 km/h in den Rechenraum ein. Diese Geschwindigkeit wurde ausgewählt, da sie in der Automobilentwicklung üblicherweise für die Bestimmung des für ein Fahrzeug angegebenen Luftwiderstandskoeffizienten c_x verwendet wird. Außerdem handelt es sich hierbei um eine übliche Fahrtgeschwindigkeit auf deutschen Autobahnen. Die Seitenwände und die obere Fläche des virtuellen Windkanals werden als Symmetrieebenen definiert. Die Unterseite des quaderförmigen Rechenraums wird, je nachdem ob ein Körper freischwebend oder mit bewegtem Boden simuliert wird, ebenfalls als Symmetrieebene, oder als reibungsbehaftete Wand mit einer tangentialen, der Anströmung entsprechenden Geschwindigkeit, definiert.

Für eine möglichst realitätsnahe Simulation des Strömungsgeschehens bedarf es einer adäquaten Diskretisierung des Lösungsraums. Dabei muss vor allem in Bereichen großer Geschwindigkeits- oder Druckgradienten auf eine ausreichend feine Vernetzung geachtet werden. Nahe der reibungsbehafteten Wänden bildet sich ein Grenzschichtprofil aus, das mit Hilfe von Wandschichten diskretisiert wird. Aber auch in größerer Entfernung der Wand treten Geschwindigkeitsgradienten auf, bedingt durch die Luftverdrängung des umströmten Körpers oder Luftverwirbelungen in den Scherschichten. Um den Rechenaufwand möglichst gering zu halten, wird in Bereichen mit niedrigen Gradienten eine gröbere Vernetzung gewählt. Um die Größe des Gitters in bestimmten Bereichen zu steuern, werden Kontrollboxen, beziehungsweise skalierte Varianten des simulierten Vollheckfahrzeugkörpers verwendet, so genannte VR-Regionen (Volumetric Refinement). Diese fahrzeugnäheren Kontrollvolumen sind nach hinten, also in positive x -Richtung, ausgedehnt, damit insbesondere das Totwassergebiet der Körper akkurat aufgelöst werden kann. Für das Volumen innerhalb dieser Bereiche kann eine definierte Zellgröße festgelegt werden. Abbildung 10 und Abbildung 11 zeigen am Beispiel des BMW X5, wie die Netzfeinheit innerhalb der insgesamt acht VR-Regionen variiert.

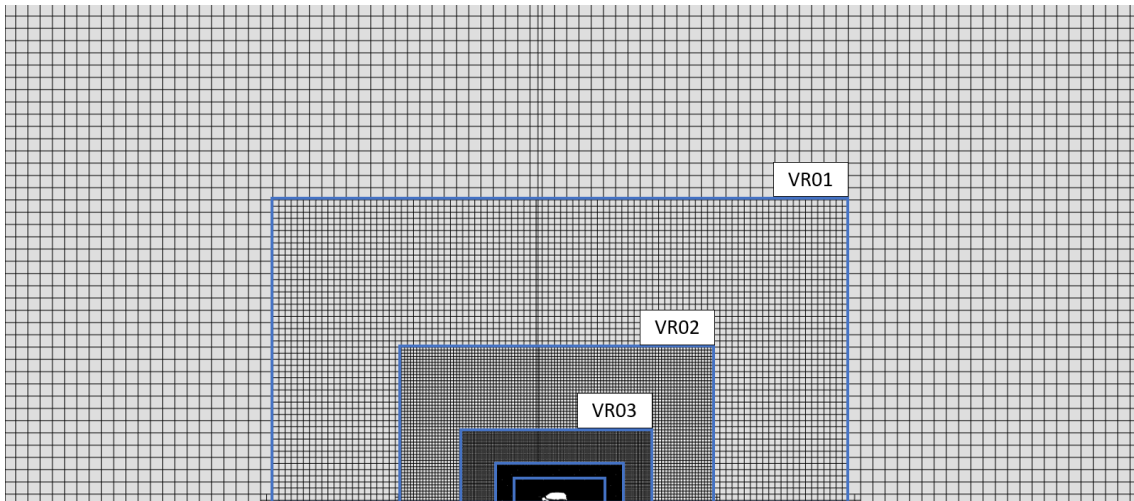


Abbildung 10: Vernetzung des Rechenraums der Vollheckkörper am Beispiel des BMW X5 (G05) mit quaderförmigen VR-Regionen für die Strömungssimulation.

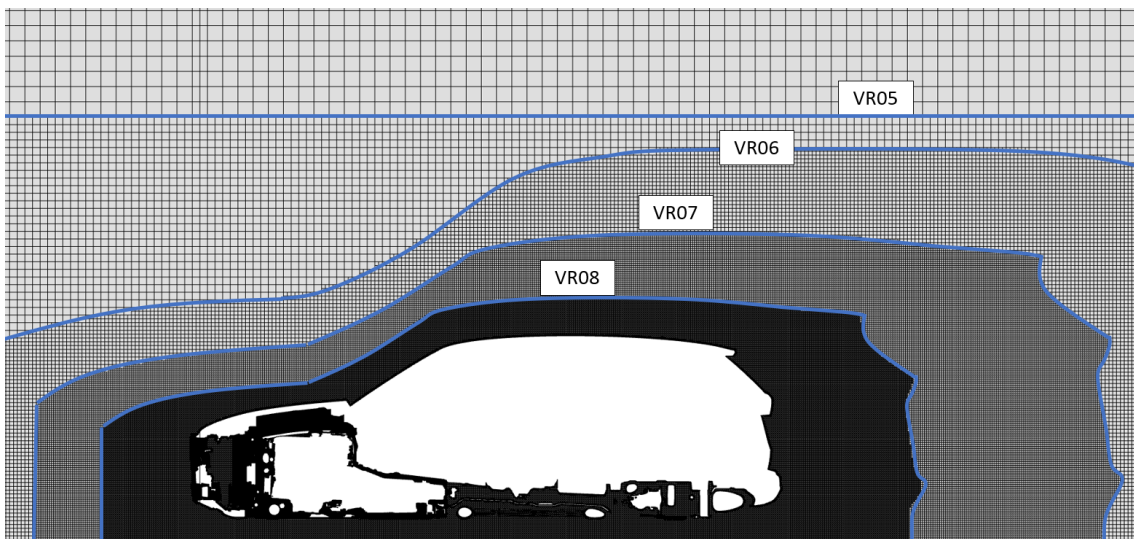


Abbildung 11: Vernetzung des Rechenraums der Vollheckkörper am Beispiel des BMW X5 (G05) in Fahrzeugnähe mit kontourähnlichen VR-Regionen für die Strömungssimulation.

In der körpfernächsten Region finden sich die mit 8 mm Kantenlänge kleinsten Volumenzellen außerhalb des Fahrzeugs. Nach außen gehend verdoppelt sich das Seitenmaß der Zellen von einer VR-Region zur nächsten. Das dadurch generierte Netz sorgt in Körpfernähe für eine ausreichend feine Auflösung, spart jedoch fern des Körpers Zellen ein und hält dadurch den Rechenaufwand möglichst gering.

Für das Volumennetz werden gleichseitige Hexaeder verwendet, die orthogonal zu den drei Koordinatenrichtungen ausgerichtet sind. Da die Eintrittsströmung und damit auch die Hauptgeschwindigkeitskomponente im gesamten Rechenraum in x -Richtung orientiert sind, verläuft die Strömung bei einer hexaedrischen Vernetzung zumeist in Richtung der Gitterlinien und weniger schräg durch die Flächen der Zellen hindurch. Im Vergleich zu unstrukturierten, polyedrischen Gittern kann dadurch eine geringere numerische Diffusion im Rechenraum erzielt werden (Ferziger & Perić, 2008).

Besondere Aufmerksamkeit gilt es außerdem der Diskretisierung der wandnahen Strömung zu schenken. Der in der Grenzschicht auftretende Geschwindigkeitsgradient bestimmt die Entwicklung der Wandschubspannung (vgl. Gleichung 12) und ist damit von großer Bedeutung bei der Berechnung des Luftwiderstands. Um die Grenzschicht adäquat aufzulösen, werden Wandschichten, auch Prismenschichten genannt, eingesetzt. Die Höhe dieser aus flachen Zellen aufgebauten Schichten nimmt mit steigendem Wandabstand zu. An der Außenhaut der Körper werden 17 Wandschichten verwendet, welche insgesamt eine Dicke von $0,017\text{ m}$ aufweisen und sich damit über die gesamte Höhe der sich ausbildenden Grenzschichten erstrecken. Die wandnächste Schicht weist eine Dicke von $0,008\text{ mm}$ auf. Hierbei handelt es sich ebenfalls um validierte Erfahrungswerte von Jungmann und Demel (Demel, 2017; Jungmann, 2020), welche jedoch auch mit Hilfe der Grenzschichtgleichungen für eine ebene Platte abgeschätzt und so überprüft wurden (White, 2003). Die Einstellungsparameter der Prismenschichten wurden so gewählt, dass der dimensionslose Wandabstand y^+ nahezu überall kleiner Eins ist (siehe Abbildung 12) und die Grenzschicht damit aufgelöst wird. In vereinzelt Bereichen kann es unter Umständen zu höheren Werten kommen. Dies ist jedoch aufgrund der Nutzung eines All- y^+ -Wandbehandlungsmodells unproblematisch ist, welches für jeden Bereich der Grenzschicht den passenden Modellansatz bereithält (siehe auch Kapitel 2.1.1.3).

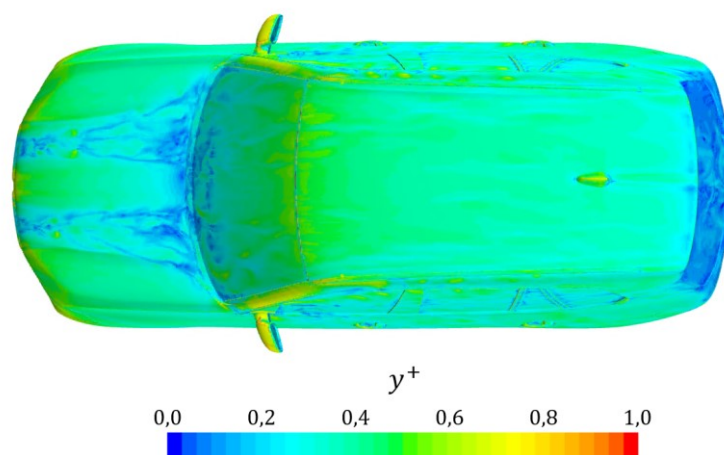


Abbildung 12: Instantane Verteilung des dimensionslosen Wandabstands y^+ auf der Fahrzeugoberfläche des BMW X5 (G05) aus einer instationären Strömungssimulation.

Für die detaillierten Modelle werden im Bereich des Unterbodens und Motorraums weniger Wandschichten verwendet, da ansonsten die Zellenanzahl aufgrund der großen Oberfläche zu stark ansteigen würde. Jedoch liegt dort die Strömung an den kleinteiligen Oberflächen meist nur über eine kurze Länge an, sodass sich ohnehin keine besonders dicke Grenzschicht ausbilden kann.

Eine Besonderheit der Vernetzung stellt die Diskretisierung des Motorraums, der durchströmten Kühler und des Lüfters dar. Innerhalb des Motorraums wird aufgrund der dort besonders detaillierten Geometrien eine Zellgröße von nur 4 mm verwendet. Die Kühler werden außerdem in eigenen, porösen Regionen, welche über Interfaces mit der großen Fahrzeugregion verbunden sind, separat vernetzt. Auch in den Kühlerregionen wird ein Hexadernetz für die

Diskretisierung verwendet, jedoch ist dieses nicht längs der drei globalen Koordinatenrichtungen, sondern entsprechend der Durchströmungsrichtung des Kühlers ausgerichtet, um numerische Diffusion zu minimieren. Hierfür wird für jeden Kühler ein eigenes lokales Koordinatensystem erzeugt, dessen x -Achse in die Durchströmungsrichtung des Kühlers zeigt. Der Rotor des Lüfters wird ebenfalls in einer separaten Region vernetzt, die über Interfaces mit der Fahrzeugregion gekoppelt ist. Aufgrund der geschwungenen Form der Rotorflügel und der damit verbundenen Änderung der Strömungsrichtung werden in dieser Region polyedrische Zellen verwendet (siehe Abbildung 13).

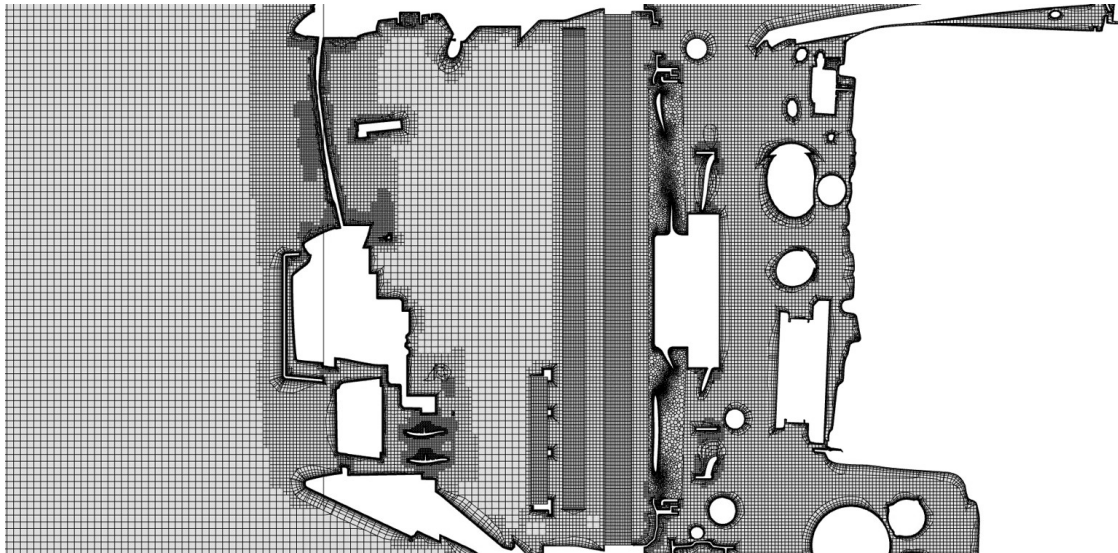


Abbildung 13: Vernetzung der Kühler- und Motorraum-Region des BMW X5 (G05) für die Simulation.

Bei dem realitätsgetreuesten Modell des BMW X5 werden die Räder nicht mit verschlossenen Raddeckeln, sondern mit rotierenden Felgen versehen. Diese werden in der instationären Simulation über eine Starrkörperbewegung stückweise von Zeitschritt zu Zeitschritt gedreht. Um dies zu ermöglichen, müssen auch die Felgen in jeweils separaten Regionen platziert werden, die über Interfaces mit der großen Fahrzeugregion gekoppelt sind. Da die Richtung der Anströmung aufgrund der Rotation variiert, wird für die Felgenregionen ebenfalls eine Vernetzung mittels Polyedern durchgeführt. Um die Rotationsachse der Felgen definieren zu können, wird für jede Felgenregion ein eigenes Koordinatensystem erzeugt, dessen z -Achse der Rotationsachse der Felge entspricht.

Das finale Volumennetz besteht bei dem einfachsten Körper aus insgesamt circa 47 Millionen und beim realitätsgetreuesten Modell des BMW X5 aus 189 Millionen Zellen. Die Oberflächennetze der Modelle haben 2 Millionen beziehungsweise 11 Millionen Elemente.

3.3 Teilmodell für Parameterstudien zur aktiven Strömungsbeeinflussung

Vor der Simulation mehrerer bistabiler fluidischer Aktuatoren an einem Vollheckfahrzeugkörper müssen zunächst eine adäquate räumliche Auflösung des Wirkungsbereichs der

Aktuatoren und eine passende zeitliche Diskretisierung ermittelt werden, mit der die entstehenden Wirbelstrukturen in annehmbar guter Auflösung bei möglichst geringem Rechenaufwand abgebildet werden können. Außerdem gilt es den Einfluss verschiedener Auslegungsparameter auf die Wirksamkeit der Aktuatoren zur Grenzschichtbeeinflussung zu analysieren, um letztendlich die effektivste und energieeffizienteste Konfiguration der Aktuatorik zu bestimmen. Für diese Vorabuntersuchungen wird ein Teilmodell mit stark verkleinertem Rechenraum verwendet, um den Rechenaufwand für die Vielzahl an durchzuführenden Simulationen möglichst gering zu halten.

3.3.1 Geometrien

Für das Teilmodell wird ein in y -Richtung etwa 1 m schmaler, mittiger Ausschnitt des Rechenraums des Grundkörpers mit Heckenzug genutzt, welcher wiederum auf halber Höhe des Körpers (in z -Richtung) abgeschnitten und so halbiert wird. Die so entstehenden unteren Flächen des Rechenraums vor und hinter dem Körper werden, ebenso wie die Seitenwände, mit einer Symmetrierandbedingung versehen (siehe Abbildung 14, blaue Flächen). Das resultierende Teilmodell entspricht aufgrund seiner Konstanz in y -Richtung einer quasi-zweidimensionalen Geometrie. Die Anströmgeschwindigkeit u_∞ am Velocity-Inlet wird analog zu den Simulationen der Vollheckfahrzeugkörper auf 140 km/h gesetzt.

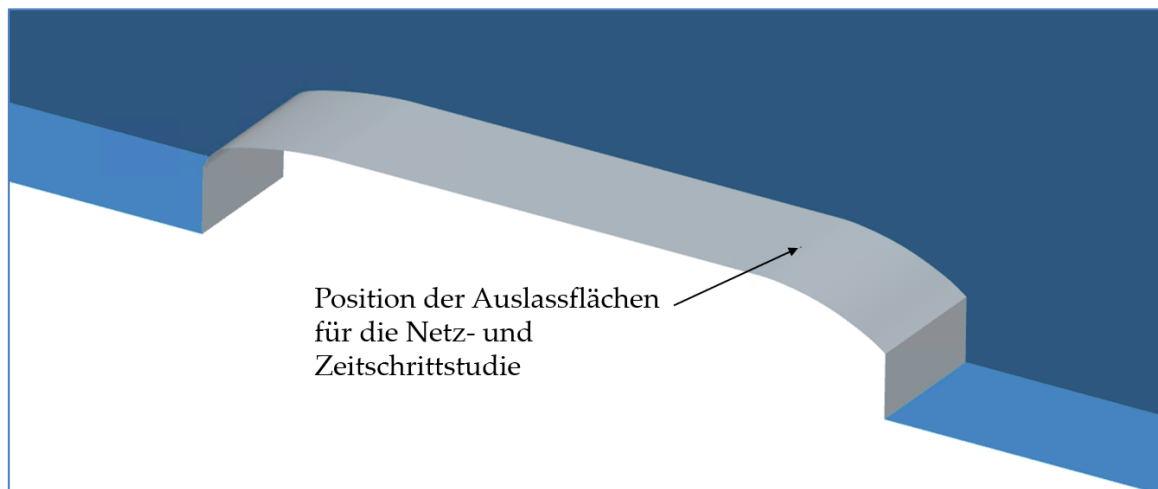


Abbildung 14: Blick in das Teilmodell des Grundkörpers mit Heckenzug mit einem einzelnen Aktuator für die numerischen Parameterstudien zur aktiven Strömungsbeeinflussung.

Zur Darstellung der Funktionsweise bistabiler fluidischer Aktuatoren sind je nach Konfiguration des Teilmodells paarweise kleine quadratische Flächen in die hintere gekrümmte Oberseite des Körpers integriert. Diese zwei jeweils $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ großen Flächen sollen die Auslässe eines in den Körper verbauten bistabilen fluidischen Aktuators darstellen und sind in y -Richtung nebeneinander mit einem Abstand von 2 mm positioniert. Im Vergleich zu einem kreisförmigen Austrittsquerschnitt kann mit einem rechteckigen Querschnitt ein Längswirbel mit höherer Wirbelstärke erzeugt werden, bei gleichem hydraulischem Durchmesser (Zhang, 2000). Für die Netz- und Zeitschrittstudie wird nur ein einzelnes Paar dieser Auslassflächen auf der Oberseite des Körpers positioniert, und zwar in y -Richtung mittig an

der Trennlinie zwischen der mittleren planaren und der hinteren gekrümmten Fläche (siehe Abbildung 14). Für die Parameterstudien zur Untersuchung ganzer Aktuatoren-Reihen (Kapitel 5.1.1.3) werden fünf Reihen von jeweils 31 Auslasspaaren eben in die hintere gekrümmte Fläche integriert (siehe Abbildung 15). Der Abstand zwischen den Auslasspaaren beträgt hierbei $25,5\text{ mm}$ in y -Richtung und $149,5\text{ mm}$ in x -Richtung.

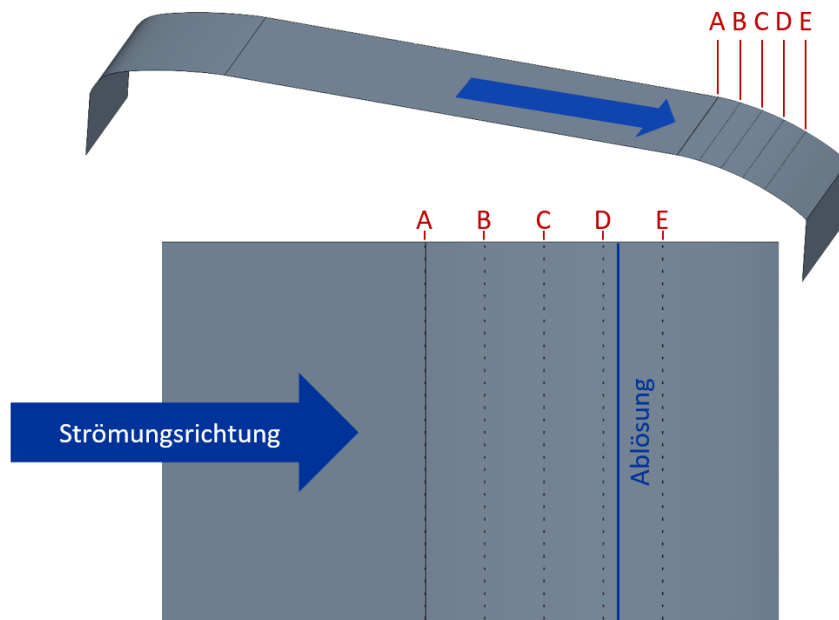


Abbildung 15: Position der Aktuatoren-Reihen des Teilmodells des Grundkörpers mit Heckeinzug für die numerischen Parameterstudien zur aktiven Strömungsbeeinflussung.

3.3.2 Diskretisierung

Die Vernetzung des Rechenraums des Teilmodells deckt sich im Wesentlichen mit der räumlichen Diskretisierung der Vollheckfahrzeugkörper. So werden die Kontrollvolumina und zugehörigen Zellgrößen für die schrittweise Verfeinerung des Netzes zur Körperoberfläche hin sowie die Einstellungen für die Prismenschichten übernommen. Ausgenommen hiervon sind jedoch die Wirkbereiche der Aktuatoren-Auslässe. Das Volumen in unmittelbarer Nähe der Auslassflächen, fortan „Auslassbereich“ genannt, wird hierbei mit einer kleinen Kontrollbox mit den Abmessungen $6\text{ mm} \times 14\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ ($x \times y \times z$) am feinsten vernetzt. In diesem Bereich soll sich der austretende Strahl zunächst möglichst akkurat ausbilden können. Der Bereich stromabwärts der Auslassflächen, in dem der Strahl zur Entwicklung eines Längswirbel führen soll, ist mit Hilfe eines weiteren Kontrollvolumens, fortan „Vortexbereich“ genannt, mit Zellen der doppelten Kantenlänge aufgelöst. Die Ausdehnung des Vortexbereichs ist dabei so gewählt, dass er die entstehenden Längswirbel über deren gesamte Länge, Breite und Höhe umfasst. Im Vortexbereich werden all jene wandfernen Prismenschichten entfernt, deren Dicke größer ist als die Zellgröße der hexaedrischen Zellen im Vortexbereich. So wird sichergestellt, dass die Zellgröße mit zunehmendem Wandabstand kontinuierlich ansteigt und keine abrupten Größensprünge beim Übergang von den Wandschichten zu den hexaedrischen Zellen auftreten. Direkt an den Auslassflächen werden keine Prismenschichten benötigt, sodass die Wandschichten hier deaktiviert werden. Abbildung 16 zeigt in einer xz -Ebene beispielhaft die Vernetzung im Bereich einer Auslassfläche.

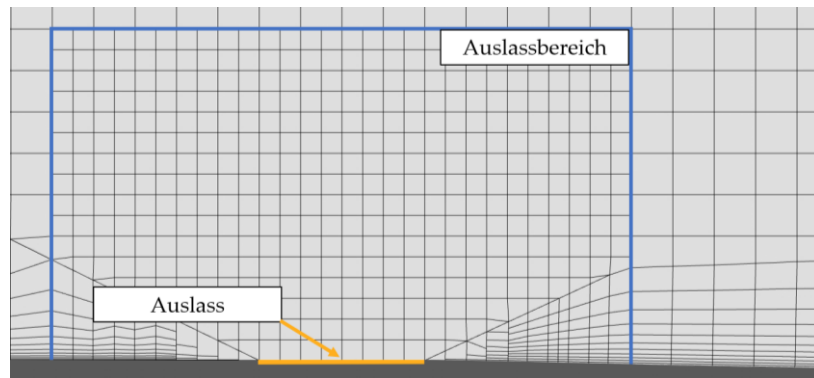


Abbildung 16: Hexaedrische Vernetzung und Wandschichten im Bereich eines Auslasses des Teilmodells für die numerischen Parameterstudien zur aktiven Strömungsbeeinflussung.

Um geeignete Zellgrößen für den Auslass- und Vortexbereich zu bestimmen, werden eine Reihe von Simulationen mit einem einzelnen Auslasspaar durchgeführt (vgl. Abbildung 14). Hierbei werden die räumliche Diskretisierung in den beiden auslassnahen Kontrollvolumen sowie die zeitliche Diskretisierung variiert. Aus dieser Netz- und Zeitschrittstudie, die im Detail in Anhang B beschrieben ist, geht hervor, dass eine Vernetzung des Auslassbereichs mit $0,25\text{ mm}$ und des Vortexbereichs mit $0,50\text{ mm}$ sowie ein Zeitschritt von $0,05\text{ ms}$ eine angemessene Auflösung der Längswirbel bei akzeptabler Rechendauer erzielt. Um Zellen einzusparen, wird das Kontrollvolumen des Vortexbereichs stets so angepasst, dass es nur die Wirkbereiche der Aktuatoren und der entstehenden Längswirbel umfasst. Wird bei einer Simulation beispielsweise ausschließlich die Aktuatoren-Reihe D oder E (siehe Abbildung 15) betrieben, bedarf der Bereich stromaufwärts dieser Reihe keiner feineren Vernetzung.

3.4 Modelle zur Anwendung aktiver Strömungsbeeinflussung

Im Anschluss an die Voruntersuchungen zur Diskretisierung (Anhang B) und energieeffizienten Konfiguration bistabiler fluidischer Aktuatoren an dem Teilmodell (Kapitel 5.1.1), werden Aktuatoren mit den ermittelten Einstellungen sowohl am SUV-Prinzipkörper (Kapitel 5.1.2) als auch am simplifizierten BMW X5 (Kapitel 5.1.3) zum Einsatz gebracht.

3.4.1 Geometrien

Für die Untersuchungen an den Fahrzeugkörpern werden Aktuatoren-Reihen an den Bereichen eingesetzt, bei denen für den Luftwiderstand relevante instationäre Strömungsphänomene auftreten. Diese Bereiche werden anhand zuvor durchgeführter Simulationen der Körper ohne Strömungsbeeinflussung bestimmt (Kapitel 4.2). Beim SUV-Prinzipkörper werden jeweils vier äquidistant verteilte Auslassreihen im hinteren Bereich der beiden Seitenflächen angebracht, wie in Abbildung 17 dargestellt. Die Auslassflächen sind hierbei eben in die Geometrie des Körpers eingefügt, sodass der Oberflächenverlauf des SUV-Prinzipkörpers nicht verändert wird. Der Abstand zwischen den Auslasspaaren beträgt $25,5\text{ mm}$ und entspricht der am besten abgeschnittenen Konfiguration der Parameterstudie aus Kapitel 5.1.1.2.

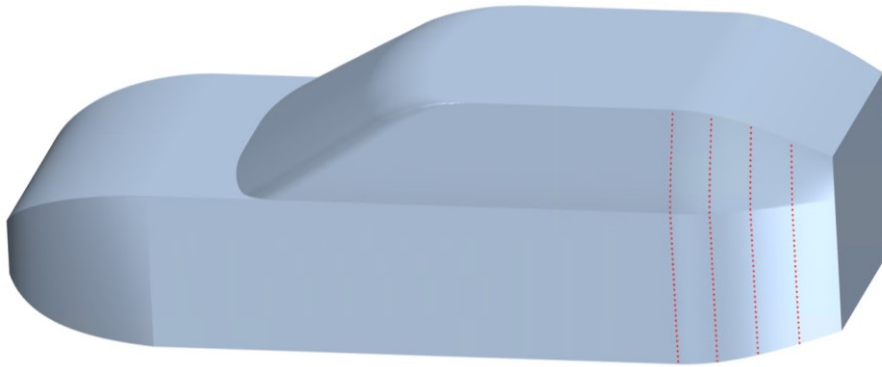


Abbildung 17: SUV-Prinzipkörper mit Aktuatoren-Reihen für die Strömungssimulation.

Der simplifizierte BMW X5 wird mit insgesamt vier Aktuatoren-Reihen ausgestattet (siehe Abbildung 18). Zwei dieser Reihen sind stromabwärts der Hinterräder bogenförmig an den Radhauskanten angeordnet. Die anderen beiden Reihen werden im Unterboden des hinteren Fahrzeugbereichs verbaut. So können auf der Unterseite zwei unterschiedliche Positionen der Reihen untersucht werden. Die Abstände zwischen den Auslasspaaren sind hier ebenfalls identisch mit der am effizientesten abschneidenden Konfiguration der durchgeführten Parameterstudie (Kapitel 5.1.1.2).

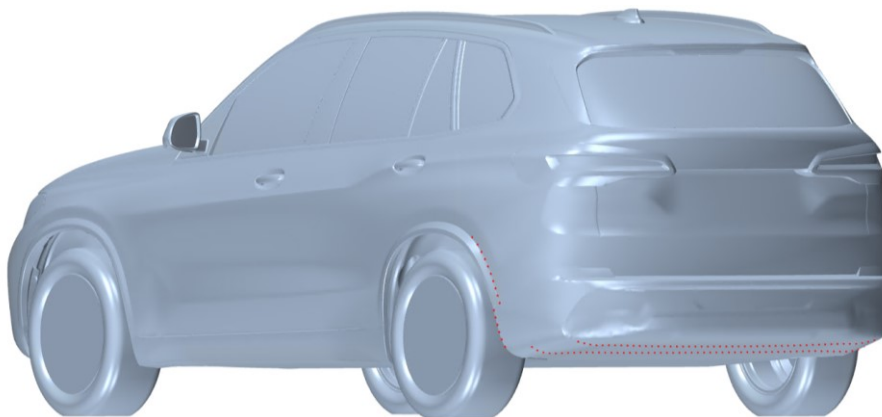


Abbildung 18: Simplifizierter BMW X5 mit Aktuatoren-Reihen für die Strömungssimulation.

3.4.2 Diskretisierung

Die Vernetzung der beiden Fahrzeugkörper entspricht im Wesentlichen den Simulationen der Körper mit unbeeinflusster Strömung (vgl. Kapitel 3.2.2). Nur direkt an und stromabwärts der Aktuatorik wird die Vernetzung des Auslass- und Vortexbereichs analog zu den Ergebnissen aus der Netzstudie (Anhang B) verfeinert. Die Breite und Höhe der Vortexbereichs ist auch hier wieder so gewählt, dass stets der gesamte Wirkbereich der Aktuatoren umfasst wird. Insgesamt beträgt die Zellenanzahl für den SUV-Prinzipkörper circa 102 Millionen und für den simplifizierten BMW X5 in etwa 121 Millionen. Die Oberfläche der Modelle ist mit 1 Millionen beziehungsweise mit 2 Millionen Elementen vernetzt. Der verwendete Zeitschritt von $0,2 \text{ ms}$ hat sich in weiteren Vergleichssimulationen als ausreichend klein erwiesen, um den widerstandsmindernden Effekt der Aktuatorik an Vollheckkörpern angemessen abzubilden.

4 Räumliche und zeitliche Analyse der Strömung

Im Grundlagenteil dieser Arbeit wurden einige bereits durchgeführte wissenschaftliche Untersuchungen zur Anwendung aktiver Strömungskontrolle an diversen Körpern vorgestellt. Dabei hat sich jedoch gezeigt, dass insbesondere bei realen oder realitätsnahen Vollheckfahrzeugen der Einsatz von AFC zur Reduzierung des Luftwiderstands bisher von wenig Erfolg geprägt ist und die für eine deutliche Widerstandsreduktion zu beeinflussenden Strömungsmechanismen nicht bekannt sind. Dies liegt unter anderem daran, dass oft zwar das zeitgemittelte Strömungsfeld, nicht jedoch die zeitveränderlichen Strömungsphänomene und deren genaue zeitliche und räumliche Ausprägung bekannt sind. Dabei könnten insbesondere instationäre Effekte der Strömungsablösung oder zeitveränderliche Vorgänge im Totwasser Anhaltspunkte für eine effektive und effiziente Konfiguration eines AFC-Systems liefern.

Um derartige Phänomene für die in Kapitel 3.2 vorgestellten Vollheckkörper aufspüren zu können, wird in dem ersten Abschnitt des folgenden Kapitels (4.1) zunächst eine Methodik entwickelt, mit deren Hilfe eine Strömung automatisiert räumlich und zeitlich analysiert werden kann. Im zweiten Abschnitt (4.2) wird diese Methodik genutzt, um die durchgeführten instationären Strömungssimulationen der Vollheckkörper zu analysieren und hinsichtlich für den Luftwiderstand relevanter Vorgänge auszuwerten.

4.1 Auswertungsmethodik für instationäre Strömungsphänomene

Während die Umströmung von Tragflügeln vergleichsweise simple Strömungsstrukturen hervorbringt, ist das zeitveränderliche Verhalten der abgelösten Strömung im Heckbereich von Vollheckfahrzeugen in der Regel hochkomplex. Die Identifizierung einzelner Strömungsphänomene, die ein großes Potential zur Reduzierung des Luftwiderstands bei Beeinflussung aufweisen, ist nicht einfach und Trial-and-Error-Ansätze bei der Umsetzung von AFC-Systemen stellen lediglich geringe Erfolgchancen in Aussicht. Mit Hilfe von instationären Strömungssimulationen können die Werte physikalischer Größen zu jedem Zeitpunkt an jeder Stelle im Strömungsfeld bestimmt und abgespeichert werden, sodass sehr große Datenmengen zur Verfügung stehen. Werden Modalzerlegungen (beschrieben in Kapitel 2.3) für verschiedene physikalische Größen für mehrere Schnittebenen, Oberflächen oder Volumen durchgeführt, führt dies zu einer immensen Anzahl an auszuwertenden Moden. Die manuelle Revision und weiterführende Analyse der Ergebnisse wären nur unter enormem Zeitaufwand möglich.

In diesem Abschnitt wird vorgestellt wie mit Hilfe eines automatisierten Evaluationsprozesses und durch eine Sortierung der Moden hinsichtlich ihrer Relevanz und Dynamik eine schnelle und einfache Identifikation der wichtigsten Strömungsphänomene ermöglicht wird. Zunächst wird ein Überblick über verschiedene Möglichkeiten gegeben, wie die mittels Modalzerlegung berechneten Moden hinsichtlich ihres Einflusses auf den Luftwiderstand bewertet werden

können. Hierzu zählen auch die Analyse der Modendynamik und die Visualisierung der fluidmechanischen Entstehung und Wirkung der Moden im Strömungsfeld mit Hilfe gemittelter Strömungsbilder. Abschließend werden die drei Modalzerlegungsverfahren POD, SPOD und DMD hinsichtlich ihrer Eignung für die hier entwickelte Methodik verglichen und die Automatisierung des Analyseworkflows mit Hilfe der Software MATLAB dargelegt.

4.1.1 Darstellung der Moden

Die berechneten Moden werden in dieser Arbeit analog zu dem in Abbildung 19 gezeigten Schwankungsbild visualisiert. Dabei kennzeichnen die gelben und blauen Areale der berechneten Mode Bereiche, in denen die ausgewertete physikalische Größe besonders stark von der zeitlich gemittelten Verteilung dieser Größe abweicht. Bei positivem Modalkoeffizienten liegt in den gelben Bereichen eine positive und in den blauen Bereichen eine negative Abweichung vor. Zu Zeitpunkten mit negativem Modalkoeffizienten kehrt sich diese Ausprägung um. Bei den in den Schwankungsbildern dargestellten Abweichungswerten handelt es sich lediglich um Relativwerte, die selbst keinen direkten Aufschluss über physikalische Absolutwerte geben. Aus diesem Grund wird bei der Darstellung der Moden von einer bezifferten Angabe der modalen Werte abgesehen. Zur Erinnerung: Bei der Modalzerlegung wird eine physikalische Größe über eine Linearkombination von Moden und Modalkoeffizienten dargestellt (vgl. Kapitel 2.3). Dies bedeutet, dass die Werte einer Mode erst durch die Multiplikation (beziehungsweise Gewichtung) mit dem zugehörigen Modalkoeffizienten zu sinnvollen, aussagekräftigen Absolutwerten verrechnet werden. Die alleinige Angabe der Werte einer Mode würde zu falschen Rückschlüssen und Verwirrung führen.

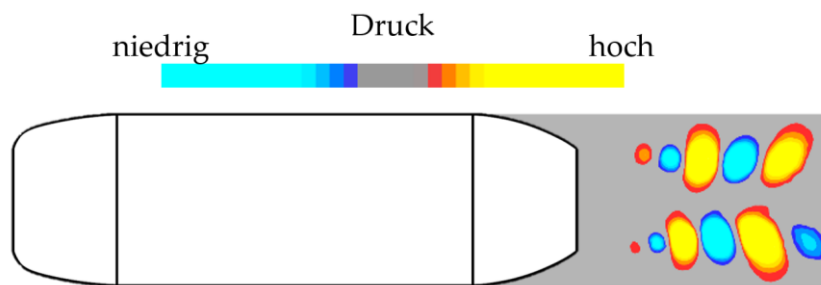


Abbildung 19: Exemplarische Darstellung einer POD-Mode des Drucks hinter einem umströmten stumpfen Körper mit Heckkeinzug.

4.1.2 Bewertung der Modenintensität

Um den Zusammenhang zwischen dem Widerstandskoeffizienten und der Modenintensität zu veranschaulichen, kann mit Hilfe des c_x -Verlaufs und des Modalkoeffizienten ein bivariates Histogramm gezeichnet werden (siehe Abbildung 20). Hierbei wird für jedes Wertepaar ein Eintrag in ein zweidimensionales Klassenfeld vorgenommen. Die Häufigkeit der Klasseinträge wird über die Farbe der Felder visualisiert. Zusätzlich kann, ähnlich wie bei einem Streudiagramm, eine Regressionsgerade aus der Verteilung der Wertepaare abgeleitet und

über das Histogramm gelegt werden (Abbildung 20, links). Neben diesem linearen kann außerdem ein quadratisches Polynom berechnet werden, welches die Verteilung der Wertepaare annähert (Abbildung 20, rechts).

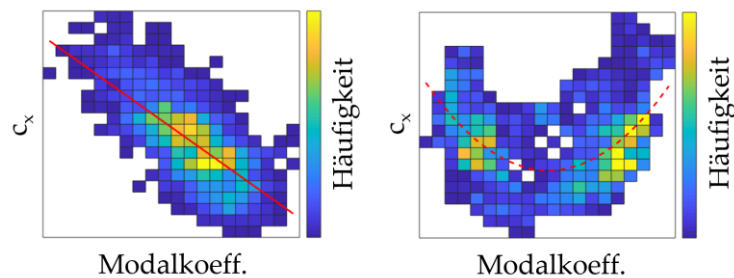


Abbildung 20: Exemplarische Darstellung bivariater Histogramme mit Regressionsgerade (links) und quadratischem Näherungspolynom (rechts).

Die Polynome erlauben nicht nur dem Betrachter eine schnelle subjektive Einschätzung der Relevanz der Mode in Bezug auf die c_x -Entwicklung vorzunehmen. Über die Koeffizienten der Näherungspolynome kann außerdem die Relation zwischen c_x -Verlauf und Mode numerisch bewertet werden. Dies ermöglicht eine automatisierte Sortierung der Moden nach Relevanz.

Es muss darauf hingewiesen werden, dass für die Bildung der Histogramme ausschließlich die zu jedem Zeitpunkt vorliegenden instantanen Werte der Verläufe herangezogen werden. Zwei identische, jedoch zeitlich deutlich zueinander verschobene Verläufe würden in einem bivariatem Histogramm keine Korrelation erkennen lassen. Um derartige zeitliche Versätze in der Bewertung berücksichtigen und in die Bewertung einbeziehen zu können, kann jedoch auf die in Kapitel 4.1.5 beschriebene Methode zurückgegriffen werden.

4.1.3 Bewertung der Modendynamik

Über das oben erläuterte bivariate Histogramm lassen sich Aussagen darüber treffen, welchen Einfluss ein positiver oder negativer Modalkoeffizient einer Mode auf den Widerstandsbeiwert hat. Jedoch erlaubt es keinerlei Schlussfolgerungen darüber, inwiefern die Dynamik der Mode mit dem c_x -Wert zusammenhängt, also, ob beispielweise eine häufige Invertierung des Modenbildes oder das Schwanken der Modenfrequenz Auswirkungen auf den Widerstandskoeffizienten haben.

Um diese und ähnliche Fragen zu klären, kann eine Nulldurchgangszählung (NDGZ) durchgeführt werden, oder die Ausprägung der energiereichsten Frequenzlinie aus einer Wavelet-Analyse herangezogen werden. Mit Hilfe dieser Verfahren wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit Analysemöglichkeiten entwickelt, die in der umfassenden automatisierten Auswertungsmethodik zum Einsatz kamen. Die Analysen der in dieser Arbeit durchgeführten Strömungssimulationen zeigten jedoch, dass die Bewertung der Modendynamik bei den hier untersuchten Strömungsfällen mit quasistationärer Anströmung keine für die Entwicklung des Luftwiderstandes relevanten Moden hervorbrachte. Zur Vollständigkeit werden diese Analysemöglichkeiten dennoch unter Anhang C aufgeführt.

4.1.4 Gemittelte Strömungsbilder

Um zu verstehen, welche Phänomene für die zeitliche Entwicklung des Widerstandskoeffizienten verantwortlich sind und, welche Phänomene durch die Moden beschrieben werden, können bedingt gemittelte (englisch: conditional averaged) Strömungsfelder verwendet werden. Hierzu werden die Schnappschüsse herangezogen, bei denen der c_x -Wert oder der Modalkoeffizient (siehe Abbildung 21) besonders hoch beziehungsweise niedrig ist.

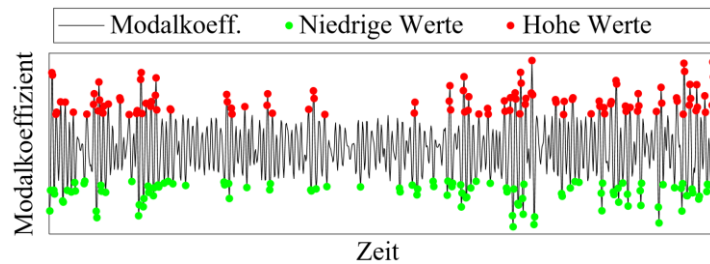


Abbildung 21: Exemplarische Darstellung niedriger und hoher Werte des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 19, deren Schnappschüsse zur Berechnung der gemittelten Strömungsfelder herangezogen werden.

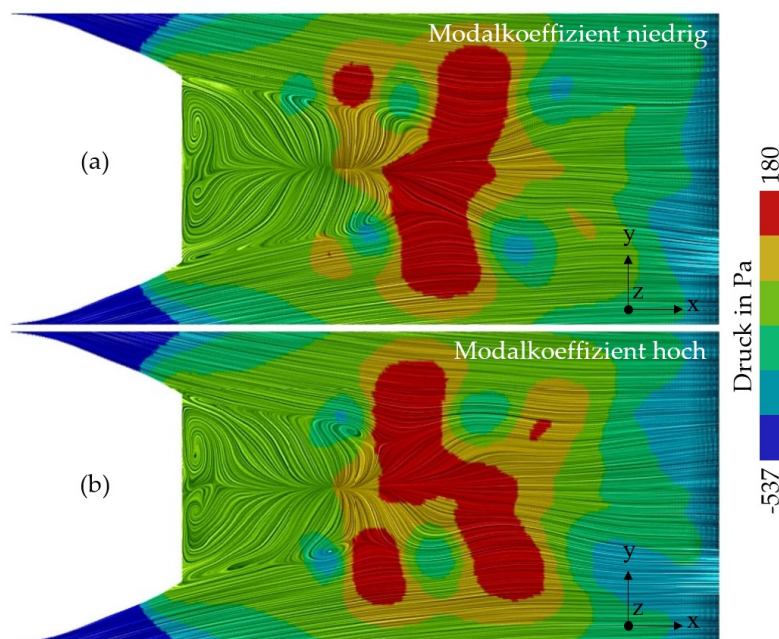


Abbildung 22: Exemplarische Darstellung des gemittelten Strömungs- und Druckfelds bei niedrigem (a) und hohem (b) Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 19, ermittelt aus den in Abbildung 21 gekennzeichneten Schnappschüssen.

Die Geschwindigkeitskomponenten an den Datenpunkten werden dann für diese Schnappschüsse gemittelt und dafür entsprechende Stromlinien berechnet. Dabei gilt es die Anzahl der in die Mittelung eingehenden Schnappschüsse zu beachten. Um ein aussagekräftiges Durchschnittsbild der Strömung zu erhalten, bedarf es einer Mindestanzahl an Schnappschüssen. Zusätzlich zu den Geschwindigkeitskomponenten können außerdem die Druckwerte an den Datenpunkten gemittelt und zusammen mit den Linien visualisiert werden. Hierdurch

kann leichter nachvollzogen werden, welchen Einfluss die durch die Kurven abgebildeten Fluidbewegungen auf die Druckentwicklung im Strömungsfeld haben. Abbildung 22 zeigt das gemittelte Strömungs- und Druckfeld für die niedrigen und hohen Werte des Koeffizienten der Mode aus Abbildung 19. Darin ist das Schwankungsbild des Drucks und die abwandernden Wirbelstrukturen, die für die Ausprägung des Druckfeldes zuständig sind, deutlich erkennbar.

Anstatt die Schnappschüsse, wie in Abbildung 22 gezeigt, für die niedrigen und hohen Werte eines Modalkoeffizienten für die Mittelung heranzuziehen, können die gemittelten Strömungsbilder auch für niedrige und hohe Werte des c_x -Verlaufs erstellt werden. Alternativ zu den Minimal- und Maximalwerten könnten auch die Momentaufnahmen beliebiger Abschnitte beziehungsweise Bereiche der Abszisse oder Ordinate verwendet werden.

4.1.5 Kreuzvergleich

Um weitere Abhängigkeiten und Relationen zwischen einzelnen Moden aufzudecken, können in Kreuzvergleichen diverse Verläufe unter Zuhilfenahme von bivariaten Histogrammen oder Streudiagrammen hinsichtlich Korrelation überprüft werden. Die Vorgehensweise für diese Kreuzvergleiche wurde zwar im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt, für die Auswertung der Strömungssimulationen jedoch aus Zeitgründen nicht zur Anwendung gebracht. Zur Vollständigkeit wird diese Analysemöglichkeit dennoch unter Anhang D aufgeführt.

4.1.6 Vergleich der Modalzerlegungsverfahren

In diesem Abschnitt werden die drei Modalzerlegungsverfahren POD, SPOD und DMD am Beispiel einfacher Vollheckkörper gegenübergestellt. Dabei werden die hier gezeigten Moden zunächst nur verwendet, um die Eigenschaften der Modalzerlegungsverfahren zu vergleichen. Eine Diskussion der strömungsmechanischen Bedeutung von Moden erfolgt an dieser Stelle jedoch nicht. Hierfür wird auf das Kapitel 4.2 verwiesen.

Für den ersten Vergleich werden für den in Abbildung 19 gezeigten umströmten Körper neben der klassischen POD und DMD zwei SPODs mit unterschiedlicher Filterbreite für das Druckfeld im Volumen hinter dem Körper durchgeführt. So wird für die erste SPOD eine Filterbreite von 2 % und bei der zweiten eine Breite von 12 % des Gesamtzeitraums verwendet. Neben der POD generieren auch die drei anderen Modalzerlegungen für das Druckfeld im Volumen hinter dem Körper Moden, die die Abwanderung von Wirbeln erfassen (analog zu Abbildung 19). Wird für die jeweils erste, energiereichste dieser Moden der vier Modalzerlegungen (POD, SPOD mit 2 % Filterbreite, SPOD mit 12 % Filterbreite, DMD) eine Frequenzanalyse des Modalkoeffizienten durchgeführt, so unterscheiden sich die Frequenzspektren der vier Koeffizienten und damit die Dynamik dieser vier Moden deutlich (siehe Abbildung 23).

Während die Dynamik der POD-Mode vollkommen unbeschränkt ist, ist bei der Nutzung der SPOD bereits bei einer Filterbreite von 2 % eine Schmälerung des Frequenzspektrums erkennbar. Bei einer erhöhten Filterbreite von 12 % ist das Spektrum der Mode bereits stark eingeschnürt. Unabhängig von der Filterbreite wird die Peakfrequenz der Mode hier jedoch beibehalten und auch die mittels DMD berechnete Mode zeigt diese Frequenz.

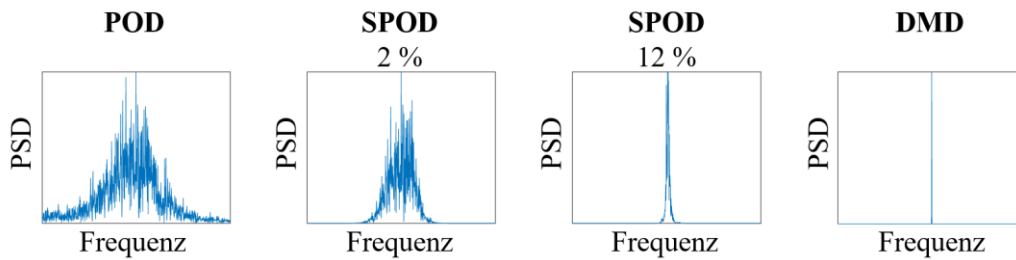


Abbildung 23: Frequenzspektren der jeweils ersten Druckmode einer POD, SPOD mit 2 % Filterbreite, SPOD mit 12 % Filterbreite und einer DMD für das Strömungsvolumen hinter dem Grundkörper mit Heckeinzug.

Je größer die Filterbreite der SPOD, desto mehr nähert sich die Frequenzverteilungen des Modalkoeffizienten denen der DMD-Moden an. Bei einer Breite von 100 % stimmen die Frequenzspektren der SPOD und der DMD überein und weisen nur eine einzige Frequenz auf. Es sei jedoch angemerkt, dass die Verläufe der Modalkoeffizienten im Gegensatz zu deren Spektren nur bedingt einander gleichen. Die Amplituden von SPOD-Moden mit 100 % Filterbreite sind zeitlich konstant, womit eine derartige Modalzerlegung eher einer DFT entspricht. Für den Fall, dass die Dämpfung gleich null ist, kann dies auch bei DMD-Moden der Fall sein, anderenfalls nimmt die Amplitude der Modalkoeffizienten jedoch kontinuierlich zu beziehungsweise ab.

Für den zweiten Vergleich werden unterschiedliche Modalzerlegungen für die Druckverteilung an der Heckfläche des einfachsten Vollheckkörpers mit abgerundeter Front und ohne Heckeinzug durchgeführt. Tritt ein Strömungsphänomen aperiodisch oder mit sich ändernder Frequenz auf (zum Beispiel eine Bistabilität des Totwassers, siehe Kapitel 2.1.3.3), kann bei der SPOD eine Beschränkung der Modendynamik dazu führen, dass das einzelne Phänomen durch mehrere Moden mit sich ähnelndem Schwankungsbild, jedoch unterschiedlichen Frequenzspektren abgebildet wird. Für die korrekte Beschreibung der Dynamik des Strömungsphänomens reicht dann eine einzelne Mode nicht mehr aus, da diese durch die Filterung nur einen bestimmten Frequenzbereich abdecken kann. Das gleiche Verhalten lässt sich besonders bei der DMD beobachten, da dort jede Mode nur eine einzige, konstante Frequenz aufweist. Abbildung 24 zeigt dieses Verhalten am Beispiel des einfachsten Vollheckkörpers mit abgerundeter Front. Gezeigt sind hier Moden für die Druckverteilung an der Heckfläche des Körpers, die aus unterschiedlichen Modalzerlegungen resultieren. Alle Moden beschreiben eine Druckdifferenz zwischen der Mitte und den lateralen Bereichen der Heckfläche, hervorgerufen durch eine aperiodische Wanderung der Rezirkulationsgebiete. Während bei der POD das Schwankungsbild nur von einer Mode beschrieben wird, wird es bei der SPOD mit zunehmender Filterbreite auf mehrere Moden verteilt. Um das zeitliche Verhalten des Strömungsphänomens zu untersuchen, müssten dann anstelle einer einzelnen Mode die Modalkoeffizienten aller Moden in die Betrachtung miteinbezogen werden. Daher wäre es deutlich schwieriger oder gar unmöglich, eine Aussage bezüglich des Einflusses des Strömungsphänomens auf die Entwicklung des Widerstandsbeiwerts zu treffen.

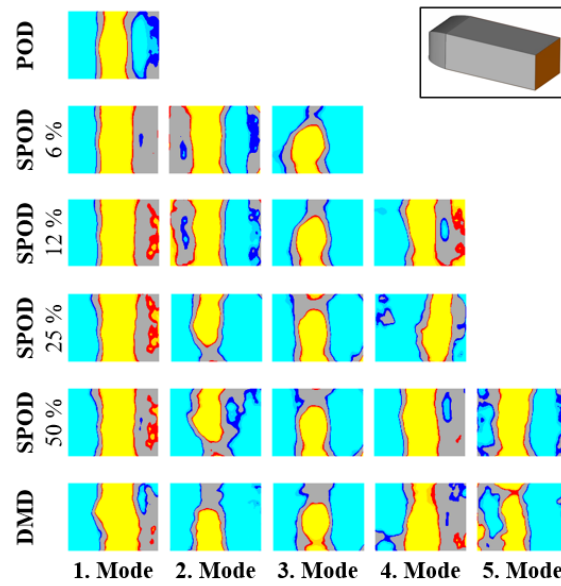


Abbildung 24: Moden zur Beschreibung der Druckdifferenz zwischen der Mitte und den lateralen Bereichen der Heckfläche des Vollheckkörpers mit abgerundeter Front ohne Heckeneinzug für unterschiedliche Modalzerlegungsverfahren.

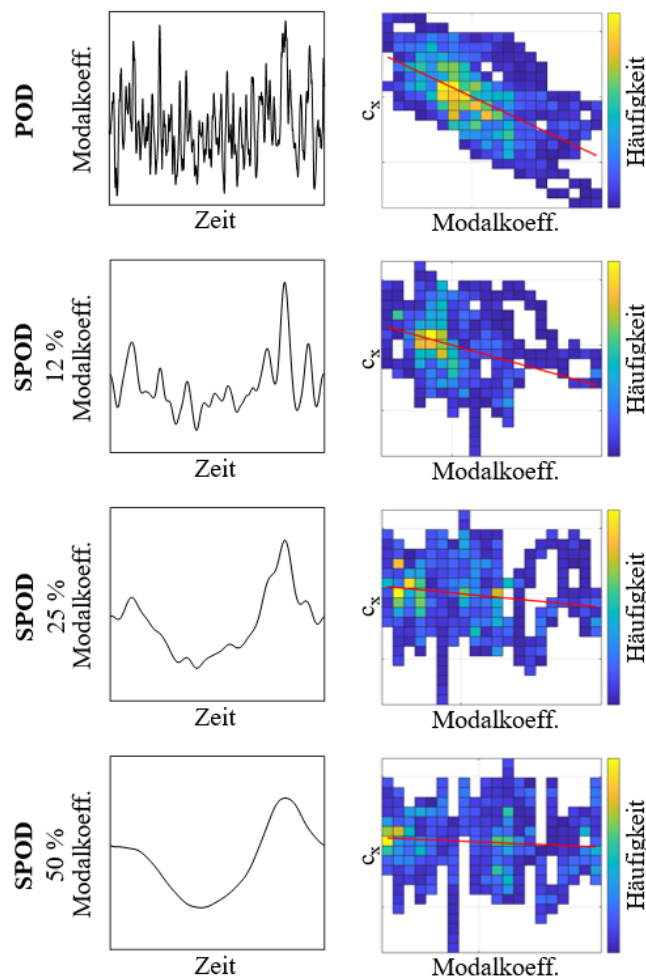


Abbildung 25: Modalkoeffizienten und bivariate Histogramme der ersten Mode des Drucks an der Heckfläche des Grundkörpers ohne Heckeneinzug, die die Entwicklung der Druckdifferenz zwischen dem mittigen und den lateralen Bereichen beschreibt, für verschiedene Modalzerlegungen.

In Abbildung 25 ist für die jeweils erste Mode der POD und den SPODs mit den Filterbreiten 12 %, 25 % und 50 % aus Abbildung 24 der Verlauf des Modalkoeffizienten und das zugehörige bivariate Histogramm dargestellt. Während für die POD-Mode im Histogramm eine deutlich negative Korrelation zwischen Widerstands- und Modalkoeffizient erkennbar ist, flachen bei der SPOD die Regressionsgeraden der bivariaten Histogramme mit zunehmender Filterbreite ab. Es ist zu sehen, dass die Verläufe der Modalkoeffizienten durch die Filterung teilweise stark an Dynamik und ursprünglichem Charakter verlieren. Dies führt in Verbindung mit dem unverändert dynamisch verlaufenden Widerstandskoeffizienten dazu, dass sich die für das bivariate Histogramm gebildeten Wertepaare verschieben und damit die Korrelation verfälscht wird. Insbesondere bei einer DMD oder einer SPOD mit 100 % Filterbreite ist das der Fall. Bei diesen Verfahren werden eigentlich aperiodische Schwankungsphänomene in einfrequente, periodische Moden zerlegt. Dies würde bei der Bildung von bivariaten Histogrammen oder bei der Durchführung einer Nulldurchgangszählung zu falschen Schlussfolgerungen führen.

Aus diesen Gründen werden bei den weiteren Untersuchungen die Modalzerlegungen lediglich mit Hilfe der POD durchgeführt.

4.1.7 Automatisierung des Analyseworkflows

Bei der komplexen Form eines Fahrzeugs ist mit diversen unterschiedlichen Strömungsphänomenen zu rechnen, welche miteinander agieren und sich räumlich durchdringen. Wird für die Analyse das gesamthafte dreidimensionale Strömungsfeld verwendet, ist es unter Umständen sehr schwierig einzelne Strömungsphänomene zu identifizieren. Gerade bei kleineren und schwächeren lokalen Vorgängen besteht die Möglichkeit, dass sie von größeren und stärkeren Phänomenen überlagert werden und dadurch in den Ergebnissen der Modalanalyse nicht auftreten, insbesondere wenn zur Reduzierung des Rechenaufwands nur eine begrenzte Anzahl an Moden berechnet wird. Es ist daher sinnvoll, zusätzlich zum gesamten Strömungsfeld mehrere kleinere Regionen zu definieren, für die die Modalzerlegungen durchgeführt werden. Dabei können anstelle dreidimensionaler Volumina ausgewählte Schnittebenen hinter dem Körper die Ergebnisinterpretation erleichtern und die Übersichtlichkeit verbessern. Aus den verschiedenen Auswertebereichen und physikalischen Größen der Strömungssimulationen resultiert bei Modalzerlegung eine Vielzahl an Moden, die es auszuwerten gilt. Da für die manuelle Auswertung der umfangreichen Datenmengen mit einem enorm großen Zeitaufwand zu rechnen ist, wird die entwickelte Analysemethodik in der Software MATLAB implementiert und der Auswertungsvorgang so weit wie möglich automatisiert. Dabei ist ein Ziel, den Analyseworkflow möglichst universell zu gestalten, sodass dieser nach Bereitstellung der Daten aus der Strömungssimulation für jeglichen Fahrzeugkörper mit wenigen manuellen Eingaben gestartet werden kann. Der implementierte Workflow verläuft schließlich folgendermaßen: Zunächst werden die aus der Strömungssimulation extrahierten Datensätze (Schnappschüsse) für die einzelnen Zeitpunkte in MATLAB eingeladen. Dort werden die in den vorherigen Kapiteln dargestellten Verfahren der Modalzerlegung, Frequenzanalyse, Berechnung der gemittelten Stromlinie, Relationsbestimmung sowie Kreuzvergleiche mittels umfangreicher Skripte durchgeführt. Für jede einzelne Mode werden

automatisch Übersichtsfolien erstellt, in denen Modenbild, Modalkoeffizient, Verlauf des Widerstandskoeffizienten, gemittelte Strömungsbilder für minimale und maximale Modenintensität, bivariate Histogramme, Nulldurchgangszählungen und Frequenzverteilungen zusammengefasst sind. Diese Folien werden darüber hinaus nach Relevanz der zugehörigen Moden, das heißt nach den Koeffizienten der Näherungspolynome, sortiert. Neben der Sortierung nach Relevanz wird außerdem eine Sortierung entsprechend der Peakfrequenz der jeweiligen Modalkoeffizienten vorgenommen. Auf diese Weise können für die vielen verschiedenen Vollheckkörper mit geringem Zeitaufwand Strömungsanalysen durchgeführt werden und die Bewertung der Ergebnisse durch den Betrachter schnell und einfach erfolgen.

4.2 Strömungsanalysen an Vollheckkörpern zunehmender Komplexität

Die Strömungssimulation bietet im Gegensatz zu experimentellen Untersuchungen die Möglichkeit, leicht an jeder Stelle der Körperoberfläche und des Luftvolumens Werte für die verschiedensten physikalischen Größen aufzeichnen zu können. Aus diesem Grund ist sie das Hauptwerkzeug für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen. Für die Durchführung der instationären Strömungssimulationen wird die Software Simcenter STAR-CCM+® genutzt. Mittels Improved Delayed Detached Eddy Simulation (IDDES) und dem $k-\omega$ -SST Modell werden je nach Vollheckkörper zwischen 10 s und 20 s physikalischer Zeit berechnet, wobei die ersten 5 s als Einschwingphase genutzt und daher nicht für die Auswertung verwendet werden. Nach der Einschwingphase werden alle 0,005 s, also mit einer Abtastfrequenz von 200 Hz, die Werte der Größen Druck, Geschwindigkeit (in x-, y- und z-Richtung sowie Betrag), Wirbelstärke, Q-Kriterium und Wandschubspannung (in x-, y- und z-Richtung sowie Betrag) in Punkten zuvor definierter Bereiche auf der Körperoberfläche und im Strömungsfeld exportiert. Zu diesen Bereichen gehören die vertikale Heckbasisfläche, die etwas größere Heckpartie, eine x-Ebene, jeweils eine kleine und eine große y- und z-Ebene sowie das Volumen hinter dem Körper. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden pro Bereich und physikalischer Größe lediglich die ersten 10 Moden mit dem größten Energiegehalt berechnet. Insgesamt resultieren aus der Modalzerlegung pro Vollheckkörper folglich 520 Moden, die es zu evaluieren gilt.

Um den Rahmen dieser Arbeit nicht zu sprengen, wird in den nachfolgenden Abschnitten pro Vollheckkörper nur auf eine oder zwei der für den Luftwiderstand relevantesten Moden eingegangen und deren Wirkungsweise im Strömungsfeld anhand von gemittelten Strömungsbildern und bivariaten Histogrammen erklärt. Dabei hat es sich gezeigt, dass generell die Modenintensität den größten Einfluss auf den Widerstand des Körpers zeigt. Die Modendynamik hingegen ist in keiner der relevantesten Moden ausschlaggebend für eine hohe Relevanz der Mode für die Entwicklung des c_x -Wertes. Dementsprechend finden sich in den folgenden Unterkapiteln weder NDGZ noch Wavelet-Analysen.

4.2.1 Grundkörper

Zunächst werden die Ergebnisse der Strömungssimulationen für die einfachen Grundkörper dargelegt. Hierbei zeigen sich die Unterschiede, die durch den Einzug des Hecks und die Hinzunahme eines Bodenzustandes kommen.

4.2.1.1 Grundkörper ohne Heckeinzug

Zuerst wird der Grundkörper ohne Heckeinzug simuliert. Wie bereits zuvor beschrieben verfügt er über eine abgerundete Front, um die Strömung dort möglichst nicht zur Ablösung zu bringen. Abbildung 26 zeigt ein instantanes Bild der Geschwindigkeitsverteilung in einer xz -Ebene mittig durch den Körper. Die beiden hinter dem Körper eingezeichneten Linien kennzeichnen die Lage zweier Betrachtungsebenen, die nachfolgend für die Strömungsbewertung herangezogen werden.



Abbildung 26: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz -Ebene mittig des Grundkörpers ohne Heckeinzug mit Kennzeichnung der für Abbildung 28 und Abbildung 30 genutzten Ebenen.

Es ist zu sehen, wie sich zentral an der Front der Staupunkt ausbildet und die Strömungsgeschwindigkeit im blauen Bereich dementsprechend verringert ist. Weiterhin ist erkennbar, dass die Geschwindigkeit in Körperrnähe an den gekrümmten vorderen Seitenflächen am höchsten ist. Trotz der erhöhten Geschwindigkeit löst die Strömung jedoch nicht ab und liegt auch stromabwärts bei der Überströmung der ebenen Seitenflächen des Körpers an. Erst am Ende des Körpers, wo definierte Kanten den Übergang zur Heckfläche bilden, löst die Strömung letztlich ab. Hinter dem Körper befindet sich ein Totwassergebiet mit niedrigerer Strömungsgeschwindigkeit. An den Abrisskanten bilden sich, getrieben von der Geschwindigkeitsdifferenz im Totwassergebiet und der Umströmung, Scherschichten aus, in denen mehr oder weniger regelmäßig Querwirbel zum Vorschein kommen. Innerhalb des Totwassers befinden sich komplexe, irregulär verteilte Strömungsstrukturen.

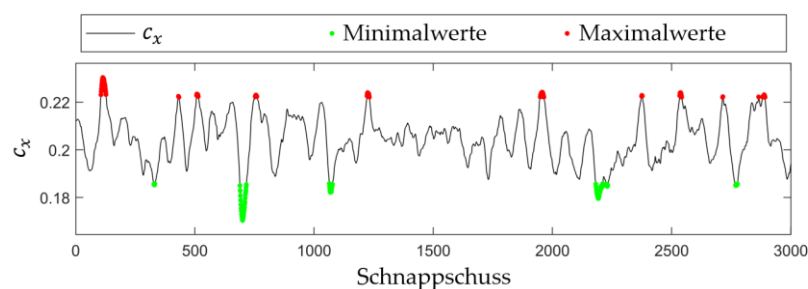


Abbildung 27: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten für den Grundkörper ohne Heckeinzug mit Kennzeichnung der auftretenden Maximal- und Minimalwerte.

In Abbildung 27 ist der Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten über die Zahl der extrahierten Schnappschüsse dargestellt, welche über eine simulierte physikalische Zeitspanne von 15 s mit einer Frequenz von 200 Hz extrahiert wurden.

Es ist deutlich zu sehen, dass der Luftwiderstand trotz konstanter Anströmungsgeschwindigkeit und -richtung starken Schwankungen unterworfen ist. Für den Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten des Grundkörpers ohne Heckeinzug können die in Tabelle 4 gezeigten Werte angegeben werden. Diese Tabelle wird für alle nachfolgenden Körper jeweils um eine zusätzliche Spalte ergänzt, sodass die Entwicklung der Werte durch die sukzessive Komplexitätssteigerung der Vollheckkörper übersichtlich dargestellt und nachvollziehbar ist. Folgende Werte des Widerstandskoeffizienten c_x sind in den Tabellen aufgeführt:

- Zeitgemittelter Wert: \bar{c}_x
- Standardabweichung: $\sigma(c_x)$
- Standardabweichung in Prozent: $\sigma(c_x)/\bar{c}_x$
- Maximalwert: $\max(c_x)$
- Abweichung des Maximalwerts vom Mittelwert: $\{\max(c_x) - \bar{c}_x\}/\bar{c}_x$
- Minimalwert: $\min(c_x)$
- Abweichung des Minimalwerts vom Mittelwert: $\{\bar{c}_x - \min(c_x)\}/\bar{c}_x$

Tabelle 4: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten des c_x -Verlaufs für den Grundkörper ohne Heckeinzug (Körper 1).

Körper	1
\bar{c}_x	0,204
$\sigma(c_x)$	0,0098
$\sigma(c_x)/\bar{c}_x$	4,8 %
$\max(c_x)$	0,230
$\{\max(c_x) - \bar{c}_x\}/\bar{c}_x$	+12,7 %
$\min(c_x)$	0,170
$\{\bar{c}_x - \min(c_x)\}/\bar{c}_x$	-16,7 %

Aus der Tatsache, dass die Strömung über die gesamte Körperlänge bis zu den Abrisskanten anliegt, wird geschlussfolgert, dass die Schwankungen allein durch die zeitveränderlichen Vorgänge im Totwasser des Körpers hervorgerufen werden. Werden die Geschwindigkeitsvektoren und Drücke der Schnappschüsse mit dem niedrigsten beziehungsweise höchsten Luftwiderstandskoeffizienten (in Abbildung 27 grün beziehungsweise rot gekennzeichnet) gemittelt und visualisiert, können für die yz-Ebene mittig hinter dem Körper die Strömungsbilder in Abbildung 28 visualisiert werden. Das rechte Strömungsbild für die Maximalwerte des Widerstandskoeffizienten zeigt eine stark asymmetrische Positionierung der lateralen Rezirkulationsgebiete im Totwasser des Körpers, welches an die in Kapitel 2.1.3 beschriebenen bistabilen Totwasser erinnert. Dahingegen weist das linke Strömungsbild, das aus Schnappschüssen zu Zeitpunkten mit besonders niedrigem Widerstandskoeffizienten gebildet wurde,

eine symmetrische Position der Rezirkulationsgebiete auf. Die Bilder legen nahe, dass die Position der Rezirkulationsgebiete einen maßgeblichen Einfluss auf den Luftwiderstand des Körpers hat.

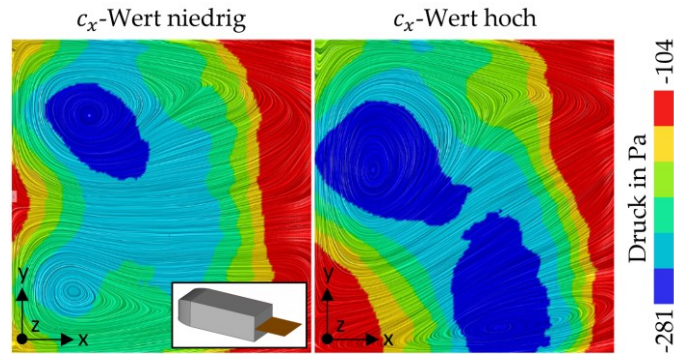


Abbildung 28: Gemittelte Strömungsbilder in der yz-Ebene mittig hinter dem Grundkörper ohne Heckeinzug für die Schnappschüsse mit dem niedrigsten (links) und dem höchsten Luftwiderstandskoeffizienten (rechts) aus Abbildung 27.

Bestätigt wird diese Vermutung durch die automatisierte Auswertung der instationären Strömungsvorgänge. An erster Stelle der nach dem Einfluss auf den Luftwiderstand sortierten Moden findet sich die in Abbildung 29 gezeigte Mode des Drucks an der Heckfläche des Körpers mit dem größten Energiegehalt.

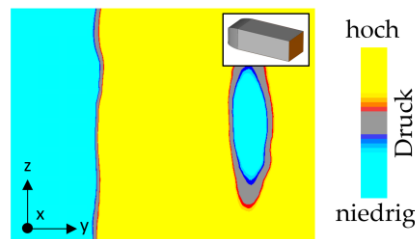


Abbildung 29: Mode des Drucks an der Heckfläche des Grundkörpers ohne Heckeinzug mit dem größten Energiegehalt.

Um diese asymmetrische Druckverteilung besser verstehen zu können, werden die in Abbildung 30 dargestellten gemittelten Strömungsbilder für die jeweils 100 Schnappschüsse gezeigt, bei denen der Modalkoeffizient der Mode besonders niedrig beziehungsweise hoch ist. Die Darstellungsebene befindet sich 157 mm hinter dem Körper und verläuft parallel zur Heckfläche des Körpers. Bei hohen Werten des Modalkoeffizienten sind die Strömungslinien vergleichsweise symmetrisch ausgeprägt. Die Rezirkulationsgebiete befinden sich dann in ähnlicher Entfernung zur Heckfläche des Körpers. Im Vergleich zur über den gesamten Zeitverlauf gemittelten Druckverteilung (nicht dargestellt) tritt an der Heckfläche in jenen Bereichen ein höherer Druck auf, die in der Mode (Abbildung 29) gelb eingefärbt sind. In den blauen Bereichen tritt zu diesen Zeitpunkten hingegen ein niedrigerer Druck auf als im zeitlichen Mittel. Letztere Bereiche werden durch die beiden lateralen Rezirkulationsgebiete verursacht, die bei ungefährr symmetrischer Positionierung an der Heckfläche sowohl links als auch rechts einen niedrigen Druck induzieren.

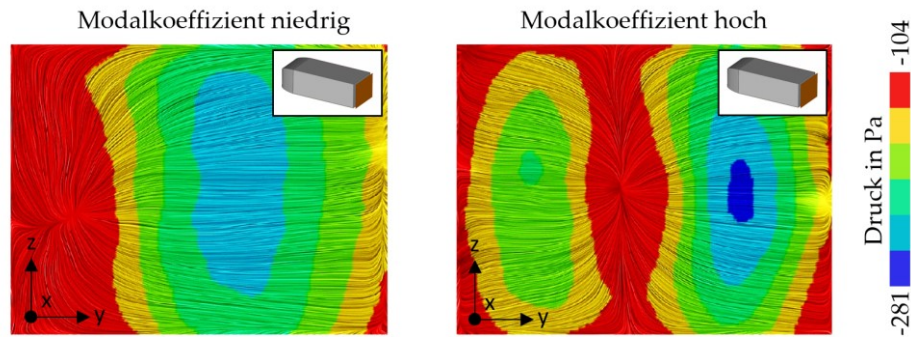


Abbildung 30: Gemittelte Strömungsbilder in einer yz -Ebene hinter dem Grundkörper ohne Heck einzug für die Minimal- und Maximalwerte des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 29.

Wird das Strömungsfeld für niedrige Werte des Modalkoeffizienten im linken Teilbild von Abbildung 30 betrachtet, fällt der asymmetrische Verlauf der Stromlinien auf. Zu diesen Zeitpunkten entspricht die Position der Rezirkulationsgebiete in etwa dem rechten Strömungsbild aus Abbildung 28. Das rechte Rezirkulationsgebiet befindet sich deutlich näher an der Heckfläche als das linke und induziert in diesem Bereich großflächig einen niedrigen Druck. Dies zeigt auch die in Abbildung 29 dargestellte Mode. Für die niedrigen, negativen Werte des Modalkoeffizienten kehrt sich die Farbskala der Mode um, sodass zu diesen Zeitpunkten in den gelben Bereichen ein niedrigerer und in den blauen Bereichen ein höherer Druck angezeigt wird. Generell gilt es hier anzumerken, dass die Mode qualitativ in etwa eine Kombination der Druckverteilungen aus Abbildung 30 darstellt. Eine laterale Asymmetrie des Totwassers in gespiegelter, seitenverkehrter Ausprägung, bei dem das linke Rezirkulationsgebiet näher an die Heckfläche herantritt als das rechte ist hier nicht zu beobachten. Ein Grund hierfür könnte sein, dass der simulierte Zeitraum schlichtweg nicht ausreichend lang ist, um eine beidseitige Bistabilität zu erfassen. Auch in der Literatur sind instationäre Strömungssimulationen beschrieben, in denen bei stumpfen Fahrzeugkörpern keine beidseitige Bistabilität nachgewiesen werden konnte (Islam et al., 2017; Lucas et al., 2017). Weiterhin wurde die Zeitskala der Bistabilität von Grandmange mit $t \approx 10^3 b/u_\infty$ beziffert (Grandmange et al., 2013a). Für den hier betrachteten Strömungsfall ergibt sich mit dieser Formel eine Zeitskala von etwa 57 s, was den simulierten Zeitraum deutlich übersteigt.

Der Zusammenhang zwischen der Mode und dem Luftwiderstandskoeffizienten wird letztlich in dem in Abbildung 31 dargestellten bivariaten Histogramm gezeigt.

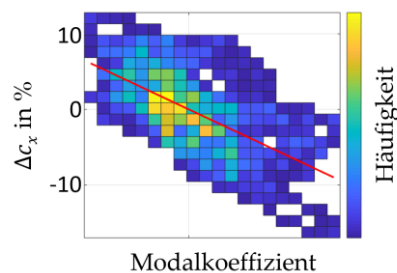


Abbildung 31: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 27) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 29 für den Grundkörper ohne Heck einzug.

Die Verteilung der Einträge und die Neigung der Regressionsgerade zeigen, dass der Widerstandskoeffizient besonders dann hoch ist, wenn der Modalkoeffizient niedrig ist und dementsprechend die Rezirkulationsgebiete eine asymmetrische Position im Totwasser einnehmen. Umgekehrt werden die niedrigsten Werte des Luftwiderstandskoeffizienten dann erreicht, wenn der Modalkoeffizient besonders hoch ist und das Strömungsfeld analog zu Abbildung 28 rechts und Abbildung 30 rechts eher symmetrisch ausgeprägt ist. Da die Verteilung der Wertepaare nicht direkt auf einer Diagonalen verteilt sind, sondern um die Regressionsgerade streuen, spielen bei der Schwankung des Luftwiderstands neben der Position der Rezirkulationsgebiete offensichtlich noch andere Strömungsvorgänge eine Rolle. Die Verschiebung der Gebiete ist hier jedoch das wesentliche Phänomen und zeigt den größten Einfluss auf den Widerstandskoeffizienten. Mit Hilfe der Regressionsgerade kann der mittlere Einfluss des Phänomens auf den Luftwiderstand abgeschätzt werden. Der niedrigste Punkt der Geraden wird als jener Wert interpretiert, der erreicht werden kann, wenn das betreffende Strömungsphänomen durch die Nutzung passiver oder aktiver Strömungsbeeinflussung konstant in dem Zustand gehalten werden kann, in dem es in der unbeeinflussten Strömung (die hier durchgeführte instationäre Simulation des Körpers) den niedrigsten Luftwiderstandskoeffizienten verursacht. Der c_x -Wert dieses Punktes wird fortan als Potential des Phänomens zur Widerstandsreduktion bei Beeinflussung betrachtet und beträgt in diesem Fall in etwa 9 %. Dieser Betrag zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Pavia et al. und Haffner et al., die für ähnliche Körper eine Widerstandsreduktion von 7 % und 8 % bei Übergang des Totwassers von einem asymmetrischen zu einem symmetrischen ermittelten (Haffner et al., 2020a; Pavia et al., 2017).

4.2.1.2 Grundkörper mit Heckeinzug

Nach dem Grundkörper ohne, wird nun der Körper mit Heckeinzug betrachtet. Da die Front- und Mittelpartie identisch mit der des Grundkörpers ohne Heckeinzug ist, ist das Strömungsverhalten im vorderen Bereich des Körpers im Wesentlichen identisch. Die Strömung teilt sich im Staupunktbereich nach oben, unten und zu den Seiten auf und überströmt, ohne abzulösen, die gekrümmten Flächen der Frontpartie. Nach den ebenen Mittelflächen geht die Strömung in den Bereich der konvex gekrümmten Flächen der Heckpartie über. In Abbildung 32 ist zu sehen, dass die Strömung dort zunächst der Flächenkrümmung folgen kann, jedoch dann bereits vor den definierten Abrisskanten ablöst.

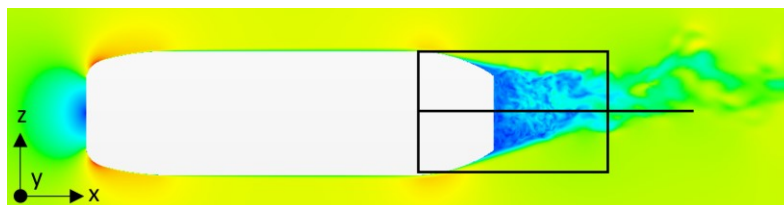


Abbildung 32: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz-Ebene mittig durch den Grundkörper mit Heckeinzug mit Kennzeichnung der für Abbildung 34 und Abbildung 35 genutzten Ebenen.

Die Strömung kann bei diesem Körper also im Gegensatz zum Grundkörper ohne Heckeinzug nicht über die gesamte Länge anliegen. Dennoch genügt die kürzere Anlagestrecke beim Heckeinzug bereits aus, um die Strömung nach innen zu lenken und so das Totwassergebiet zu

verkleinern. Auch hier ist dieses Gebiet von komplexen Strömungsstrukturen durchzogen. Weiterhin fällt in Abbildung 32 auf, dass die Ablösegebiete auf der Ober- und Unterseite sowie die Nachlaufstrukturen weiter stromabwärts asymmetrisch zur Horizontalen ausgeprägt sind.

Abbildung 33 zeigt den Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten. Der hier für die Auswertung verwendete Zeitabschnitt hat (aufgrund einer längeren Einschwingphase der Simulation) eine Länge von 10 s. Auch in diesem Verlauf treten wieder deutliche Schwankungen auf, welche jedoch im Vergleich zu den Oszillationen des Körpers ohne Heckenzug eine größere Periodendauern aufweisen. Während in Abbildung 27 die Oszillationen der Kurve tendenziell eher um den Mittelwert schwanken, überlagern die Oszillationen in Abbildung 33 eine größere Grundschwingung.

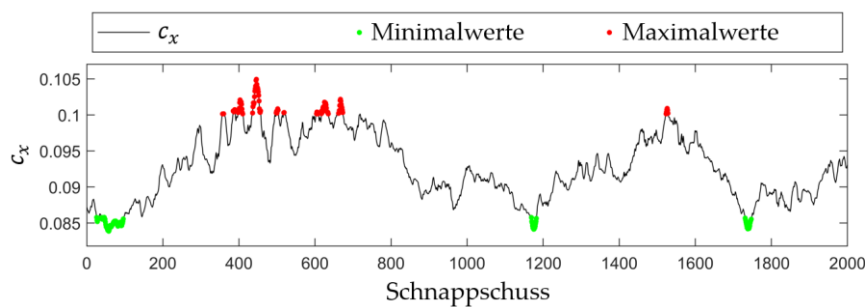


Abbildung 33: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten für den Grundkörper mit Heckenzug mit Kennzeichnung der auftretenden Maximal- und Minimalwerte.

Die Vermutung, dass durch die Verkleinerung des Totwassers eine Reduzierung des Luftwiderstands erzielt wird, wird beim Blick auf die Werte des c_x -Verlaufs in Tabelle 5 bestätigt.

Tabelle 5: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1) und den Grundkörper mit Heckenzug (Körper 2).

Körper	1	2
\bar{c}_x	0,204	0,093
$\sigma(c_x)$	0,0098	0,0045
$\sigma(c_x)/\bar{c}_x$	4,8 %	4,8 %
$\max(c_x)$	0,230	0,105
$\{\max(c_x) - \bar{c}_x\}/\bar{c}_x$	+12,7 %	+12,9 %
$\min(c_x)$	0,170	0,084
$\{\bar{c}_x - \min(c_x)\}/\bar{c}_x$	-16,7 %	-9,7 %

Der zeitgemittelte c_x -Wert ist auf weniger als die Hälfte gesunken. Auch die Standardabweichung hat sich in etwa halbiert, bleibt jedoch in Bezug auf den gemittelten c_x -Wert in einem ähnlichen Bereich wie beim Grundkörper ohne Heckenzug. Die maximale Abweichung vom Mittelwert in positiver Richtung ist prozentual ähnlich geblieben, wohingegen die Abweichung in negativer Richtung kleiner geworden ist. An dieser Stelle sei jedoch angemerkt, dass

diese Werte aufgrund der großskaligen Schwingung im c_x -Verlauf des Körpers mit Heckenzug mit Vorsicht zu bewerten sind. Es ist gut möglich, dass diese Werte bei einer längeren simulierten physikalischen Zeitspanne etwas variieren würden.

Um die Ursache der Schwankungen im Luftwiderstandskoeffizienten zu ergründen, werden die mit Hilfe der automatisierten Auswertungsmethodik erstellten und sortierten Moden herangezogen. Das Schwankungsphänomen, das die größte Relation mit dem Widerstand aufweist, ist in Abbildung 34 dargestellt. Hierbei handelt es sich um die Mode der vertikalen Strömungsgeschwindigkeit in einer xy -Ebene mittig hinter dem Körper mit dem zweitgrößten Energiegehalt. Dieses Schwankungsbild beschreibt eine Änderung des Abströmwinkels in vertikaler Richtung, bedingt durch eine Verschiebung der Ablöselinien an den gekrümmten Flächen der Heckpartie. Die Umlenkung des Luftstroms und des Totwassers nach oben, so wie in Abbildung 32 bereits erkennbar, hat nicht nur direkt einen Einfluss auf die Druckverteilung an der Heckfläche, sondern induziert auch einen zusätzlichen Widerstand.

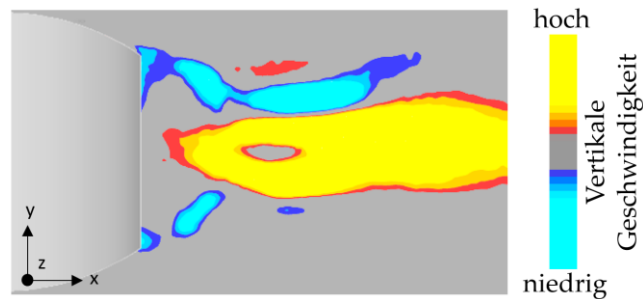


Abbildung 34: Mode der vertikalen Geschwindigkeit in einer xy -Ebene hinter dem Grundkörper mit Heckenzug mit dem zweitgrößten Energiegehalt.

Das gemittelte Strömungsbild für Werte eines besonders hohen Modalkoeffizienten in Abbildung 35 veranschaulicht in einer xz -Ebene mittig hinter dem Körper noch einmal die Umlenkung der Strömung nach oben. Bei Werten mit niedrigem Modalkoeffizienten ist das Strömungsfeld hinter dem Körper deutlich symmetrischer ausgeprägt und die Abströmung des Fluids erfolgt praktisch horizontal, in Richtung der Anströmung.

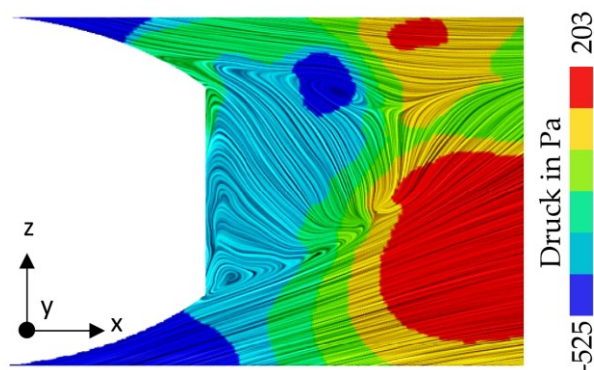


Abbildung 35: Gemitteltes Strömungsbild in einer xz -Ebene mittig hinter dem Grundkörper mit Heckenzug für die Maximalwerte des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 34.

Der Zusammenhang zwischen dem zeitveränderlichen Verhalten der Mode und dem Luftwiderstandskoeffizienten des Körpers ist in Abbildung 36 dargestellt. Das bivariate Histogramm zeigt eine diagonale Verteilung, die für eine ausgeprägte Relation zwischen Strömungsphänomenen und Luftwiderstand spricht. Zwar streut auch hier die Verteilung innerhalb einer gewissen Bandbreite, jedoch weist auch die über alle Werte gebildete Regressionsgerade eine deutliche Steigung auf. In Summe verursacht das Phänomen eine Schwankung des c_x -Werts von etwa 20 %, abgeschätzt am Verlauf der Regressionsgerade. Das Potential zur Widerstandsreduktion dieser Mode mittels Strömungsbeeinflussung wird schätzungsweise mit circa 10 % beziffert.

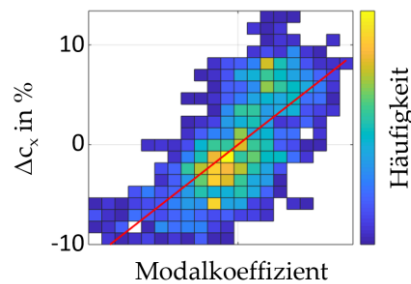


Abbildung 36: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 33) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 34 für den Grundkörper mit Heckeinzug.

4.2.1.3 Grundkörper mit Heckeinzug in Bodennähe

In vorangegangenen, hier nicht aufgeführten Simulationen wurde der im vorherigen Kapitel untersuchte Grundkörper mit Heckeinzug ohne Veränderung der Geometrie in einem Rechenraum mit Boden simuliert. Hierbei zeigte sich jedoch eine zu frühe Ablösung der Strömung an der unteren gekrümmten Fläche der Heckpartie, welche das Ablöseverhalten im Diffusorbereich von Fahrzeugen nicht zufriedenstellend widerspiegelte. Aufgrund dessen wurde die Heckpartie so angepasst, dass die untere Fläche eine geringere Krümmung aufweist und die Strömung dem Oberflächenverlauf besser folgen kann. Im vorderen und mittleren Bereich gleicht das Modell jedoch den beiden vorherigen Körpern. Bei Betrachtung der instantanen Geschwindigkeitsverteilung in der xz -Ebene mittig des Körpers (siehe Abbildung 37) ist zu sehen, dass die Strömung auf der Oberseite der Körpers bis zur Hinterkante anliegt. Auf der Unterseite des Grundkörpers wird die Strömung zwischen Boden und Körper hindurchgedrückt und stärker beschleunigt als auf der Oberseite, jedoch scheint die Strömung hier ebenso bis zur Abrisskante am Heck anzuliegen. Inwieweit das tatsächlich der Fall ist, zeigt die weiterführende Auswertung dieses Abschnitts. Der durch den Boden beschränkte Platz auf der Unterseite des Körpers führt dazu, dass ein größerer Anteil der Strömung über den Körper hinweg strömt und der Staupunkt an der Front sich entsprechend nach unten verschiebt. Hierfür sprechen auch die Einfärbungen im Bereich der vorderen gekrümmten Flächen, die auf der Oberseite einen deutlich größeren Rotanteil aufweisen als auf der Unterseite. Das Totwasser weist auch bei diesem Körper wieder komplexe Strukturen auf, ist jedoch aufgrund der unterschiedlichen Flächenkrümmungen der Heckpartie auf der Oberseite stärker eingeschnürt als unten. Dies führt dazu, dass sich die aus dem Totwasser herauslösenden, abwandernden Wirbelstrukturen im Nachlauf des Körpers eher in Bodennähe, als auf Höhe

der Körpermitte wiederfinden. Auf der Ober- und Unterseite scheint die Strömung bis zu den horizontalen Hinterkanten anzuliegen.

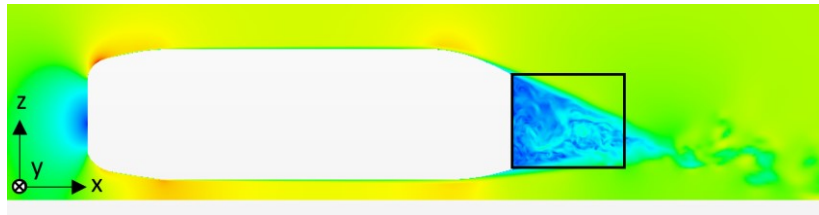


Abbildung 37: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in der xz-Ebene mittig des Grundkörpers mit Heckenzug in Bodennähe mit Kennzeichnung der in Abbildung 41 genutzten Ebene.

Abbildung 38 zeigt die instantane Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit in der yz-Ebene mittig des Grundkörpers. Während die Strömung im Front- und Mittelbereich durchgehend anliegt, ist an den gekrümmten Seitenflächen der Heckpartie eine vorzeitige Strömungsablösung zu beobachten. Der Heckenzug ist so stark, dass die Strömung dem resultierenden Druckanstieg nicht mehr folgen kann und ablöst. Dies führt zu einem in y-Richtung etwas weiter ausgedehntem Totwassergebiet.



Abbildung 38: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in der xy-Ebene mittig des Grundkörpers mit Heckenzug in Bodennähe.

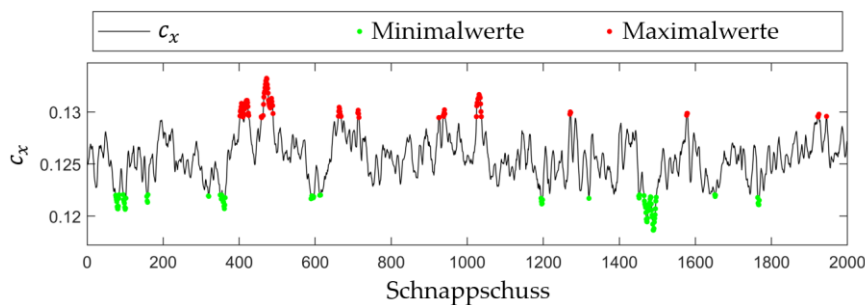


Abbildung 39: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten des Grundkörpers mit Heckenzug in Bodennähe mit Kennzeichnung der auftretenden Maximal- und Minimalwerte.

Der Verlauf des Widerstandskoeffizienten ist in dem Diagramm in Abbildung 39 dargestellt. Auch hier sind wieder deutliche Oszillationen des Luftwiderstands zu sehen. Die großskaligen Schwankungen des Grundkörpers mit Heckenzug ohne Boden sind hier jedoch nicht mehr vorhanden. Es wird angenommen, dass die Hinzunahme des Bodens zu einer Stabilisierung der Totwasserbewegung in vertikaler Richtung führt, die bei dem vorangegangenen Grundkörper mit Heckenzug ohne Bodennähe zu großen Schwingungen geführt hat. Für den c_x -Verlauf können die in Tabelle 6 gezeigten Werte angegeben werden.

Tabelle 6: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckeinzug (Körper 1) bis zum Grundkörper mit Heckeinzug in Bodennähe (Körper 3).

Körper	1	2	3
\bar{c}_x	0,204	0,093	0,126
$\sigma(c_x)$	0,0098	0,0045	0,0022
$\sigma(c_x)/\bar{c}_x$	4,8 %	4,8 %	1,7 %
$\max(c_x)$	0,230	0,105	0,133
$\{\max(c_x) - \bar{c}_x\}/\bar{c}_x$	+12,7 %	+12,9 %	+5,6 %
$\min(c_x)$	0,170	0,084	0,119
$\{\bar{c}_x - \min(c_x)\}/\bar{c}_x$	-16,7 %	-9,7 %	-5,6 %

Der zeitgemittelte c_x -Wert ist höher als der des Grundkörpers mit Heckeinzug ohne Bodennähe. Es wird vermutet, dass die Gründe hierfür zum einen die geringere Krümmung der Unterseite der Heckpartie und zum anderen der frühere Strömungsabriss an den gekrümmten Seitenflächen des Hecks sind. Beides führt zu einem größeren Totwassergebiet, was in der Regel zu einem geringeren Druck an der Heckfläche und damit zu einer größeren Luftwiderstandskraft führt. Weiterhin ist in Abbildung 37 zu sehen, dass die Strömung hinter dem Körper stark nach unten abgelenkt wird, wodurch nach dem Impulserhaltungssatz ein induzierter Widerstand entsteht. Es sei an dieser Stelle jedoch angemerkt, dass dieser nach unten gerichteten Abströmung mit einfachen Maßnahmen, wie beispielsweise einer Anpassung der Flächenkrümmung der Ober- und Unterseite der Heckpartie, entgegengewirkt und der induzierte Luftwiderstand auf diese Weise minimiert werden könnte. Im Gegensatz zum zeitgemittelten Wert hat sich die Standardabweichung des Widerstandskoeffizienten im Vergleich zum vorherigen Körper nicht erhöht, sondern sogar halbiert. Der Boden führt hier im Mittel also tatsächlich zu einer erheblichen Stabilisierung des Totwassers und Luftwiderstands. Auch die erreichten minimalen und maximalen Abweichungen des Koeffizienten sinken deutlich im Vergleich zum vorangegangenen Körper.

Bei Durchsicht der durch die automatisierte Auswertungsmethodik erzeugten Übersichtsfolien, fallen die nachfolgend beschriebenen beiden Moden mit einer besonders ausgeprägten Relation zum Luftwiderstandskoeffizienten auf.

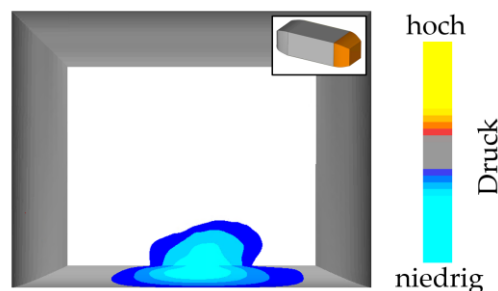


Abbildung 40: Mode des Drucks an der Heckpartie des Grundkörpers mit Heckeinzug in Bodennähe mit dem zweitgrößten Energiegehalt.

Die erste Mode, gezeigt in Abbildung 40, beschreibt eine Druckschwankung an der Heckpartie des Körpers und ist die Mode mit dem zweitgrößten Energiegehalt für den Druck in diesem Auswertebereich. Hierbei ist ein blau eingefärbter Bereich zu sehen, der sich von der gekrümmten Unterseite des Hecks mittig über die Abrisskante bis zum unteren Teil der Heckfläche erstreckt. Ein stark ausgeprägter Gegenpol in Form einer gelben Einfärbung ist bei diesem Schwankungsbild nicht enthalten.

Um die Entstehung dieser Mode zu erklären, werden die für die Minimal- und Maximalwerte des Modalkoeffizienten erzeugten gemittelten Strömungsbilder aus Abbildung 41 herangezogen. Diese zeigen in einer xz -Ebene direkt hinter dem Körper Strömungslinien und die qualitative Verteilung des Drucks. Es ist zu sehen, dass sich das untere Rezirkulationsgebiete bei den Maximalwerten des Modalkoeffizienten nach vorne unter das obere Rezirkulationsgebiet schiebt, so an die Heckfläche des Körpers heranrückt und dort einen niedrigeren Druck aufprägt. Dieser Bereich an der Heckfläche ist im Schwankungsbild in Abbildung 40 dargestellt. Bei den Minimalwerten entfernt sich das untere Rezirkulationsgebiet vollständig von der Heckfläche und lässt dort mehr Raum für das obere Gebiet.

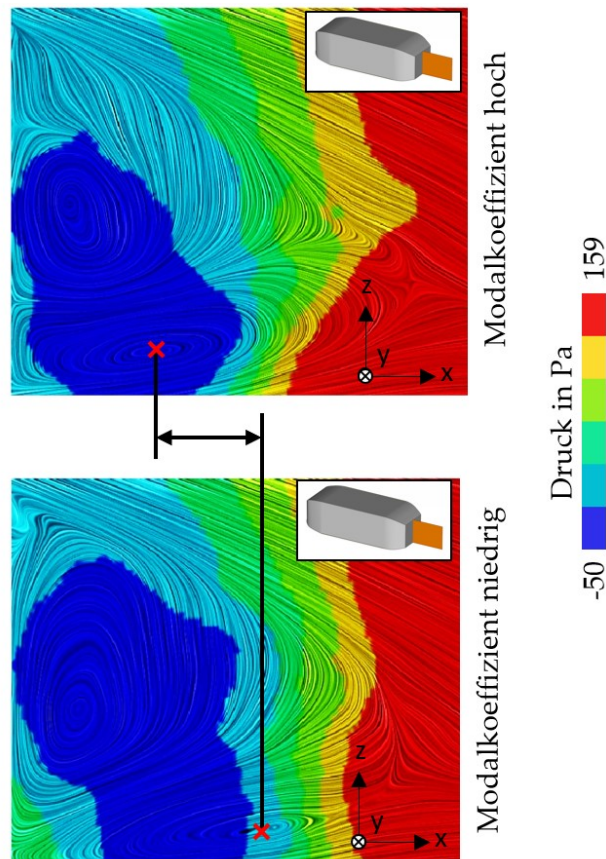


Abbildung 41: Gemittelte Strömungsbilder in einer xz -Ebene hinter dem Grundkörper mit Heckeinzug in Bodennähe für die Minimal- (unten) und Maximalwerte (oben) des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 40.

Die Position des Rezirkulationsgebiets und damit die Druckverteilung auf der Heckfläche hängen direkt mit der Wanderung der Ablöselinie auf der Unterseite der Heckpartie und dem dort vorherrschenden Druck zusammen. Ist der Modalkoeffizient positiv, liegt die Strömung

in dem Bereich der gekrümmten Unterseite an, der auch in der Mode blau eingefärbt ist. Die Strömungsgeschwindigkeit nahe der Wand ist dann relativ hoch und führt zu einem niedrigeren Druck auf der Unterseite. Bei einem negativen Modalkoeffizienten löst die Strömung auf der Unterseite früher ab. Durch die niedrigere Strömungsgeschwindigkeit erhöht sich der Druck an der Oberfläche.

Der Einfluss des Strömungsphänomens auf den Widerstandskoeffizienten ist in dem bivariaten Histogramm in Abbildung 42 dargestellt. Die Verteilung der Einträge im Histogramm zeigt eine leichte Diagonalität, wie auch die Regressionsgerade bestätigt. Dies bedeutet, dass ein negativer Modalkoeffizient (invertiertes Modenbild), also ein vorzeitiges Ablösen der Strömung auf der Unterseite der Heckpartie in Kombination mit der Verschiebung des unteren Rezirkulationsgebiet nach hinten, tendenziell zu einem niedrigeren Luftwiderstand führt. Während die Entfernung des Rezirkulationsgebiets von der Heckfläche und der damit verbundene Druckanstieg wie erwartet zu einer Reduzierung des Luftwiderstands führen, ist es doch ungewöhnlich, dass eine vorzeitige Strömungsablösung in diesem Fall zu einem niedrigeren Widerstandskoeffizienten führt.

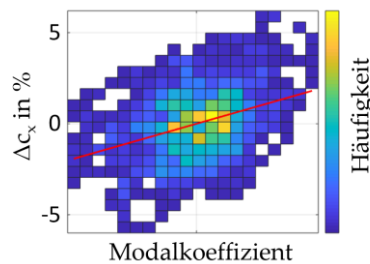


Abbildung 42: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 39) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 40 für den Grundkörper mit Heckeinzug in Bodennähe.

An dieser Stelle ist ergänzend anzumerken, dass die Verteilung der Werteeinträge in dem soeben erläuterten bivariaten Histogramm stark um die Regressionsgerade herum streut und einen ovalen Charakter aufweist. Dies bedeutet, dass das betreffende Strömungsphänomen zwar einen Einfluss auf den Luftwiderstand des Körpers hat, jedoch zusätzlich andere instationäre Vorgänge in der Strömung dieses Phänomen überlagern und ebenfalls zu Schwankungen im Widerstandskoeffizienten führen. So kann für diesen Körper ein weiteres relevantes Phänomen ausgemacht werden, welches nachfolgend erläutert wird.

Wie bereits in Abbildung 38 gezeigt, tritt bei dem Grundkörper mit Heckeinzug in Bodennähe ein frühzeitiger Strömungsabriss an den gekrümmten Seitenflächen der Heckpartie auf. Ähnlich wie bei dem vorherigen Grundkörper mit Heckeinzug ohne Boden führt die Wanderung der Ablöselinien zu Vergrößerung bzw. Verkleinerung des Totwassergebiets und damit zu einer Druckschwankung an der Heckfläche. Dieser Effekt wird durch die von der Methodik gefundene Mode des Drucks an der Heckpartie mit dem drittgrößten Energiegehalt in Abbildung 43 erfasst. Das Schwankungsbild zeigt wie immer die Abweichung der ausgewerteten physikalischen Größe vom zeitlichen Mittelwert bei positivem Modalkoeffizienten.

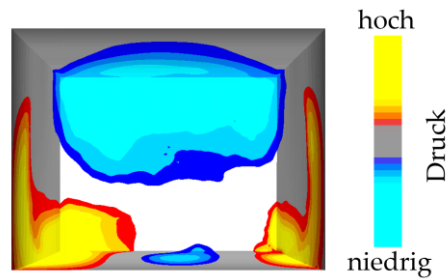


Abbildung 43: Mode des Drucks an der Heckpartie des Grundkörpers mit Heckeinzug in Bodennähe mit dem drittgrößten Energiegehalt.

Bei positivem Modalkoeffizienten löst die Strömung an den Seitenflächen verfrüht ab, sodass dort in Wandnähe die Strömungsgeschwindigkeit sinkt und der Druck entsprechend der gelb-roten Bereiche der Mode ansteigt. Dies führt zu einer Vergrößerung des Totwassers und damit zu einem niedrigeren Druck an der Heckfläche im blauen Bereich. Bei negativem Modalkoeffizienten kehren sich dieses Verhalten und dementsprechend die Farben im Schwankungsbild um.

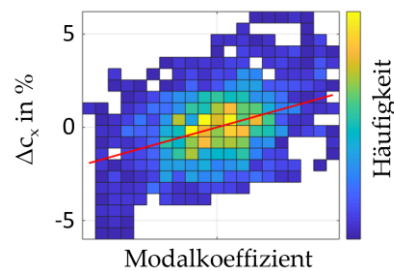


Abbildung 44: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 39) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 43 für den Grundkörper mit Heckeinzug in Bodennähe.

Das in Abbildung 44 gezeigte bivariate Histogramm zeigt den Einfluss dieses Phänomens auf den Luftwiderstand und bestätigt, dass durch die frühzeitige Strömungsablösung an den Seiten und dem einhergehenden Druckabfall an der Heckfläche der Widerstandskoeffizient steigt.

Abschließend wird hervorgehoben, dass besonders der kleine blaue Bereich der Mode auf der Unterseite der Heckpartie in Abbildung 43 interessant ist. Dieser Bereich deckt sich gut mit dem zuvor beschriebenen Ablösebereich aus der Mode in Abbildung 40. Es macht den Anschein, als würde ein frühzeitiger Strömungsabriss an den Seiten ein längeres Anliegen der Strömung auf der Unterseite der Heckpartie begünstigen und umgekehrt. Die Tatsache, dass beide bivariaten Histogramme eine ähnliche Korrelation zwischen Mode und Widerstand zeigen, widerspricht dieser Annahme nicht. Werden die Wertepaare der Modalkoeffizienten der beiden Moden in ein bivariates Histogramm eingezeichnet (nicht dargestellt), ist jedoch keine Korrelation zwischen den beiden Phänomenen erkennbar. Dies erklärt teilweise auch die breitgestreuten bivariaten Histogramme der einzelnen Moden mit dem Luftwiderstandskoeffizienten.

4.2.2 SUV-Prinzipkörper

Der SUV-Prinzipkörper bildet das Bindeglied zwischen den Grundkörpern und den realitätsnäheren Modellen des BMW X5. Wie in den instantanen Strömungsbildern in Abbildung 45 zu sehen, ähnelt die Umströmung der Front dem vorherigen Modell, dem Grundkörper mit Heckeinzug in Bodennähe. Auch hier ist der Staupunkt an der Frontfläche nach unten verschoben, sodass mehr Fluid über das Fahrzeug hinwegströmt als darunter hindurch. Der Übergang zwischen der Frontfläche und den anschließenden Flächen ist so gestaltet, dass die Strömung, ohne abzulösen, der Kontur folgen kann. Lediglich im Windlauf des Körpers, dort, wo bei einem Pkw die Fronthaube in die schräggestellte Windschutzscheibe übergeht, bildet sich eine Ablöseblase, über die die ankommende Luft hinwegströmt. Die gekrümmten Übergangsflächen zwischen der Windschutzscheibe und der Dachfläche sowie den schräg stehenden Seitenflächen des Dachaufbaus („Greenhouse“) können eine ablösungsfreie Überströmung gewährleisten. Auch auf der Ober- und Unterseite der Heckpartie gelangt die Strömung ohne vorzeitige Ablösung bis zu den definierten Abrisskanten der Heckfläche. Anders sieht es an den Seitenflächen aus: Hier kann die Strömung dem seitlichen Heckeinzug nicht vollständig folgen und löst frühzeitig ab.

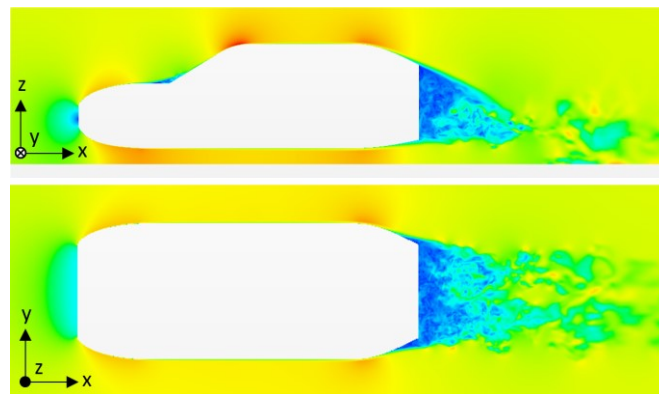


Abbildung 45: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz-Ebene mittig des SUV-Prinzipkörpers und einer xy-Ebene auf halber Höhe der Frontpartie.

Der Verlauf des Widerstandskoeffizienten des SUV-Prinzipkörpers ist in Abbildung 46 dargestellt und weist deutliche Schwankungen auf, die auf ausgeprägte instationäre Vorgänge in der Strömung hinweisen.

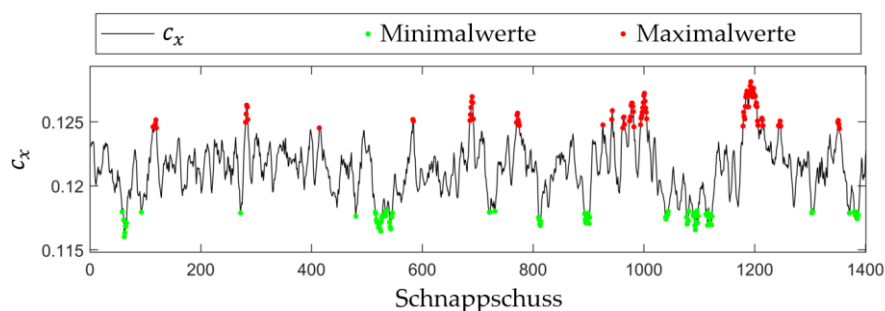


Abbildung 46: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten des SUV-Prinzipkörpers mit Kennzeichnung der Maximal- und Minimalwerte.

Für den c_x -Verlauf können die in Tabelle 7 gezeigten Werte angegeben werden. Die geometrischen Unterschiede zwischen dem SUV-Prinzipkörper und dem Grundkörper mit Heckeinzug in Bodennähe zeigen kaum einen Einfluss auf die Entwicklung des Luftwiderstandskoeffizienten. Die aufgelisteten Werte weichen kaum von denen des vorherigen Körpers ab und weisen nur marginale Differenzen auf.

Tabelle 7: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckeinzug (Körper 1) bis zum SUV-Prinzipkörper (Körper 4).

Körper	1	2	3	4
\bar{c}_x	0,204	0,093	0,126	0,121
$\sigma(c_x)$	0,0098	0,0045	0,0022	0,0021
$\sigma(c_x)/\bar{c}_x$	4,8 %	4,8 %	1,7 %	1,7 %
$\max(c_x)$	0,230	0,105	0,133	0,128
$\{\max(c_x) - \bar{c}_x\}/\bar{c}_x$	+12,7 %	+12,9 %	+5,6 %	+5,9 %
$\min(c_x)$	0,170	0,084	0,119	0,116
$\{\bar{c}_x - \min(c_x)\}/\bar{c}_x$	-16,7 %	-9,7 %	-5,6 %	-4,1 %

Das Strömungsphänomen mit der größten Relevanz für den Verlauf des c_x -Werts wird durch das Schwankungsbild in Abbildung 47 beschrieben. Zu sehen ist die Mode des Drucks an der Heckpartie des Körpers mit dem größten Energiegehalt, welche stark an die Mode aus Abbildung 43 des vorherigen Grundkörpers erinnert. Wie bereits die instantanen Strömungsbilder vermuten lassen, hat auch beim SUV-Prinzipkörper die Wanderung der Ablöselinien an den Seitenflächen der Heckpartie einen großen Einfluss auf den Luftwiderstand des Körpers. Bei verfrühter Ablösung an den Seitenflächen sinkt die wandnahe Geschwindigkeit im Ablösebereich und der Druck in den gelb-roten Bereichen steigt an. Gleichzeitig führt die dadurch verursachte Vergrößerung des Totwassers zu einem niedrigeren Druck in den blauen Bereichen des Hecks.

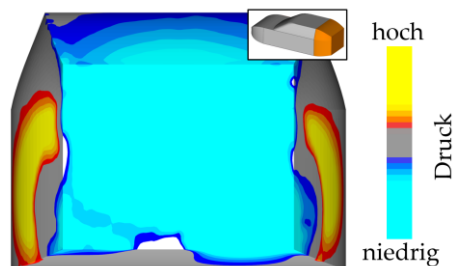


Abbildung 47: Mode des Drucks an der Heckpartie des SUV-Prinzipkörpers mit dem größten Energiegehalt.

Der niedrige Druck an der Heckfläche führt zu einer Zunahme des Luftwiderstands, wie das bivariate Histogramm in Abbildung 48 zeigt. Ein negativer Modalkoeffizient führt dementsprechend zu einem geringeren Widerstandskoeffizienten. Bei der Betrachtung des Histogramms fällt auf, dass die Verteilung der Werteeinträge hier deutlich weniger um die

Regressionsgerade herum streut als bei dem vorherigen Körper. Dies ist ein Zeichen dafür, dass dieses Phänomen den mit Abstand größten Einfluss auf den Luftwiderstand hat und andere instationäre Vorgänge nur zu leichten Schwankungen im Luftwiderstandskoeffizienten führen. Das Strömungsphänomen tritt mit einer auf die Breite bezogenen Strouhal-Zahl von $St = 0,06$ auf, was in etwa der Dynamik der von Duell und Georg entdeckten Pumpschwingung im Totwasser eines quaderförmigen Körpers entspricht (Duell & George, 1999).

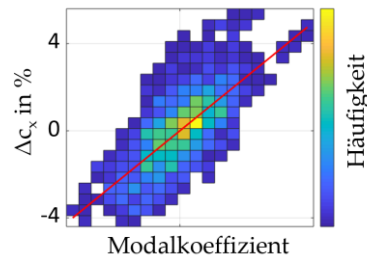


Abbildung 48: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 46) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 47 für den SUV-Prinzipkörper.

4.2.3 BMW X5

Mit dem Übergang zu den detailgetreueren Geometrien der Modelle des BMW X5 ist mit einer Zunahme der Komplexität der Strömung zu rechnen. Die Flächen der Außenhaut tragen verschiedene Krümmungen und Abrisskanten sind teilweise nicht ganz so stark und deutlich ausgeprägt wie bei den Grundkörpern.

4.2.3.1 BMW X5 Grundform

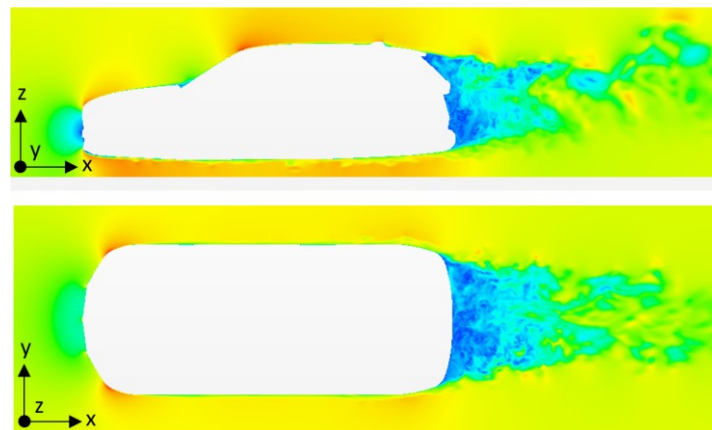


Abbildung 49: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz-Ebene mittig der BMW X5 Grundform und einer xy-Ebene 976 mm über dem Boden.

Die einfachste Variante stellt die BMW X5 Grundform ohne Räder dar, bei welcher Front, Unterboden und Radhäuser mit glatten Flächen verschlossen sind. Da sich bei den Strömungsanalysen gezeigt hat, dass die relevanten Phänomene der Varianten ohne und mit Seitenspiegel keine nennenswerten Unterschiede aufweisen, wird in diesem Abschnitt nur das

Modell ohne Seitenspiegel behandelt. Bei Betrachtung der instantanen Strömungsbilder in Abbildung 49 ist zu sehen, dass der Staupunkt auf der Front wie bei den vorherigen beiden Körpern leicht nach unten verschoben ist. Außerdem löst hier die Strömung bereits an der Unterkante der Frontpartie ab, sodass kleine Wirbelstrukturen entstehen, die mit der Strömung am Unterboden entlang nach hinten getragen werden. Auf der Oberseite findet sich eine kleine Ablöseblase im Windlauf, wie sie bereits beim SUV-Prinzipkörper auftritt. Die Strömung reißt an der Heckpartie an der Spoilerhinterkante definiert ab. Auf der Unterseite kommt es ebenfalls zu einer Strömungsablösung, jedoch ist fraglich, inwieweit sich die Ablöselinie dort aufgrund der gekrümmten Fläche und der wenig definierten Abrisskante über die Zeit verschiebt. Ähnliches gilt für die Ablösung an den Seiten. Die Heckpartie verfügt dort über nur dezent ausgeprägte Abrisskanten. Anhand der instantanen Strömungsbilder ist es schwierig einzuschätzen, inwieweit die Strömungsablösung in diesen Bereichen variiert.

Der Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten der BMW X5 Grundform ist Abbildung 50 dargestellt.

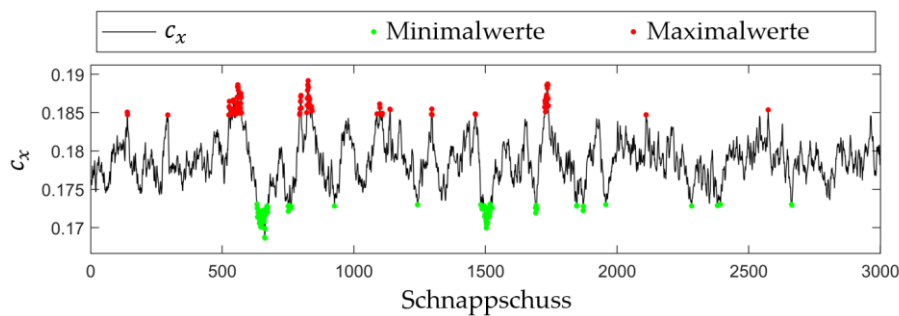


Abbildung 50: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten für die BMW X5 Grundform mit Kennzeichnung der Maximal- und Minimalwerte.

Für den c_x -Verlauf können die in Tabelle 8 gezeigten Werte angegeben werden.

Tabelle 8: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1) bis zur BMW X5 Grundform (Körper 5).

Körper	1	2	3	4	5
\bar{c}_x	0,204	0,093	0,126	0,121	0,179
$\sigma(c_x)$	0,0098	0,0045	0,0022	0,0021	0,0031
$\sigma(c_x)/\bar{c}_x$	4,8 %	4,8 %	1,7 %	1,7 %	1,7 %
$\max(c_x)$	0,230	0,105	0,133	0,128	0,189
$\{\max(c_x) - \bar{c}_x\}/\bar{c}_x$	+12,7 %	+12,9 %	+5,6 %	+5,9 %	+5,6 %
$\min(c_x)$	0,170	0,084	0,119	0,116	0,169
$\{\bar{c}_x - \min(c_x)\}/\bar{c}_x$	-16,7 %	-9,7 %	-5,6 %	-4,1 %	-5,6 %

Der zeitgemittelte c_x -Wert ist deutlich höher als der des SUV-Prinzipkörpers. Dies ist in erster Linie auf die größere Heckfläche des BMW X5 zurückzuführen. Die Spoilerhinterkante liegt hier weiter oben als die obere Abrisskante des SUV-Prinzipkörpers und auch der seitliche

Heckeinzug ist weniger stark ausgeprägt. Trotz der komplexeren Geometrie und den Ablösungen der Strömung am Frontsplitter ändert sich die relative Standardabweichung des c_x -Verlaufs praktisch nicht. Auch die minimale und maximale Abweichung vom Mittelwert liegen in der gleichen Größenordnung von etwa $\pm 5\%$.

Anhand der sortierten Übersichtsfolien wird versucht, die auftretenden Schwankungen des Luftwiderstands zu erklären. Die Mode mit der mit Abstand größten Relevanz für die Entwicklung des c_x -Werts ist die in Abbildung 51 gezeigte Mode des Drucks an der Heckpartie des Körpers mit dem fünftgrößten Energiegehalt. Sie zeigt ein großes, mittig auf der Heckfläche liegendes blaues Areal, das bereits aufgrund seiner Größe einen deutlichen Einfluss auf den Luftwiderstand vermuten lässt. Zusätzlich befindet sich auf der Unterseite der Heckpartie mittig der Heckschürze eine blaue Fläche, die auf eine Druckänderung aufgrund variierender Ablösung in diesem Bereich hindeutet. Demnach würde bei anliegender Strömung in diesem Bereich ein niedrigerer Druck auf das große eingefärbte Areal der Heckfläche wirken als bei abgelöster Strömung auf der Unterseite der Heckpartie. Ein ähnlicher Zusammenhang konnte bereits bei dem Grundkörper mit Heckeinzug in Bodennähe beobachtet werden (Kapitel 4.2.1.3).

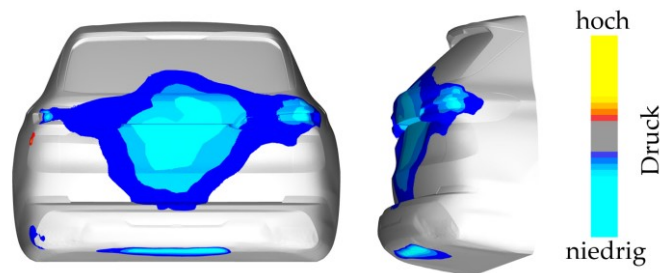


Abbildung 51: Mode des Drucks an der Heckpartie der BMW X5 Grundform mit dem fünftgrößten Energiegehalt.

Die gemittelten Strömungsbilder für Minimal- und Maximalwerte des Modalkoeffizienten in Abbildung 52 zeigen deutliche Unterschiede in der Druckverteilung. Die Änderungen im oberen Bereich des Totwassers werden in erster Linie auf Wirbelstrukturen zurückgeführt, die regelmäßig an der Spoilerkante ablösen und stromabwärts wandern. Die dadurch verursachte Druckschwankung wird auch durch die weiter unten gezeigte Mode in Abbildung 54 erfasst. Diese regelmäßig am Spoiler ablösenden, abwandernden Wirbelstrukturen sorgen außerdem dafür, dass in Abbildung 52 kein ausgeprägter Ringwirbel hinter dem Fahrzeug zu erkennen ist. Das untere Rezirkulationsgebiet ist dauerhaft vorhanden und variiert lediglich geringfügig in Größe und Position, sodass es in den gemittelten Strömungsbildern klar zu erkennen ist. Dahingegen überlagern sich bei der Mittelung im Bereich stromabwärts der Spoilerkante abwandernde Wirbel in deutlich unterschiedlichen Positionen, wodurch sich die Geschwindigkeitsvektoren teilweise gegenseitig auslöschen und keine Wirbelstrukturen mehr in den gemittelten Strömungsbildern erkennen lassen.

Wie die Abbildung 52 zeigt, scheinen die Abweichungen zwischen den beiden gemittelten Strömungsbildern im unteren Bereich des Totwassers von einer Änderung des unteren Rezirkulationsgebiets auszugehen. Dieses erstreckt sich im linken Teilbild über eine größere Fläche

des Hecks und ist beim Vergleich mit dem rechten Teilbild aufgrund der späteren Ablösung im Diffusorbereich und der damit verbundenen stärkeren Umlenkung nach oben leicht in positive z -Richtung verschoben.

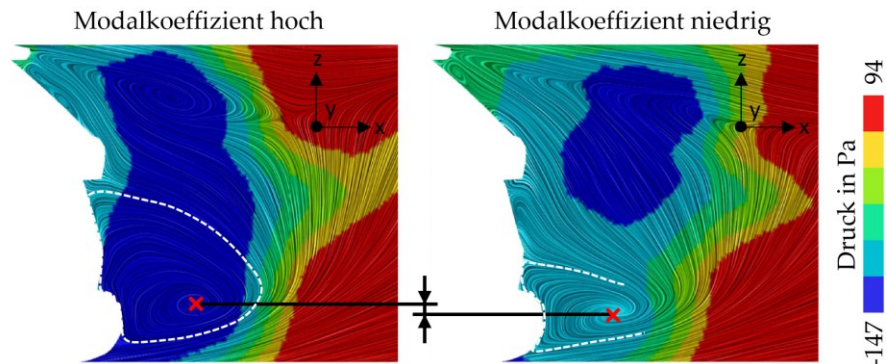


Abbildung 52: Gemittelte Strömungsbilder in einer xz -Ebene hinter der BMW X5 Grundform für die Maximal- (links) und Minimalwerte (rechts) des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 51.

Der Einfluss des Strömungsphänomens auf den Luftwiderstandskoeffizienten ist in dem bivariaten Histogramm in Abbildung 53 zu sehen. Die Korrelation zwischen dem c_x -Wert und dem Strömungsphänomen wird durch eine deutliche diagonale Verteilung der Werteeinträge bestätigt. Das Potential zur Widerstandsreduktion kann mit circa 5 % beziffert werden.

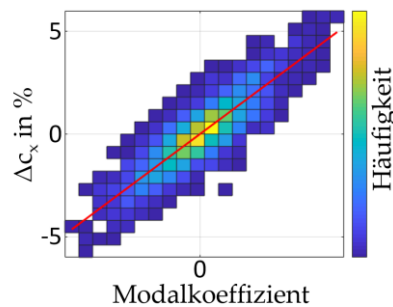


Abbildung 53: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 50) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 51 für die BMW X5 Grundform.

Wird der Modalkoeffizient dieses relevanten Phänomens einer Frequenzanalyse unterzogen, so ergibt sich eine Peakfrequenz von circa 1,3 Hz beziehungsweise eine auf die Breite des Körpers bezogene Strouhal-Zahl von $Sr = 0,067$. Das Strömungsphänomen kann daher der von Duell und George entdeckten Pumpschwingung zugeordnet werden, die von den Autoren mit $Sr = 0,069$ beziffert wurde (Duell & George, 1999).

Wie bereits erwähnt, lösen an der Spoilerkante des Körpers regelmäßig Wirbel ab, die mit der Strömung nach hinten getragen werden. Dieses Phänomen wird durch mehrere Moden erfasst. Die Mode mit dem größten Energiegehalt ist in Abbildung 54 dargestellt und für die Grundform mit und ohne Seitenspiegel quasi identisch. Bei beiden Körpern beträgt die Peakfrequenz der Modalkoeffizienten dieser Moden circa 8 Hz. Diese große Übereinstimmung

zwischen den Ergebnissen spricht für einen unwesentlichen Einfluss der Seitenspiegel auf die relevanten Strömungsphänomene des BMW X5.

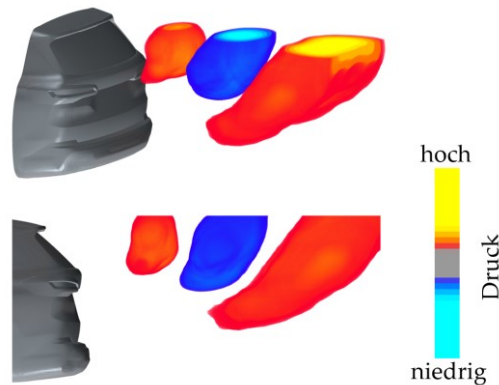


Abbildung 54: Mode des Drucks im Volumen hinter der BMW X5 Grundform mit dem größten Energiegehalt.

4.2.3.2 Simplifizierter BMW X5

Mit dem nächsten Körper wird der Einfluss von Rädern auf die Umströmung des Fahrzeugs untersucht. Der simplifizierte BMW X5 verfügt über Räder, Radhäuser und anstelle von offenen Felgen, über geschlossene Radflächen. Ansonsten ist der Körper identisch zu der Grundform mit Seitenspiegeln ohne Räder.

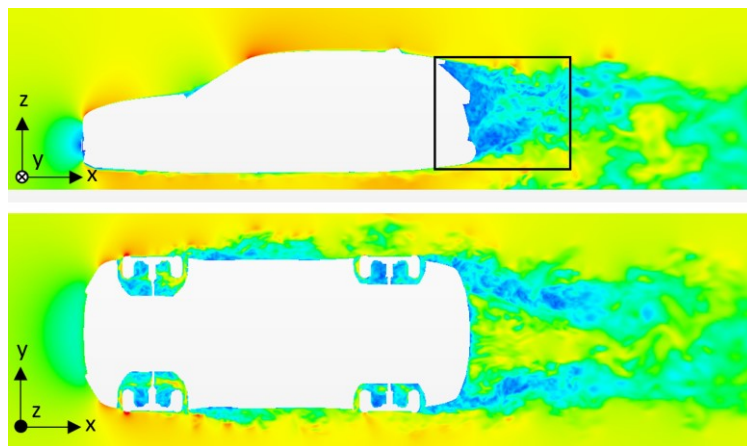


Abbildung 55: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz -Ebene mittig des simplifizierten BMW X5 und einer xy -Ebene auf Höhe der Radachsen mit Kennzeichnung der in Abbildung 58 genutzten Ebene.

Bei Betrachtung der instantanen Geschwindigkeitsverteilung (Abbildung 55) in der xz -Ebene mittig des Körpers fallen wesentliche Unterschiede beim Vergleich mit dem vorherigen Körper ohne Räder auf. Zum einen ist am Unterboden ein ausgeprägter Geschwindigkeitsunterschied zwischen der Fahrzeugmitte und den Bereichen der Radachsen zu sehen. Mittig des Körpers steht der Strömung ein größerer Querschnitt zur Verfügung, sodass sie sich hier verlangsamt. In den verengten Querschnitt zwischen den Rädern wird die Luftströmung hingegen beschleunigt. Zum anderen finden sich bei dem simplifizierten BMW

X5 deutliche Nachlaufstrukturen in Bodennähe und generell scheint der Nachlauf stärker nach unten gerichtet zu sein als bei der Grundform ohne Räder. Ansonsten liegt die Strömung hier jedoch auf der Oberseite auch bis zur Spoilerkante an und löst auf der gekrümmten Unterseite der Heckschürze undefiniert ab. Die instantane Geschwindigkeitsverteilung in der xy-Ebene auf Höhe der Radachsen zeigt das Strömungsverhalten im Bereich der Räder. Hier ist zu sehen, dass die Strömung an den Radhäusern ablöst und anschließend die Radflächen überströmt. Danach wird die abgelöste Strömung nur bedingt an den Seiten der Heckschürze aufgefangen. Seitlich hinter dem Fahrzeug finden sich deshalb zwei langgestreckte Wirbelschleppen mit deutlich reduzierter Geschwindigkeit. Im Bereich mittig hinter dem Fahrzeug ist die Strömungsgeschwindigkeit in der gewählten Schnittebene bedeutend höher. Das Totwasser des Vollhecks beginnt erst etwas oberhalb der hier gezeigten xy-Ebene.

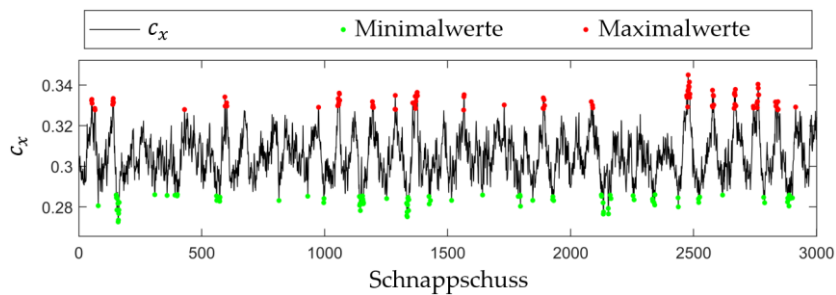


Abbildung 56: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten für den simplifizierten BMW X5 mit Kennzeichnung der auftretenden Maximal- und Minimalwerte.

In Abbildung 56 ist der Widerstandskoeffizient des simplifizierten BMW X5 dargestellt. Der Koeffizient weist einen relativ gleichmäßigen Verlauf mit regelmäßigen Oszillationen auf. Für den c_x -Wert können die in Tabelle 9 gezeigten Werte angegeben werden.

Tabelle 9: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1) bis zum simplifizierten BMW X5 (Körper 6).

Körper	1	2	3	4	5	6
\bar{c}_x	0,204	0,093	0,126	0,121	0,179	0,305
$\sigma(c_x)$	0,0098	0,0045	0,0022	0,0021	0,0031	0,0114
$\sigma(c_x)/\bar{c}_x$	4,8 %	4,8 %	1,7 %	1,7 %	1,7 %	3,7 %
$\max(c_x)$	0,230	0,105	0,133	0,128	0,189	0,345
$\{\max(c_x) - \bar{c}_x\}/\bar{c}_x$	+12,7 %	+12,9 %	+5,6 %	+5,9 %	+5,6 %	+13,1 %
$\min(c_x)$	0,170	0,084	0,119	0,116	0,169	0,273
$\{\bar{c}_x - \min(c_x)\}/\bar{c}_x$	-16,7 %	-9,7 %	-5,6 %	-4,1 %	-5,6 %	-10,5 %

Durch die Hinzunahme der Räder und Radhäuser vergrößert sich die Stirnfläche des Körpers im Vergleich zu der Grundform mit Seitenspiegeln um etwa 8 %. Ebenso erhöhen sich der zeitgemittelte c_x -Wert um circa 66 % und die relative Standardabweichung auf 3,7 %. Auch die relative minimale und maximale Abweichung vom Mittelwert werden größer und verdoppeln sich in etwa.

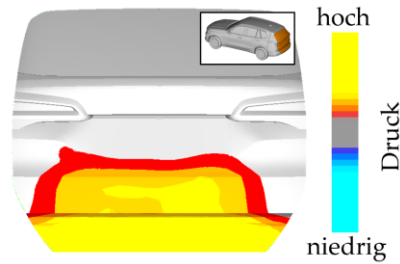


Abbildung 57: Mode des Drucks an der Heckfläche des simplifizierten BMW X5 mit dem größten Energiegehalt.

Beim simplifizierten BMW X5 weist das in Abbildung 57 gezeigte Schwankungsbild an der Heckfläche den größten Anteil an der Entwicklung des Luftwiderstands auf. Die Mode zeigt einen variierenden Druck im unteren Bereich der Heckfläche und trägt für diesen Auswertebereich den größten Energiegehalt aller Druckmoden. Wie die gemittelten Strömungsbilder in einer xz -Ebene mittig hinter dem Körper für die Minimal- und Maximalwerte des zugehörigen Modalkoeffizienten in Abbildung 58 veranschaulichen, wird diese Druckschwankung durch eine horizontale Verschiebung des unteren Rezirkulationsgebiets verursacht. Die Peakfrequenz dieser Schwankung beträgt in etwa $3,3 \text{ Hz}$. Mit diesem Wert zeigt das Strömungsphänomen eine hohe Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Eulalie et al., die bei Windkanalmessungen mit einem realen BMW X5 ebenfalls eine besonders starke Druckschwankung im Bereich der Heckstoßstange mit Frequenzen zwischen 2 Hz und 4 Hz beobachteten (Eulalie et al., 2018).

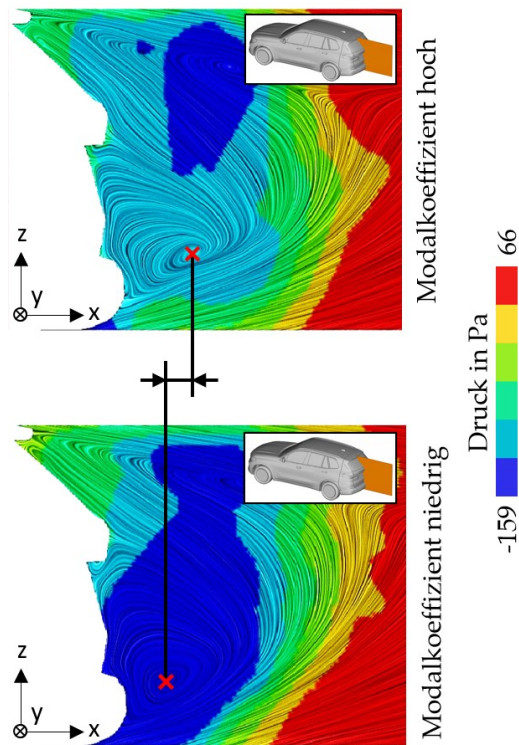


Abbildung 58: Gemittelte Strömungsbilder in einer xz -Ebene mittig des simplifizierten BMW X5 für die Minimal- (unten) und Maximalwerte (oben) des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 57.

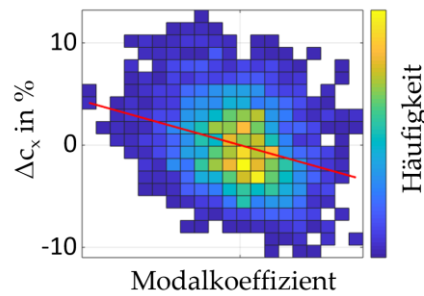


Abbildung 59: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 56) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 57 für den simplifizierten BMW X5.

In dem bivariaten Histogramm in Abbildung 59 ist zwar eine leicht diagonale Verteilung zu sehen, jedoch streuen die Einträge deutlich mehr um die Regressionsgerade als bei der Druckschwankung des vorherigen Körpers. Wie bereits anhand der instantanen Geschwindigkeitsverteilungen und des c_x -Verlaufs erkennbar, verursachen die starken Strömungsablösungen an den Rädern und Radhäusern instationäre Vorgänge, die wiederum den Einfluss anderer Phänomene auf die Entwicklung des Luftwiderstands überlagern.

Einer dieser instationären Vorgänge wird durch das Schwankungsbild in Abbildung 60 erfasst. Die dargestellte Mode des Drucks an der Heckpartie mit dem größten Energiegehalt zeigt blaue Bereiche an den Seiten der Heckschürze direkt hinter den Radhäusern.

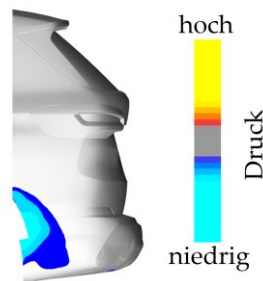


Abbildung 60: Mode des Drucks an den Seiten der Heckpartie des simplifizierten BMW X5 mit dem größten Energiegehalt.

Die in der Auswertung automatisch erzeugten gemittelten Strömungsbilder liefern keine nutzbare Aussage über das Strömungsverhalten hinter den Radhäusern, da die verwendete xz -Ebene oberhalb des interessanten Bereichs, auf circa halber Höhe der Heckpartie liegt. Es wird jedoch anhand der instantanen Geschwindigkeitsverteilungen aus Abbildung 55 davon ausgegangen, dass die Druckschwankungen in den blauen Bereichen durch das wechselnde Anliegeverhalten der Strömung nach Überströmung der Räder verursacht werden.

Das bivariate Histogramm in Abbildung 61 zeigt eine sehr schwache Korrelation zwischen dem Strömungsphänomen (Abbildung 60) und dem Luftwiderstandskoeffizienten. Die Werteverteilung ist nahezu kreisförmig, sodass fraglich ist, inwieweit das betreffende Strömungsphänomen tatsächlich Auswirkung auf den Widerstand hat.

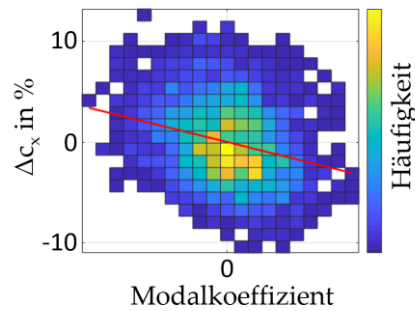


Abbildung 61: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 56) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 60 für den simplifizierten BMW X5.

Auch bei dem simplifizierten BMW X5 werden die an der Spoilerkante auftretenden, durch Wirbelabwanderung verursachten Druckschwankungen über eine Mode im Volumen hinter dem Körper erfasst (nicht dargestellt). Das Schwankungsbild und die Peakfrequenz des Phänomens von 7 Hz zeigen eine sehr hohe Übereinstimmung mit der entsprechenden Mode der BMW X5 Grundform ohne Räder aus Abbildung 54.

4.2.3.3 Geschlossene Front

Der BMW X5 mit geschlossener Front ist ein Modell, das dem kompletten Fahrzeugmodell bis auf die fehlende Motordurchströmung und die rotierenden Felgen bereits sehr nahe kommt. Es verfügt über detaillierte Unterbodengeometrien und Fahrwerkskomponenten. Außerdem enthält es bereits den Lüfter, Kühler und Motorraum, welche aufgrund der geschlossenen Front jedoch nicht durchströmt werden. Wie die instantanen Geschwindigkeitsverteilungen in Abbildung 62 zeigen, liegt die Strömung wie beim vorherigen Fall auf der Oberseite bis zur Spoilerkante an, wohingegen sie auf der Unterseite durch den zerklüfteten Unterboden jedoch deutlich stärker und unregelmäßiger ablöst. Die dunkelblaue Einfärbung im oberen Bereich des Motorraums zeigt sehr langsames Fluid und bestätigt die durch die geschlossene Front fehlende Durchströmung des Motorraums.

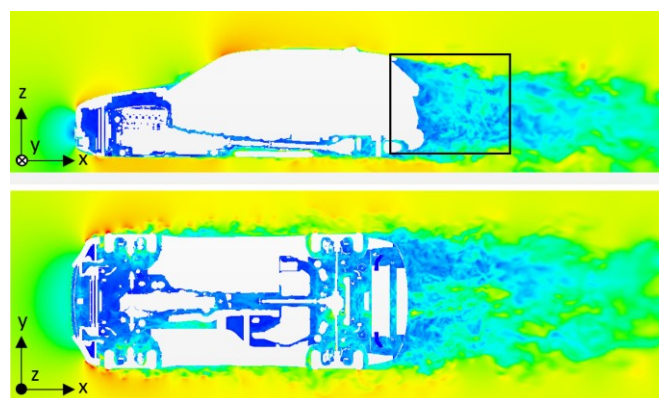


Abbildung 62: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz-Ebene mittig des BMW X5 mit geschlossener Front und einer xy-Ebene auf Höhe der Radachsen mit Kennzeichnung der für Abbildung 65 genutzten Ebene.

Der Verlauf des Widerstandskoeffizienten in Abbildung 63 zeigt insgesamt hochfrequentere Schwingungen als der vorherige Körper. Diese werden auf die deutliche Zunahme turbulenter, abgelöster Strömungen im Bereich des Unterbodens zurückgeführt.

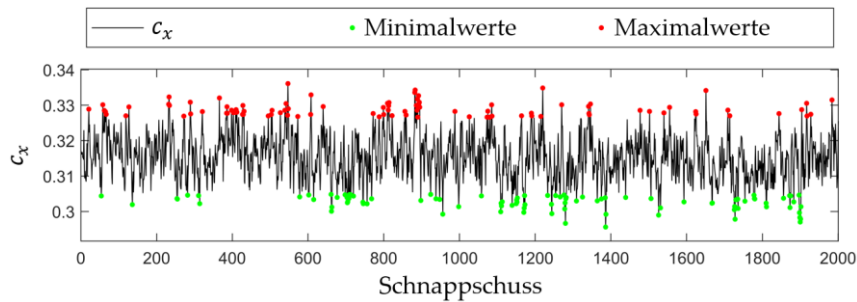


Abbildung 63: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten für den BMW X5 mit geschlossener Front mit Kennzeichnung der auftretenden Maximal- und Minimalwerte.

Für den c_x -Verlauf können die in Tabelle 10 gezeigten Werte angegeben werden.

Tabelle 10: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1) bis zum BMW X5 mit geschlossener Front (Körper 7).

Körper	1	2	3	4	5	6	7
\bar{c}_x	0,204	0,093	0,126	0,121	0,179	0,305	0,315
$\sigma(c_x)$	0,0098	0,0045	0,0022	0,0021	0,0031	0,0114	0,0064
$\sigma(c_x)/\bar{c}_x$	4,8 %	4,8 %	1,7 %	1,7 %	1,7 %	3,7 %	2,0 %
$\max(c_x)$	0,230	0,105	0,133	0,128	0,189	0,345	0,336
$\{\max(c_x) - \bar{c}_x\}/\bar{c}_x$	+12,7 %	+12,9 %	+5,6 %	+5,9 %	+5,6 %	+13,1 %	+6,7 %
$\min(c_x)$	0,170	0,084	0,119	0,116	0,169	0,273	0,296
$\{\bar{c}_x - \min(c_x)\}/\bar{c}_x$	-16,7 %	-9,7 %	-5,6 %	-4,1 %	-5,6 %	-10,5 %	-6,0 %

Die zerklüftete Unterseite des Fahrzeugs sorgt zwar für einen leichten Anstieg des zeitgemittelten c_x -Werts, dahingegen nehmen die Standardabweichung und die minimale und maximale Abweichung vom Mittelwert jedoch ab. Neben dem Unterboden sind bei dem BMW X5 mit geschlossener Front auch die Radhäuser anders gestaltet als beim vorherigen Fall, so dass diese auch für die Änderungen im c_x -Wert mitverantwortlich sein können. Es wird angenommen, dass durch die zerklüftete Unterseite des Körpers zwar deutlich mehr Turbulenzen als beim vorherigen Fall mit glattem Unterboden entstehen, diese jedoch aufgrund ihrer kleineren Größe zu den schwächeren, hochfrequenten Schwankungen im Verlauf des Widerstandskoeffizienten führen.

Eine Ursache für die Schwankungen im c_x -Verlauf, die bereits auch beim simplifizierten BMW X5 mit Rädern und glattem Unterboden auftritt (vgl. Abbildung 57), ist eine Druckschwankung im unteren Bereich der Heckfläche. Die entsprechende Mode ist in Abbildung 64 dargestellt und weist die größte Relevanz für den Luftwiderstand aller extrahierten Strömungsvorgänge und den größten Energiegehalt der Druckmoden an der Heckfläche auf.

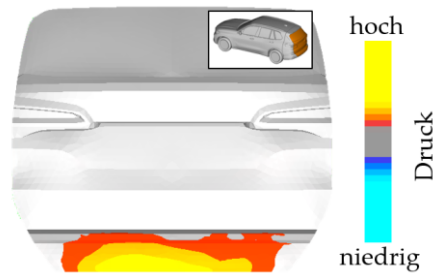


Abbildung 64: Mode des Drucks an der Heckfläche des BMW X5 mit geschlossener Front mit dem größten Energiegehalt.

Analog zum vorangegangenen Körper wird diese Druckschwankung durch eine horizontale Verschiebung des unteren Rezirkulationsgebiets verursacht, wie die gemittelten Strömungsbilder für die Minimal- und Maximalwerte des Modalkoeffizienten in Abbildung 65 zeigen. Das Phänomen tritt mit einer Peakfrequenz von $2,5\text{ Hz}$ auf und liegt damit in dem gleichen Frequenzbereich wie die von Eulalie et al. gemessene Druckschwankung im Bereich der Heckstoßstange eines realen BMW X5 (Eulalie et al., 2018).

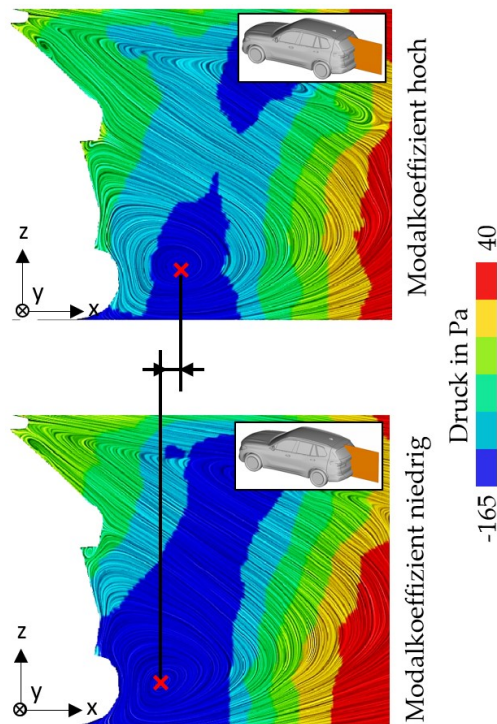


Abbildung 65: Gemittelte Strömungsbilder in einer xz -Ebene mittig des BMW X5 mit geschlossener Front für die Minimal- (unten) und Maximalwerte (oben) des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 64.

Der Einfluss dieses Phänomens auf den c_x -Wert wird mit Hilfe des bivariaten Histogramms in Abbildung 66 bewertet. Dieses zeigt eine diagonale Verteilung der Einträge, welche über die eingezeichnete Regressionsgerade numerisch erfasst und für die Sortierung der Moden verwendet wird. Ein hoher Modalkoeffizient, bei dem das untere Rezirkulationsgebiet weiter von der Heckfläche entfernt ist führt demnach zu einem höheren Druck am Heck und damit zu einem niedrigeren Luftwiderstandskoeffizienten.

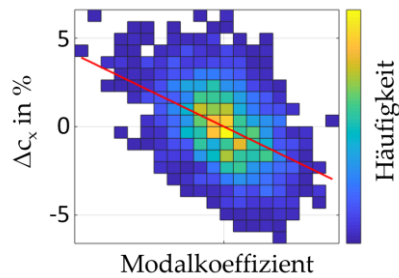


Abbildung 66: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 63) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 64 für den BMW X5 mit geschlossener Front.

An den Seiten der Heckschürze zeigt sich ebenfalls ein ähnliches Ablöseverhalten wie beim vorherigen Fall (vgl. Abbildung 60). Der Luftstrom kann nach Überströmung der Radflächen nur phasenweise von den Seiten der Heckschürze aufgefangen werden, wodurch Druckschwankungen in diesen Bereichen zustande kommen. Erfasst wird dieses Verhalten von der in Abbildung 67 gezeigten Mode des Drucks an der Heckpartie des Körpers mit dem größten Energiegehalt.

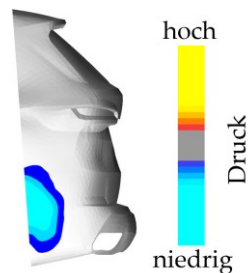


Abbildung 67: Mode des Drucks an der Heckpartie des BMW X5 mit geschlossener Front mit dem größten Energiegehalt.

Der Zusammenhang zwischen der Druckschwankung und dem Luftwiderstand wird durch das bivariate Histogramm in Abbildung 68 dargestellt, welches eine leichte Diagonalität der Einträge zeigt. Demnach führt eine Erhöhung des Drucks an den Seiten der Heckschürze bei einem negativen Modalkoeffizienten, beispielsweise verursacht durch eine nicht anliegende Strömung, zu einem höheren Widerstandskoeffizienten.

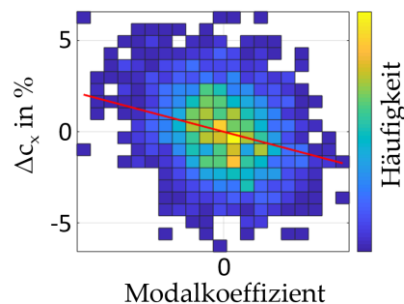


Abbildung 68: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 63) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 67 für den BMW X5 mit geschlossener Front.

4.2.3.4 Offene Front und rotierende Felgen

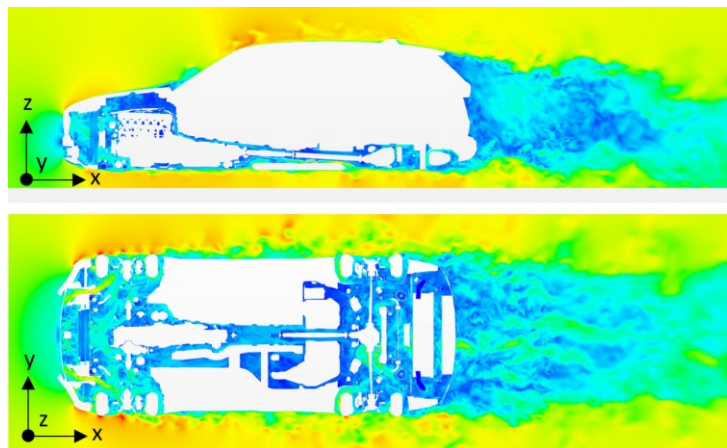


Abbildung 69: Instantane Geschwindigkeitsverteilung in einer xz -Ebene mittig des Körpers und einer xy -Ebene auf Höhe der Radachsen für den BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen.

Das komplexeste Modell des BMW X5 enthält eine offene Front und anstatt der geschlossenen Radflächen 6-Speichen-Felgen, deren Rotation über Festkörperbewegungen, also rotierende Netze dargestellt wird. An der Front strömt die Luft durch die großen Lufteinlässe in der Mitte und die kleineren seitlichen Einlässe in den Motorraum ein. Die instantanen Geschwindigkeitsverteilungen in einer xz -Ebene mittig des Körpers und einer xy -Ebene auf Höhe der Radachsen sind in Abbildung 69 dargestellt. Es ist zu sehen, dass ein Teil des sonst an der geschlossenen Front nach oben, unten und zu den Seiten abgelenkten Luftstroms nun vorne in das Fahrzeug eintritt und in den Motorraum strömt. Dementsprechend wird weniger Luft von der Front verdrängt, sodass die Geschwindigkeit unter der Fahrzeugfront und an den Übergangsbereichen zwischen Front und Motorhaube beziehungsweise Seitenwangen etwas reduziert wird. Im Bereich der Räder ist ein vermehrter Luftaustausch durch die Felgenöffnungen zu sehen. Ansonsten ist es anhand dieser Momentaufnahmen der Geschwindigkeitsverteilung schwierig Aussagen über ein verändertes Strömungsverhalten im Radbereich zu treffen.

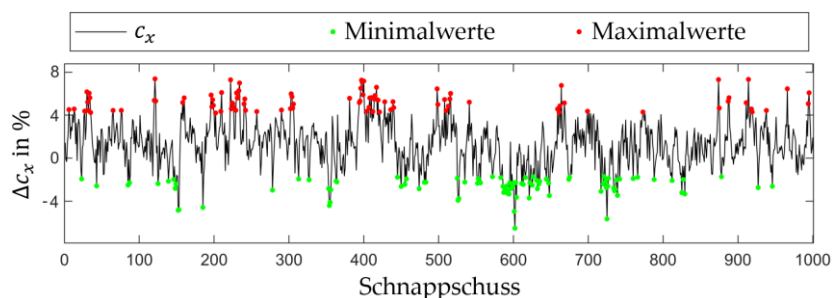


Abbildung 70: Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten für den BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen mit Kennzeichnung der auftretenden Maximal- und Minimalwerte.

Der Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten in Abbildung 70 zeigt einen ähnlichen qualitativen Charakter wie der des vorangegangenen Körpers. Damit bleiben die relative Standardabweichung sowie minimale und maximale Abweichung vom Mittelwert in einem

ähnlichen Bereich wie beim vorherigen Fall. Die Absolutwerte des Luftwiderstandskoeffizienten des BMW X5 können aus Gründen der Geheimhaltung in dieser Arbeit nicht genannt werden. Für einen objektiven Vergleich werden jedoch in Tabelle 11 die relativen Werte angegeben. Für Absolutwerte des Serienfahrzeugs wird auf das entsprechende EADE-Datenblatt (European Aerodynamic Data Exchange) verwiesen.

Tabelle 11: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für den Grundkörper ohne Heckenzug (Körper 1) bis zum BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen (Körper 8).

Körper	1	2	3	4	5	6	7	8
\bar{c}_x	0,204	0,093	0,126	0,121	0,179	0,305	0,315	–
$\sigma(c_x)$	0,0098	0,0045	0,0022	0,0021	0,0031	0,0114	0,0064	–
$\sigma(c_x)/\bar{c}_x$	4,8 %	4,8 %	1,7 %	1,7 %	1,7 %	3,7 %	2,0 %	2,1 %
$\max(c_x)$	0,230	0,105	0,133	0,128	0,189	0,345	0,336	–
$\{\max(c_x) - \bar{c}_x\}/\bar{c}_x$	+12,7 %	+12,9 %	+5,6 %	+5,9 %	+5,6 %	+13,1 %	+6,7 %	+7,1 %
$\min(c_x)$	0,170	0,084	0,119	0,116	0,169	0,273	0,296	–
$\{\bar{c}_x - \min(c_x)\}/\bar{c}_x$	-16,7 %	-9,7 %	-5,6 %	-4,1 %	-5,6 %	-10,5 %	-6,0 %	-6,5 %

Die relevanteste Mode des Strömungsfalls ist in Abbildung 71 zu sehen und zeigt eine diagonal ausgeprägte Druckänderung auf der Heckfläche des Körpers.

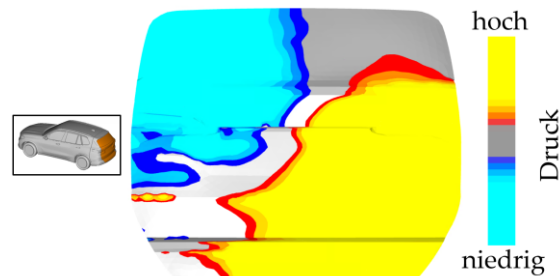


Abbildung 71: Mode des Drucks an der Heckfläche des BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen mit dem größten Energiegehalt.

Um die Ursache dieser Mode ausfindig zu machen, werden die gemittelten Strömungsbilder für Minimal- und Maximalwerte des Modalkoeffizienten aus Abbildung 72 herangezogen. Es ist zu sehen, dass es sich hierbei um die Kombination zweier Phänomene handelt. Zum einen tritt bei diesem Körper eine Verlagerung des unteren Rezirkulationsgebiets auf, wie sie bereits bei den vorherigen Körpern beobachtet werden konnte. Gleichzeitig kommt es aber auch zu einer Umpositionierung der lateralen Rezirkulationsgebiete, ähnlich wie bei die dem ersten Körper, dem Grundkörper ohne Heckenzug. Beide dieser Vorgänge scheinen simultan zueinander abzulaufen, wie bereits die Mode in Abbildung 71 vermuten lässt. Das Schwankungsbild zeigt eine diagonale Druckschwankung und unterscheidet sich darin deutlich von den relevantesten Moden an der Heckfläche der vorherigen Körper (Abbildung 57, Abbildung 64). Dort beschränken sich die durch die Moden erfassten Druckschwankungen

lediglich auf den unteren, mittigen Bereich der Heckfläche, wonach keine simultane Wanderung der lateralen Rezirkulationsgebiete stattfindet. Wie die gemittelten Strömungsbilder (Abbildung 72) für die Mode in Abbildung 71 darstellen, schiebt sich bei negativem Modalkoeffizienten sowohl das untere als auch das rechte Rezirkulationsgebiet an die Heckfläche des Körpers heran.

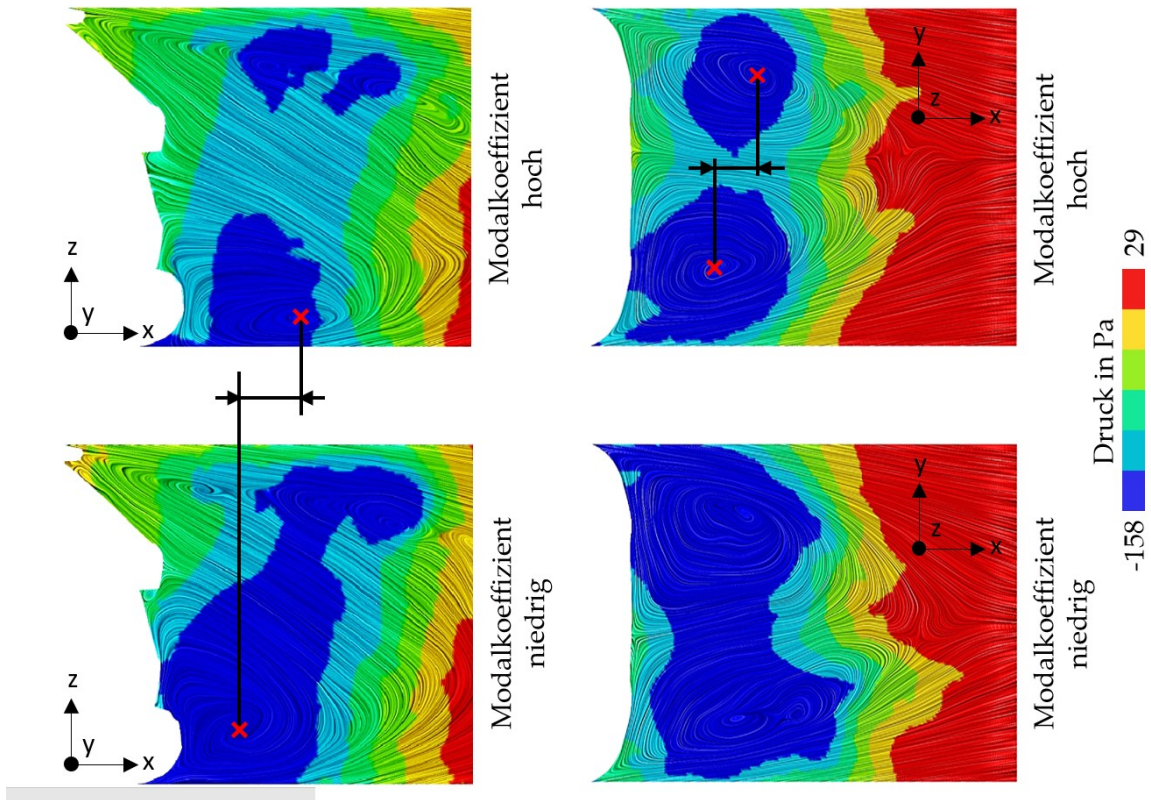


Abbildung 72: Gemittelte Strömungsbilder in einer xz- (links) und einer xy-Ebene (rechts) hinter dem BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen für die Minimal- (unten) und Maximalwerte (oben) des Modalkoeffizienten der Mode aus Abbildung 71.

Das bivariate Histogramm in Abbildung 73 zeigt, dass der dadurch am Heck induzierte niedrige Druck zu einer Erhöhung des Luftwiderstands führt.

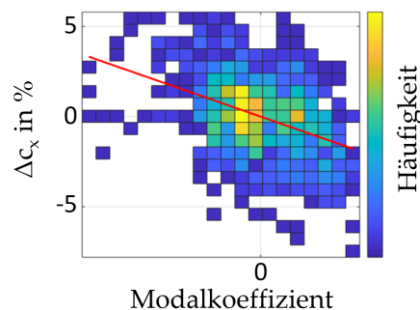


Abbildung 73: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 70) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 71 für den BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen.

Bei positivem Modalkoeffizienten bewegt sich zwar wiederum das linke Rezirkulationsgebiet zum Heck, jedoch erreicht der Widerstandskoeffizient dann durch das nun weiter vom Heck entfernte untere Rezirkulationsgebiet im Mittel niedrigere Werte. Beide Strömungsphänomene werden nicht separat durch einzelne weitere Moden des Drucks an der Heckfläche erfasst, was eine Kopplung der beiden Vorgänge bestätigt. Eine Bewertung des Einflusses der einzelnen Rezirkulationsgebiete auf den Luftwiderstand ist damit nicht möglich.

Auch bei diesem letzten Vollheckkörper werden Druckschwankungen im Bereich der Heckstoßstange erfasst, deren Frequenz von etwa 2 Hz mit der Dynamik der Ergebnisse von Eulalie et al. übereinstimmt (Eulalie et al., 2018). Ebenso werden die an den Seiten der Heckschürze auftretenden Druckschwankungen durch die an den Hinterrädern ablösende Strömung erfasst, wie die in Abbildung 74 gezeigte Mode des Drucks an der Heckpartie mit dem größten Energiegehalt zeigt.

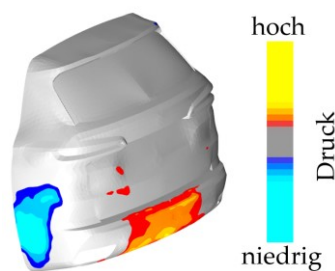


Abbildung 74: Mode des Drucks an der Heckpartie des BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen mit dem größten Energiegehalt.

Zusätzlich zu den blauen Bereichen hinter den Rädern zeigt das Schwankungsbild außerdem einen gelb-roten Bereich in der Mitte der Heckschürze. Dies bedeutet, dass eine anliegende Strömung hinter den Hinterrädern zu einer Erhöhung des Drucks am Fahrzeugheck führt, was wiederum einen reduzierten Luftwiderstand zur Folge haben sollte. Bestätigt wird diese Annahme durch das in Abbildung 75 gezeigte bivariate Histogramm.

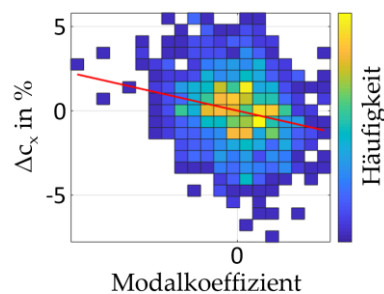


Abbildung 75: Bivariates Histogramm mit Regressionsgerade zur Darstellung der Relation zwischen Luftwiderstands- (Abbildung 70) und Modalkoeffizient der Mode aus Abbildung 74 für den BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen.



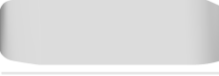





Analog zu dem in Abbildung 54 gezeigten Schwankungsbild werden auch bei dem BMW X5 mit offener Front und rotierenden Felgen die an der Spoilerkante ablösenden und stromabwärts wandernden Wirbelstrukturen durch Moden des Drucks in der xz -Ebene mittig hinter dem Körper erfasst. Der Modalkoeffizient der ersten, energiereichsten Mode trägt hierbei eine

Peakfrequenz von 9 Hz und ist damit in guter Übereinstimmung mit der Dynamik des Phänomens bei allen vorhergegangenen BMW X5 Modellen. In den in Kapitel 2.1.3.4 beschriebenen Literaturstellen für realitätsnahe Vollheckfahrzeuge finden sich keine Angaben zur Frequenz der abwandernden Wirbelstrukturen stromabwärts des Heckspoilers. Lediglich für fahrzeugähnliche Grundkörper in Bodennähe (siehe Kapitel 2.1.3.3) sind Informationen zur Wirbelabwanderung an vertikalen und horizontalen Hinterkanten der einfachen Körper zu finden. Dabei unterscheiden sich die angegebenen Frequenzen der Phänomene im Bereich von circa $St \approx 0,2$ (Grandemange et al., 2012, 2013b) in etwa um den Faktor zwei von der Dynamik der bei den Modellen des BMW X5 auftretenden Wirbelabwanderung mit $St \approx 0,4$.

4.2.4 Übersicht

Am Ende dieses umfangreichen Abschnitts werden die Ergebnisse aus den Strömungssimulationen und Analysen der Vollheckfahrzeugkörper zunehmender Komplexität hier noch einmal zusammengefasst. In Tabelle 12 sind die Werte der c_x -Verläufe für alle Körper gesammelt eingetragen.


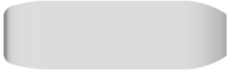






Tabelle 12: Übersichtstabelle mit charakteristischen Werten der c_x -Verläufe für alle Vollheckkörper.

Körper	\bar{c}_x	$\frac{\sigma(c_x)}{\bar{c}_x}$	$\frac{\max(c_x) - \bar{c}_x}{\bar{c}_x}$	$\frac{\min(c_x) - \bar{c}_x}{\bar{c}_x}$
	0,204	4,8 %	+12,7 %	-16,7 %
	0,093	4,8 %	+12,9 %	-9,7 %
	0,126	1,7 %	+5,6 %	-5,6 %
	0,121	1,7 %	+5,9 %	-4,1 %
	0,179	1,7 %	+5,6 %	-5,6 %
	0,305	3,7 %	+13,1 %	-10,5 %
	0,315	2,0 %	+6,7 %	-6,0 %
	-	2,1 %	+7,1 %	-6,5 %

Besonders interessant bei Betrachtung der Werte ist, dass der Luftwiderstandskoeffizient des Grundkörpers durch einen Heckenzug zwar in etwa halbiert, die relative Schwankung des Widerstands jedoch kaum verändert wird. Während die Ablösung beim ersten Vollheckkörper an allen Hinterkanten völlig definiert stattfindet und die Schwankungen durch eine Wanderung der lateralen Rezirkulationsgebiete verursacht wird, kommen die Schwankungen beim zweiten Körper hingegen im Wesentlichen durch die Wanderung der Ablöselinien auf der Unter- und Oberseite des eingezogenen Hecks zustande. Durch die Hinzunahme eines Bodens wird die vertikale Oszillation des Totwassers beschränkt, sodass auch die Standardabweichung des c_x -Werts deutlich reduziert wird. Bei dem Grundkörper mit Heckenzug und Bodennähe sowie dem SUV-Prinzipkörper ist dann vor allem die an den Seitenflächen der Heckpartie auftretende wandernde Ablösung Ursache für die Fluktuation des Luftwiderstandskoeffizienten. Die im Vergleich zum SUV-Prinzipkörper detailliertere BMW X5 Grundform weist zwar einen etwas erhöhten Widerstandskoeffizienten auf, die relative Schwankung bleibt allerdings nahezu unverändert. Diese kann anstelle einer variierenden Ablösung im seitlichen Heckbereich jedoch einer Wanderung und Verformung des unteren Rezirkulationsgebiets zugeordnet werden. Dieses Phänomen bleibt in ähnlicher Ausprägung auch bei allen weiteren, detaillierteren Vollheckkörpern erhalten. Hinzugefügte Räder sorgen neben einer deutlichen Zunahme des Luftwiderstandskoeffizienten auch für ausgeprägte Instationaritäten in den seitlichen Bereichen der Heckschürze des BMW X5 und Oszillationen im c_x -Verlauf. Dementsprechend nimmt die relative Schwankung um 2 % und die absolute Schwankung des c_x -Werts sogar um etwa den Faktor 3,7 zu. Wird das Fahrzeugmodell zusätzlich mit dem detaillierten Unterboden ausgestattet, werden diese Schwankungen vermindert, was sich sowohl in der Standardabweichung des Widerstandskoeffizienten als auch in den bivariaten Histogrammen der entsprechenden Moden bemerkbar macht. Möglicherweise werden große Wirbel, wie sie bei den Modellen mit glatter Unterseite im Bereich des Unterbodens entstehen, durch den zerklüfteten Unterboden in kleinere Wirbel aufgebrochen, sodass dort lediglich kleinere Druckschwankungen auftreten. Die Öffnung der Fahrzeugfront und Hinzunahme von Felgen anstelle der geschlossenen Radflächen zeigen keinen deutlichen Einfluss auf die Streuung sowie die minimale und maximale Abweichung des c_x -Werts vom Mittelwert. Jedoch ist eine Ausweitung der Druckschwankung an der Heckfläche von dem unteren auf den seitlichen (rechten) Bereich zu beobachten.

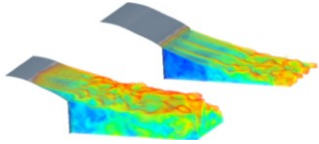
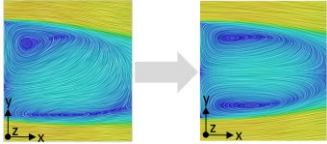
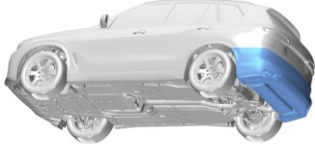
Die in Tabelle 13 beschriebenen Potentiale zur c_x -Reduktion wurden anhand der in der unbeeinflussten Strömung auftretenden Phänomene abgeleitet. Hierfür wurden die bivariaten Histogramme aus Modelkoeffizient und Luftwiderstandskoeffizient herangezogen und mit Hilfe einer Regressionsgerade der mittlere Einfluss des Phänomens auf den Luftwiderstand abgeschätzt. Dabei wird der niedrigste Punkt der Geraden als Potential zur c_x -Reduktion angesehen. Dieser Punkt entspricht dem c_x -Wert, der erreicht wird, wenn das betreffende Strömungsphänomen durch die Nutzung passiver oder aktiver Strömungsbeeinflussung konstant in dem Zustand gehalten wird, in dem es in der unbeeinflussten Strömung (die in diesem Kapitel beschriebenen instationären Simulationen des Körpers) den niedrigsten Luftwiderstandskoeffizienten verursacht. Wird das entsprechende Phänomen jedoch über die in den unbeeinflussten Strömungen auftretenden Schwankungen bzw. Positionen hinaus beeinflusst, indem beispielsweise über ein AFC-System zusätzliche Energie in die Strömung eingebracht wird, könnten noch deutlich größere Effekte erzielt werden.

Tabelle 13: Zusammenfassung der relevantesten instationären Strömungsphänomene und deren minimaler Potentiale zur c_x -Reduktion für alle Vollheckkörper.

Körper	Relevanteste instationäre Phänomene	Minimales Potential zur c_x -Reduktion
 Grundkörper ohne Heckeinzug	<ul style="list-style-type: none"> - Verschiebung der lateralen Rezirkulationsgebiete 	9 %
 Grundkörper mit Heckeinzug	<ul style="list-style-type: none"> - Wanderung der Ablöselinien an den hinteren gekrümmten Flächen - Induzierter Widerstand durch Umlenkung des abströmenden Fluids nach oben 	10 %
 Grundkörper mit Heckeinzug in Bodennähe	<ul style="list-style-type: none"> - Wanderung der Ablöselinien an den gekrümmten Flächen, seitlich und unten - Verfrühte Ablösung auf der Unterseite verringert den Luftwiderstand 	2 % 2 %
 SUV-Prinzipkörper	<ul style="list-style-type: none"> - Wanderung der Ablöselinien an den hinteren gekrümmten Seitenfläche 	4 %
 BMW X5 Grundform	<ul style="list-style-type: none"> - Druckschwankung durch Verschiebung und Verformung des unteren Rezirkulationsgebiets 	5 %
 Simplifizierter BMW X5	<ul style="list-style-type: none"> - Verschiebung des unteren Rezirkulationsgebiets - Nur bedingtes Wiederanlegen der Strömung an den Seiten der Heckschürze 	3 % 3 %
 Geschlossene Front	<ul style="list-style-type: none"> - Verschiebung des unteren Rezirkulationsgebiets - Nur bedingtes Wiederanlegen der Strömung an den Seiten der Heckschürze 	3 % 2 %
 Offene Front und rotierende Felgen	<ul style="list-style-type: none"> - Verschiebung des unteren und lateralen Rezirkulationsgebiets - Nur bedingtes Wiederanlegen der Strömung an den Seiten der Heckschürze 	2 % 2 %

Aus den Ergebnissen der Strömungsanalysen der Vollheckkörper zunehmender Komplexität können die in Tabelle 14 zusammengefassten Empfehlungen zur Reduzierung des Luftwiderstands abgeleitet werden.

Tabelle 14: Wesentliche Empfehlungen zur Reduzierung des Luftwiderstands, abgeleitet aus den Ergebnissen der Strömungsanalysen der Vollheckkörper.

Vermeidung wandernder Ablöselinien	Kontrolle der Position der Rezirkulationsgebiete	Fokussierung auf den Rad- und Heckbereich
<ul style="list-style-type: none"> - Vorgabe definierter Abrisskanten - Ablösungsverzögerung durch Grenzschichtbeeinflussung - Aktive Kontrolle der Strömungsablösung 	<ul style="list-style-type: none"> - Verschiebung/Fixierung der Rezirkulationsgebiete in vorteilhafte Positionen - Umsetzung mittels angepasster Formgebung oder aktiver Strömungsbeeinflussung 	<ul style="list-style-type: none"> - Optimierung der Um- und Überströmung von Rad und Radhaus - Prüfung des Einflusses des unteren Heckbereichs auf das untere Rezirkulationsgebiet
		

Für die weiteren Untersuchungen zur aktiven Strömungskontrolle werden der SUV-Prinzipkörper und der simplifizierte BMW X5 ausgewählt. An beiden Körpern sollen AFC-Systeme zur Grenzschichtbeeinflussung eingesetzt werden, um auf die relevantesten Strömungsphänomene einzuwirken und den Luftwiderstand zu senken. Die Festlegung auf diese beiden Vollheckkörper und die Art der aktiven Strömungsbeeinflussung wird in den nachfolgenden Abschnitten begründet:

Der SUV-Prinzipkörper stellt das Bindeglied zwischen den sehr einfachen Grundkörpern und den detaillierteren Modellen des BMW X5 dar. Mit der angedeuteten Motorhaube, dem Greenhouse und dem eingezogenen Vollheck beinhaltet der Körper die wesentlichen Formelemente und die Grundabmessungen eines SUVs. Das Phänomen mit dem größten Einfluss auf den Luftwiderstand, die Wanderung der Ablöselinien an den gekrümmten Seitenflächen des Hecks, tritt zwar bei den komplexeren Modellen des BMW X5 nicht auf, weist jedoch trotzdem auf einen Stellhebel zur Widerstandsreduktion bei realen SUVs hin. In der Entwicklung der Fahrzeugaerodynamik wird die Form des Hecks auf eine nichtbeeinflusste Umströmung optimiert. Die Fahrzeugoberflächen werden im Idealfall so gestaltet, dass die Strömung erst an definierten Abrisskanten ablöst und wandernde Ablöselinien vermieden werden, was die Verjüngung des Heckinzugs, also die auf die Einzugslänge bezogene Einschnürung des Heck, begrenzt. Unter dieser Prämisse können entweder nur relativ kurze Heckinzüge, die lediglich zu einer geringen Verkleinerung der Heckbasisfläche und des Luftwiderstands führen, oder vergleichsweise lange Heckinzüge, die zu einem unerwünschten Erscheinungsbild und reduziertem Innenraumangebot im Bereich der Rücksitze und des Kofferraums führen,

umgesetzt werden. Der Einsatz einer ablösungsverzögernden Grenzschichtbeeinflussung könnte hier Abhilfe schaffen und vergleichsweise kurze, jedoch stärker einschnürende Heck-einzüge ermöglichen. Demnach würde eine erfolgreiche Ablösungsverzögerung an den gekrümmten Seitenflächen des SUV-Prinzipkörpers auch für den Einsatz eines entsprechenden AFC-Systems an realen Serienfahrzeugen sprechen.

Obwohl der simplifizierte BMW X5 weder über einen Motorraum oder detaillierten Unterboden noch über rotierende Felgen verfügt, treten bei dem Modell dennoch sehr ähnliche Strömungsphänomene wie bei den komplexesten Modellen des BMW X5 auf. So gelingt das erwünschte Wiederanlegen der Strömung an die seitlichen Heckflächen nach Überströmung der Hinterräder nur phasenweise, was zu einer unerwünschten Widerstandserhöhung führt. Mit Hilfe eines Systems zu Grenzschichtbeeinflussung kann versucht werden, die Strömung in diesen Bereichen am Ablösen zu hindern, sodass diese dauerhaft den Seitenflächen der Heckschürze folgt. Auch die Wanderung des unteren Rezirkulationsgebiets, welche zu ausgeprägten Druckfluktuationen an der Heckfläche führt und auf eine Schwankung der Strömungsablösung im Diffusorbereich zurückgeführt wird, kann möglicherweise durch den Einsatz einer Grenzschichtbeeinflussung kontrolliert werden.

Da in dieser Arbeit aus Zeitgründen nur eine Art der Beeinflussung im Detail untersucht werden kann, wird die Beeinflussung der abgelösten Strömung nicht weiter behandelt und der Fokus stattdessen auf die Beeinflussung der Strömungsablösung gelegt. In Kapitel 2.2.2 wurde gezeigt, dass an stumpfen Körpern eine Ablösungsverzögerung erfolgreicher und effizienter zur Widerstandsreduktion eingesetzt werden konnte als die Kontrolle der bereits abgelösten Strömung. Letztere wurde insbesondere verwendet, um die Bistabilität des Totwassers zu unterbinden und einen symmetrischen Zustand der lateralen Rezirkulationsgebiete zu erreichen. Ein derartiges bistabiles Verhalten konnte jedoch weder beim SUV-Prinzipkörper noch beim simplifizierten BMW X5 beobachtet werden.

5 Beeinflussung der Strömung

Nachdem in dem vorhergehenden Kapitel die Analyse der Strömung behandelt wurde, wird dieser Abschnitt der Arbeit der Beeinflussung der Strömung gewidmet.

Die Ergebnisse der Strömungsanalyse an den Vollheckkörpern zunehmender Komplexität des vorgehenden Kapitels legen nahe, dass sowohl beim SUV-Prinzipkörper als auch beim simplifizierten BMW X5 eine Ablösungsverzögerung genutzt werden kann, um die relevantesten Strömungsphänomene zu beeinflussen und damit eine Widerstandsreduktion zu erzielen. Um eine möglichst effiziente Verzögerung der Strömungsablösung zu erreichen, soll in dieser Arbeit ein Impulsaustausch im wandnahen Bereich genutzt werden. Dieser wird beispielsweise bei passiven oder aktiven Wirbelgeneratoren durch die Erzeugung von Turbulenzen erreicht, die schnelles, energiereiches Fluid aus wandfernen Bereichen zur Wand transportieren und dafür energiearmes, langsames Fluid von der Wand entfernen. Anstatt eine große Menge an Energie von externer Quelle in das Strömungssystem einzubringen, wird die bereits in der Strömung vorhandene Energie genutzt und sozusagen effizienter sortiert. Passiven Wirbelgeneratoren gelingt dies ohne externe Energiequelle, jedoch verursachen die dabei verwendeten Geometrien selbst einen parasitären Strömungswiderstand. Insbesondere in Phasen, in denen beispielsweise aufgrund niedriger Umströmungsgeschwindigkeit keine Strömungsbeeinflussung erforderlich ist, führen die passiven Wirbelgeneratoren zu einer unerwünschten Erhöhung des Luftwiderstands. Aktive Wirbelgeneratoren können in diesem Fall leicht deaktiviert werden. Eine Aktuatorenart, welche, wie in Kapitel 2.2.2.1 gezeigt, eine besonders effiziente Ablösungsverzögerung ermöglicht, stellen fluidische Oszillatoren dar. Korrekt positioniert und ausgerichtet erzeugen sie wechselseitig Längswirbel im Grenzschichtbereich die zu einem Impulsaustausch führen. Während klassische fluidische Oszillatoren einen kontinuierlich oszillierenden Strahl generieren, werden bei der verwandten Variante der bistabilen fluidischen Aktuatoren wechselseitig diskrete Strahlen erzeugt. Es wird vermutet, dass für die Erzeugung effektiver Längswirbel mittels fluidischer Oszillatoren vor allem die Strahlpositionen nahe der Umkehrpunkte der Oszillation relevant sind und, dass die mittigen Positionen hierfür einen untergeordneten Beitrag leisten. Diese Vermutung wird durch die Ergebnisse der nachfolgenden Kapitel bestätigt, in denen der Einfluss der Austrittsrichtung eines Strahls auf die Erzeugung stabiler und starker Längswirbel untersucht wird. Anstelle fluidischer Oszillatoren wird daher deren diskrete Alternative, bistabile fluidische Aktuatoren, für die folgenden Untersuchungen der Strömungsbeeinflussung ausgewählt.

Für die Erzeugung von Längswirbeln mittels bistabiler fluidischer Aktuatoren werden in den nachfolgenden Kapiteln verschiedene Parameterstudien durchgeführt, um eine möglichst energieeffiziente Konfiguration der Aktuatorik zu identifizieren. Weiterhin wird ein entsprechend dieser Konfiguration abgestimmtes AFC-System an zwei Vollheckkörpern simulativ erprobt. Abschließend wird das Wirkprinzip von bistabilen fluidischen Aktuatoren experimentell untersucht. Hierzu wird das Fahrzeugmodell des BMW 5er Touring (E61) mit einer entsprechenden Aktuatorik ausgestattet und im Windkanal untersucht.

Weder in den numerischen noch in den experimentellen Untersuchungen werden vollständige, durchströmte bistabile fluidische Aktuatoren verwendet. In den Strömungssimulationen

würde die notwendige feine zeitliche und räumliche Diskretisierung der durchströmten Innengeometrie der Aktuatoren zu einem enormen Rechenaufwand führen, insbesondere bei der Simulation einer Reihe von Aktuatoren an vollständigen Fahrzeugkörpern. Aus diesem Grund werden in den Simulationen die durch die Aktuatoren erzeugten Strahlen mit Hilfe einzelner Geschwindigkeitseinlässe (Velocity-Inlets) realisiert. Hierbei werden die beiden diskreten Auslässe eines Aktuators über zwei kleine Flächen dargestellt, die bündig in die überströmte Oberfläche eingepasst sind (siehe Kapitel 3.3). Würden für die Experimente bistabile fluidische Aktuatoren verbaut, könnte die Frequenz des wechselseitig austretenden Strahls nur über eine Änderung des ausgeblasenen Volumenstroms oder durch einen Wechsel der Aktuatorengeometrie erreicht werden. In den Versuchen sorgen deshalb durchströmte elektromagnetische Ventile für die wechselseitig austretenden Strahlen und bilden auf diese Weise das Wirkprinzip bistabiler fluidischer Aktuatoren nach (siehe Kapitel 5.2.1). Auf diese Weise kann in kurzer Zeit eine Vielzahl verschiedener Frequenzen untersucht werden. Aus den Ergebnissen dieser Arbeit können dann Empfehlungen für geeignete Anregungsfrequenzen abgeleitet werden, sodass für zukünftige Experimente gezielt entsprechende Aktuatoren dimensioniert werden können. Die Auslegung eines fluidischen Aktuators, insbesondere der internen durchströmten Geometrie, ist jedoch nicht mehr Teil der vorliegenden Arbeit.

5.1 Numerische Untersuchungen zur aktiven Strömungsbeeinflussung

Bevor mit dem kosten- und zeitintensiven Aufbau eines Versuchsträgers für den Windkanal begonnen wird, wird zunächst eine Vielzahl von Strömungssimulationen durchgeführt, anhand derer der Einfluss unterschiedlicher Parameter auf die Wirksamkeit bistabiler fluidischer Aktuatoren analysiert wird. Dabei wird zuerst das bereits in Kapitel 3.3 vorgestellte Teilmodell genutzt, um eine energieeffiziente Konfiguration der Aktuatorik zu ermitteln. Anschließend wird anhand weiterer Simulationen der widerstandsmindernde Effekt eines derartig konfigurierten AFC-Systems an zwei Vollheckkörpern simulativ untersucht.

5.1.1 Parameterstudien zur energieeffizienten Konfiguration der Aktuatorik

In den nachfolgenden Abschnitten wird mit Hilfe verschiedener Parameterstudien eine möglichst effiziente Konfiguration für bistabile fluidische Aktuatoren gesucht. Hierbei werden an einem einzelnen Aktuator Austrittswinkel und Austrittsgeschwindigkeit, an einem Aktuatoren-Array (bestehend aus 5 Aktuatoren) der Staffelungsabstand zwischen den Aktuatoren und an einer Aktuatoren-Reihe die Position in x-Richtung (Richtung der Anströmung) sowie die Anregungsfrequenz untersucht.

5.1.1.1 Einzelner Aktuator

Da für eine angemessene Auflösung der Längswirbel eine vergleichsweise feine räumliche und zeitliche Auflösung des Wirkbereichs notwendig ist (siehe Kapitel 3.3.2 und Anhang B), wird für die ersten Untersuchungen lediglich ein einzelner Aktuator verwendet. Durch den niedrigeren Rechenaufwand im Vergleich zu einer kompletten Aktuatoren-Reihe lassen sich

schneller viele verschiedene Konfigurationen berechnen und vergleichen. Beim dem für die Parameterstudie verwendeten Teilmodell (siehe Kapitel 3.3) sind die Auslässe des Aktuators mittig am Übergang von der ebenen Oberseite zur gekrümmten Heckfläche platziert (Abbildung 14). Bei der Bewertung der Effizienz steht die Interaktion der aus dem Aktuator austretenden Strahlen mit der Umgebungsströmung im Fokus.

In der Parameterstudie werden folgende Einstellungsparameter des Aktuators variiert:

- Austrittswinkel α : Strahlaustrittswinkel relativ zur $x_A y_A$ -Ebene, gemessen in der $x_A z_A$ -Ebene
- Sprenzungswinkel β : Winkel zwischen den beiden Strahlen eines Aktuators, gemessen in der $y_A z_A$ -Ebene
- Austrittsgeschwindigkeit u_A : Austrittsgeschwindigkeit an den Auslassflächen des Aktuators

Um die Winkel einstellen und messen zu können, wird für den Aktuator ein lokales Koordinatensystem erzeugt. Die z_A -Achse steht dabei senkrecht auf der Auslassfläche und die y_A -Achse ist identisch mit der y -Achse des globalen Koordinatensystems. Die x_A -Achse verläuft parallel zur xz -Ebene und Auslassfläche, und zeigt stromabwärts der Umgebungsströmung. Die Parameter und deren Definition innerhalb des lokalen Koordinatensystems sind in Abbildung 76 veranschaulicht.

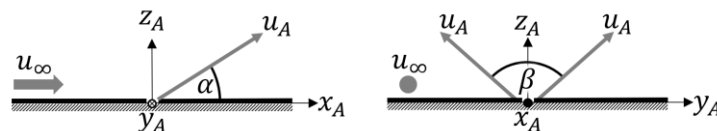


Abbildung 76: Definition des Austrittswinkels α und des Spreizungswinkels β im lokalen Koordinatensystem eines Aktuators.

Um zu ermitteln, bei welchen Winkeln der Aktuator am effizientesten arbeitet, gilt es den über die Strahlen in die Strömung eingebrachten Energieeintrag zunächst konstant zu halten. Als Maß für den Energieeintrag wird der Impulskoeffizient C_μ (Gleichung 7, S. 6) herangezogen. Neben dem ausgeblasenen Massenstrom \dot{m}_A und der Austrittsgeschwindigkeit u_A gehen die Dichte ρ_∞ , Umgebungsgeschwindigkeit u_∞ und eine Referenzfläche A_{ref} in die Gleichung ein. Vergleichssimulationen eines einzelnen Aktuators mit inkompressiblem und kompressiblem Fluid haben gezeigt, dass die sich ausbildenden Längswirbel selbst bei Austrittsgeschwindigkeiten mit $Ma \gg 0,3$ keine wesentlichen Unterschiede aufweisen. Das zunächst noch sehr schnelle Fluid wird bei Eintritt in die langsamere Umgebungsströmung und der damit verbundenen Aufweitung des Strahls schnell abgebremst, sodass bereits kurz nach dem Geschwindigkeitsauslass $Ma < 0,3$ vorherrscht. Insbesondere der für den Impulsaustausch verantwortliche Wirkungsbereich der Längswirbel ist stets im Bereich $Ma < 0,3$, sodass zur Reduktion der Rechenzeit der hier durchgeführten Simulationen inkompressibles Fluid verwendet wird. Da weiterhin weder die Anströmungsgeschwindigkeit noch die Modellgeometrie variiert werden, ist der Impulskoeffizient lediglich von dem Produkt aus dem ausgeblasenen

Volumenstrom \dot{V}_A und der Austrittsgeschwindigkeit u_A abhängig. Das Produkt dieser beiden Parameter wird weiterhin als Verbrauchskoeffizient E_V bezeichnet und fortan als Maßstab für den Energieeintrag eines Aktuators verwendet.

$$E_V = \dot{V}_A \cdot u_A \quad (\text{Gl. 36})$$

Wie bereits erwähnt wird die Größe der Austrittsflächen des Aktuators nicht variiert. Es gilt jedoch zu beachten, dass bei Änderung des Austrittswinkels eines Strahls sich auch die für die Ausströmung genutzte Netto-Fläche ändert. Da untersucht werden soll, welche Winkel den besten Effekt bei gleichem Energieeintrag erzielen, wird bei Variation der Winkel die Austrittsgeschwindigkeit u_A stets so an die durchströmte Netto-Austrittsfläche angepasst, dass der Verbrauchskoeffizient E_V und damit auch der Impulskoeffizient C_μ unverändert bleiben. Die Netto-Austrittsfläche wird dabei durch Projektion der Austrittsfläche auf eine Ebene mit der Normalen in Austrittsrichtung bestimmt.

Für die Winkel α und β und den Verbrauchskoeffizienten E_V werden jeweils drei verschiedene Werte in der Parameterstudie untersucht, also insgesamt 27 verschiedene Konfigurationen:

Austrittswinkel α :	30°
	45°
	90°
Spreizungswinkel β :	45°
	90°
	135°
Verbrauchskoeffizient E_V :	$1,93 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$
	$7,72 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$
	$12,76 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$

Die willkürlich gewählt erscheinenden Werte des Verbrauchskoeffizienten E_V ergeben sich aus den Austrittsgeschwindigkeiten $u_A = u_\infty$, $u_A = 2 \cdot u_\infty$ und $u_A = 100 \text{ m/s} \approx 2,57 \cdot u_\infty$ bei den Winkeln $\alpha = 30^\circ$ und $\beta = 135^\circ$.

Da ein möglicherweise komplexer Einfluss der Frequenz des Links-Rechts-Wechsels des Aktuators zunächst nicht berücksichtigt werden soll, wird die Frequenz für die hier beschriebene Studie auf $f = 50 \text{ Hz}$ festgelegt. Bei dieser Frequenz geschieht ein Auslasswechsel und damit die Abschaltung des aktiven Auslasses erst dann, wenn der durch den betreffenden Luftstrahl erzeugte Längswirbel das Ende des für die Auswertung genutzten Betrachtungsbereichs erreicht hat. So kann überprüft werden, ob sich mit den gewählten Einstellungen stabile Längswirbel ausbilden können, die über die komplette Länge des Wirkbereichs bestehen bleiben, ohne zu zerfallen.

Für die Auswertung der Strömungssimulationen wird in mehreren yz -Schnittebenen hinter (stromabwärts) des Aktuators ein Datenexport der Geschwindigkeit und Wirbelstärke mit einer Abtastfrequenz von 1000 Hz durchgeführt. Mit derselben Abtastfrequenz erfolgt außerdem ein Export der Wandschubspannung für die gekrümmte Fläche stromabwärts der Auslässe. Pro Konfiguration werden $0,25 \text{ s}$ physikalischer Zeit mit aktiver Aktuatorik simuliert, wobei nur die letzten 20 ms für die Auswertung verwendet werden.

Die Darstellungen in den folgenden drei Abbildungen zeigen die instantane Verteilung der Wandschubspannung in y-Richtung im Bereich stromabwärts des Aktuators für die insgesamt 27 verschiedenen Parameterkombinationen. Dabei sind die Darstellungen entsprechend des Verbrauchskoeffizienten in Gruppen von jeweils 9 Teilbildern zusammengefasst. Die Teilbilder sind aus Platzgründen auf ungefähr ein Drittel der ursprünglichen Breite zusammengestaucht und stellen das Ergebnis nach dem letzten gerechneten Zeitschritt der Simulationen dar. Dieser Zeitpunkt zeigt die Auswirkung eines 10 ms lang gehaltenen Strahls am rechten Auslass kurz vor dem Auslasswechsel auf die Wandschubspannung quer zur Hauptströmungsrichtung. Der Aktuator befindet sich in den Teilbildern jeweils am linken Bildrand auf halber Höhe der Grafik. Da der Richtungsvektor des Strahls des rechten Auslasses eine (vom Spreizungswinkel β abhängige) y-Komponente aufweist, wandert der entstehende Längswirbel und damit auch der Bereich erhöhter Wandschubspannung in den folgenden Abbildungen stromabwärts leicht in y-Richtung ab. Abbildung 77 zeigt die Ergebnisse für alle Winkelkombinationen bei niedrigem Verbrauchskoeffizienten. Die Austrittsgeschwindigkeit des Strahls entspricht hier in etwa der Anströmgeschwindigkeit des Körpers. Während sich bei einem Austrittswinkel von $\alpha = 30^\circ$ stets ein stabiler Längswirbel ausbildet, zeigt sich bei den steileren Austrittswinkeln $\alpha = 45^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ größtenteils ein stark instabiles Verhalten. Besonders bei den kleineren Spreizungswinkeln $\beta = 45^\circ$ und $\beta = 90^\circ$ bricht der Längswirbel immer wieder in kleinere Wirbel auf, welche dann ebenfalls mit der Hauptströmung stromabwärts getragen werden. Inwieweit dieses Verhalten zu einem besseren oder schlechteren Impulsaustausch in der Grenzschicht führt, lässt sich anhand dieser Bilder noch nicht beurteilen. In der ersten Reihe von Abbildung 77 ist zu sehen, dass ein größerer Spreizungswinkel zu einem längeren roten Bereich mit erhöhter Wandschubspannung führt. Hier scheint der Längswirbel über eine höhere Rotationsenergie zu verfügen und deshalb über einen längeren Weg wirken zu können.

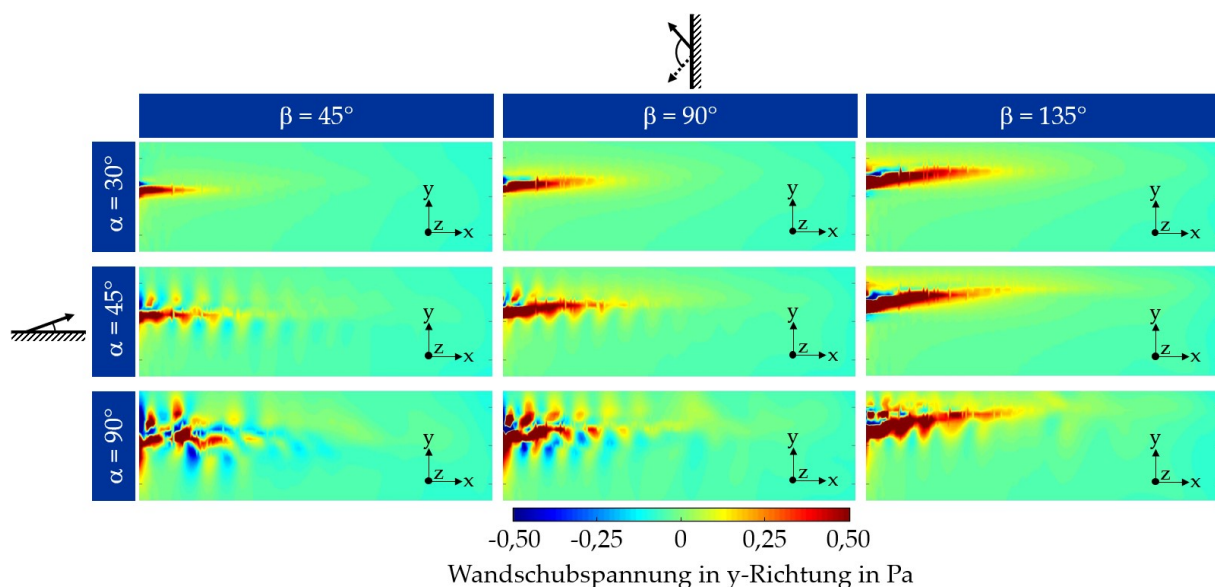


Abbildung 77: Instantane Verteilung der Wandschubspannung in y-Richtung für den niedrigen Verbrauchskoeffizienten eines einzelnen Aktuators bei aktivem rechten Auslass für unterschiedliche Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β .

Bestätigt wird das durch die Darstellungen in Abbildung 78 für den mittleren Verbrauchskoeffizienten, bei dem die Austrittsgeschwindigkeit des Aktuators in etwa dem Zweifachen der Anströmgeschwindigkeit entspricht. Auch hier weist der Wirkungsbereich bei einem Spreizungswinkel von $\beta = 135^\circ$ die größte Länge auf. Es ist außerdem zu sehen, dass der Wirkungsbereich mit zunehmendem Spreizungswinkel vermehrt zur Seite wandert (in den Darstellungen nach oben), bedingt durch eine größere y-Komponente des Richtungsvektors des Strahls. Die roten Bereiche der Varianten mit $\alpha = 30^\circ$ sind etwas kürzer ausgeprägt als bei $\alpha = 45^\circ$. Ansonsten unterscheiden sich die Wirkungsbereiche jedoch nicht wesentlich. Während die Teilbilder für $\alpha = 45^\circ$ nun durchgehend stabile Längswirbel vermuten lassen, treten bei dem steilsten Austrittswinkel von $\alpha = 90^\circ$ immer noch deutliche Instabilitäten auf, wie sie bereits beim niedrigen Verbrauchskoeffizienten in Abbildung 77 zu sehen sind. Lediglich in Kombination mit dem größten Spreizungswinkel scheint die erhöhte Austrittsgeschwindigkeit für einen stabilen Längswirbel zu sorgen.

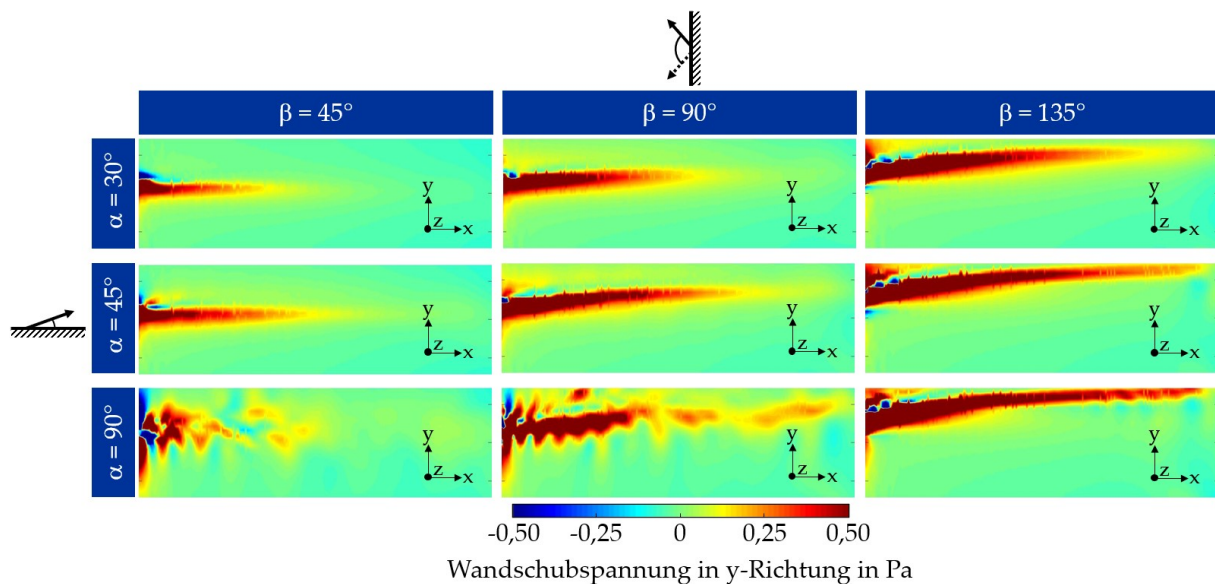


Abbildung 78: Instantane Verteilung der Wandschubspannung in y-Richtung für den mittleren Verbrauchskoeffizienten eines einzelnen Aktuators bei aktivem rechten Auslass für unterschiedliche Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β .

Das gleiche Verhalten zeigt sich in den Verteilungen der Wandschubspannung in y-Richtung für den höchsten Verbrauchskoeffizienten in Abbildung 79. Abgesehen von den etwas längeren Wirkungsbereichen des Aktuators entsprechen das Strömungsverhalten und die Ausprägung der roten Bereiche mit hoher Wandschubspannung im Wesentlichen den Ergebnissen des mittleren Verbrauchskoeffizienten aus Abbildung 78.

Um einen detaillierteren Einblick in das Strömungsgeschehen zu erhalten, werden nachfolgend Bilder der Strömungsgeschwindigkeit in einer yz-Ebene 100 mm stromabwärts des Aktuators miteinander verglichen. Die gezeigten Geschwindigkeitsverteilungen werden durch eine Phasenmittelung über den Betriebszeitraum des rechten Auslasses erzeugt, sodass nur der Einfluss des rechten Strahls visualisiert wird. Auch hier sind jeweils die 9 Varianten mit demselben Verbrauchskoeffizienten der insgesamt 27 Kombinationen zusammen in einer

Abbildung dargestellt. Abbildung 80 zeigt die phasengemittelte Geschwindigkeitsverteilung für die Varianten mit dem niedrigen Verbrauchskoeffizienten.

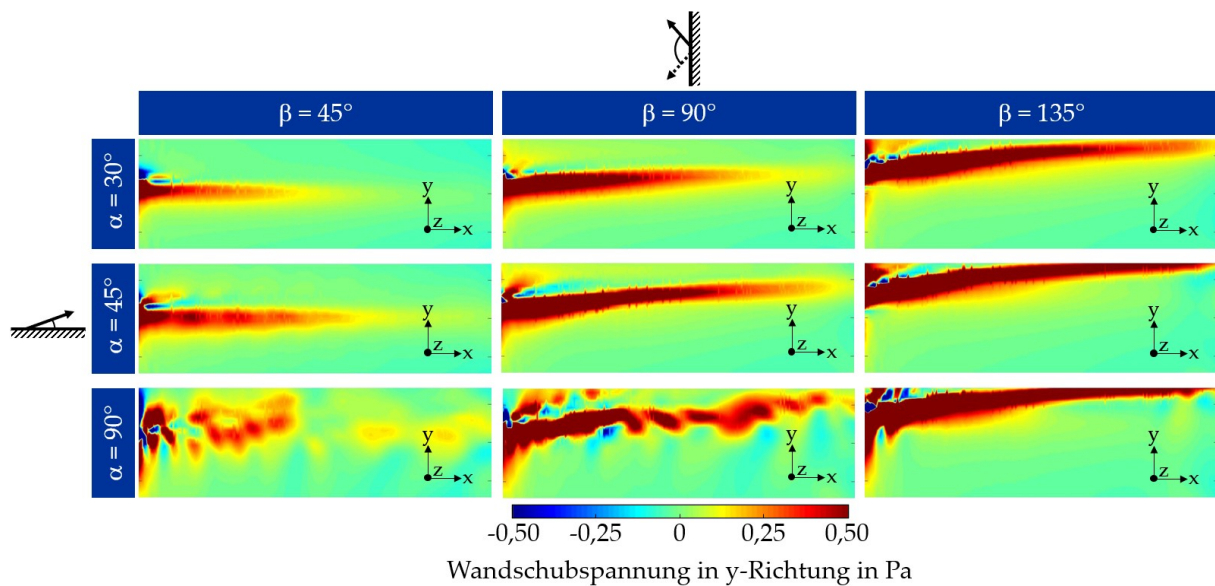


Abbildung 79: Instantane Verteilung der Wandschubspannung in y-Richtung für den hohen Verbrauchskoeffizienten eines einzelnen Aktuators bei aktivem rechten Auslass für unterschiedliche Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β .

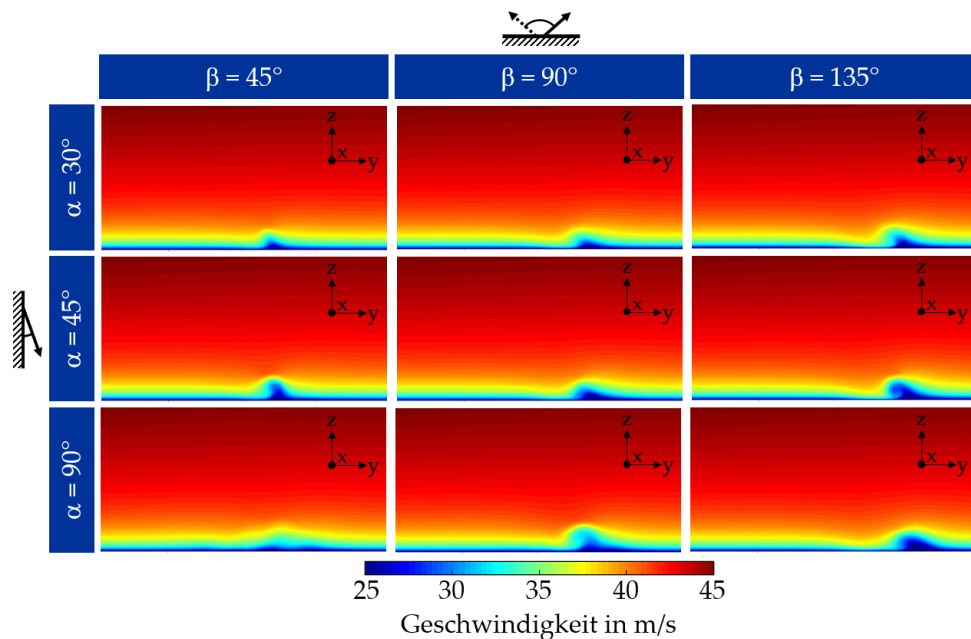


Abbildung 80: Phasengemittelte Geschwindigkeitsverteilung in einer yz-Ebene hinter dem Aktuator für den niedrigen Verbrauchskoeffizienten bei aktivem rechten Auslass für unterschiedliche Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β .

In allen Teilbildern ist ein Einfluss des Aktuators auf die Grenzschicht zu sehen. Bis auf die Variante unten links mit $\alpha = 90^\circ$ und $\beta = 45^\circ$ zeigt sich in allen Teilbildern deutlich eine blaue Ausstülpung aus der gleichfarbigen Linie am unteren Bildrand. Gleichzeitig ist die blaue Linie am unteren Bildrand, die für einen Bereich niedriger Strömungsgeschwindigkeit in Wandnähe

steht, links neben der blauen Ausstülpung dünner als im Bereich der unbeeinflussten Grenzschichtströmung am rechten Bildrand. Besonders gut ist dieser Effekt in der Variante mit $\alpha = 45^\circ$ und $\beta = 135^\circ$ zu sehen. Hier ist eine wirbelartige Struktur zu erkennen, die energiereicheres türkisfarbenes Fluid einzieht und so näher an die Wand befördert. Gleichzeitig wird energieärmeres dunkelblaues Fluid durch den Wirbel von der Wand weg bewegt und in eine höhere Schicht der Grenzschicht transportiert. Je nach Winkeleinstellung der Varianten ist dieser Effekt stärker oder schwächer ausgeprägt.

In Abbildung 81 sind die phasengemittelten Geschwindigkeitsverteilungen für die neun Varianten mit dem mittleren Verbrauchskoeffizienten dargestellt. Bei allen Teilbildern ist der Effekt des Aktuators auf die Grenzschicht deutlich verstärkt. Bis auf die Darstellungen in der linken Spalte zeigt sich überall ein aufrollender Wirbel. Die Varianten mit $\beta = 45^\circ$ erwecken den Eindruck, als wäre die Spreizung der Strahlen zu klein und dadurch die y-Komponente des Strahls zu schwach, um eine ausreichend starke Rotation zu induzieren. Besonders stark scheint die Rotation hingegen in den Varianten mit $\beta = 135^\circ$ zu sein. Die blaue Linie energiearmen Fluids im Bereich links unter der Wirbelstruktur ist hier teilweise gänzlich entfernt. Interessant ist bei diesen Varianten, dass die Geschwindigkeit in der Mitte des Wirbels mit steigendem Anstellwinkel α abnimmt. Es erscheint jedoch logisch, dass die Strömungsgeschwindigkeit im Längswirbel umso größer ist, je stärker der Strahl in die Fließrichtung des Umgebungsfluides orientiert ist. Ein mit $\alpha = 90^\circ$ quer zur Umströmung austretender Strahl führt vermutlich eher zu einer Behinderung der Umgebungsströmung.

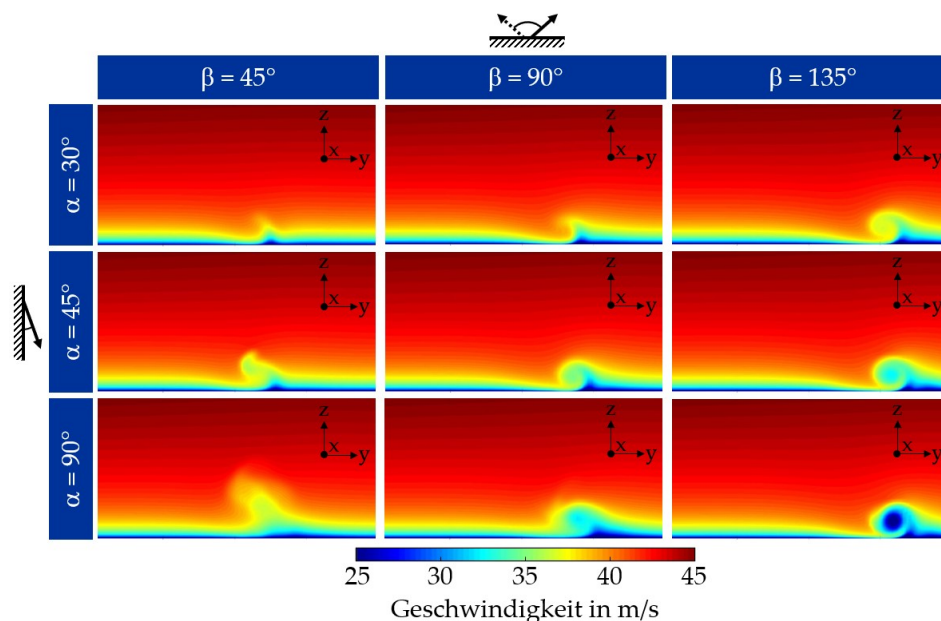


Abbildung 81: Phasengemittelte Geschwindigkeitsverteilung in einer yz-Ebene hinter dem Aktuator für den mittleren Verbrauchskoeffizienten bei aktivem rechten Auslass für unterschiedliche Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β .

Die Varianten mit dem hohen Verbrauchskoeffizienten sind in Abbildung 82 dargestellt. Die Teilbilder bestätigen noch einmal die bereits getroffenen Aussagen. Auch hier kann sich in den Varianten mit $\beta = 45^\circ$, zu sehen in den Teilbildern der linken Spalte, kein stabiler Längswirbel ausbilden und es wird lediglich eine leichte Schmälerung des dunkelblauen Bereichs

energiereichen Fluids links neben der erzeugten Struktur erreicht. In den Varianten in der mittleren und rechten Spalte mit den größeren Spreizungswinkeln sind deutlich Wirbel zu erkennen, die den wandnahen dunkelblauen Bereich stellenweise vollständig entfernen. Außerdem ist in diesen Varianten erneut zu sehen, dass eine flache Ausströmung in Richtung der Umströmung, also ein kleiner Austrittswinkel α , zu einer höheren Geschwindigkeit im Zentrum des Wirbels führt.

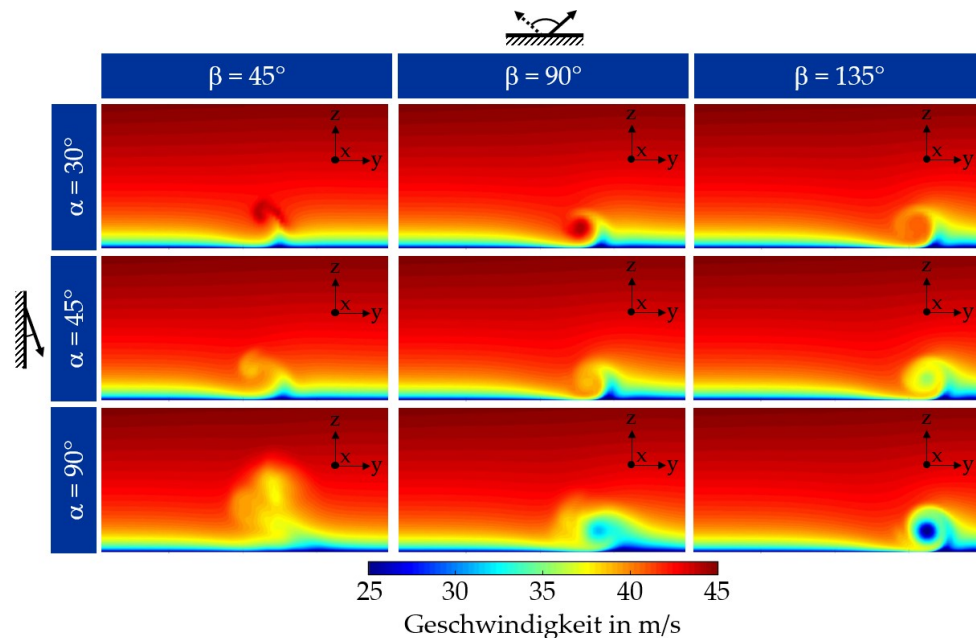


Abbildung 82: Phasengemittelte Geschwindigkeitsverteilung in einer yz-Ebene hinter dem Aktuator für den hohen Verbrauchskoeffizienten bei aktivem rechten Auslass für unterschiedliche Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β .

Zusätzlich zur Bewertung der Varianten anhand der soeben gezeigten Strömungsbilder wird eine weitere, objektivere Auswertung der Ergebnisse durchgeführt. Ziel der Aktuatorik ist es, durch die Erzeugung von Längswirbeln einen Impulsaustausch in der Grenzschicht zu bewirken und so energiereicheres Fluid aus schnelleren Strömungen in den wandnahen Bereich zu transportieren. Durch die so energetisierte Grenzschicht soll eine Strömungsablösung verzögert oder verhindert werden. Dementsprechend wird für die nachfolgende Bewertung der Varianten die Erhöhung der gemittelten Strömungsgeschwindigkeit in Wandnähe herangezogen. Für alle Varianten werden die zeitgemittelten Geschwindigkeitsfelder in y-Richtung gemittelt, also die Werte einer Bildzeile zu einem Durchschnittswert verrechnet. Anstelle einer zweidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung entsteht auf diese Weise eine Geschwindigkeitsfunktion beziehungsweise ein Geschwindigkeitsprofil mit dem Wandabstand als Variable. Diese Geschwindigkeitsprofile können auf zwei verschiedene Wege erzeugt werden:

Weg 1: Für die zeilenweise Mittelung der Geschwindigkeitswerte in der Schnittebene, also der Mittelung in y-Richtung, werden nur jene Werte verwendet, deren y-Koordinate innerhalb des in y-Richtung aufgespannten Wirkungsbereichs der Längswirbel liegt. Auf diese Weise gehen die von dem Aktuator unbeeinflussten Bereiche nicht in die Mittelung ein. Das so ermittelte Geschwindigkeitsprofil zeigt folglich das durchschnittliche Geschwindigkeitsprofil im

Wirkbereich des Aktuators. Die durch den Aktuator abgedeckte Fläche beziehungsweise Breite muss separat über eine andere Größe erfasst werden.

Weg 2: Die zeilenweise Mittelung der Geschwindigkeitswerte in der Schnittebene wird für alle Werte der Schnittebene durchgeführt, unabhängig davon, ob deren y -Koordinate innerhalb oder außerhalb des in y -Richtung aufgespannten Wirkbereichs der Längswirbel liegen. Auf diese Weise geht die Breite des durch die Wirbel abgedeckten Bereichs indirekt in das Geschwindigkeitsprofil ein. Wird beispielsweise die Geschwindigkeit nur in einem kleinen Wirkbereich erhöht, gehen die Geschwindigkeiten in den verhältnismäßig größeren unbeeinflussten Bereich verstärkt in die Mittelung ein und reduzieren damit die Geschwindigkeiten innerhalb des Profils.

Die Auswertebereiche der beiden Wege sind in Abbildung 83 schematisch dargestellt.

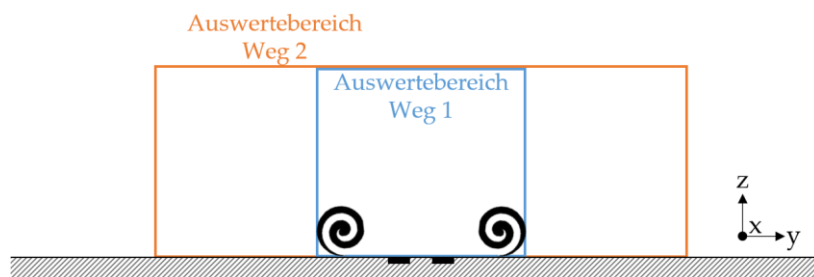


Abbildung 83: Auswertebereiche für die Ermittlung der Geschwindigkeitsprofile über Weg 1 und Weg 2 zur Gegenüberstellung der Geschwindigkeitsverteilungen in Wandnähe bei aktiver und inaktiver Aktuatorik.

In diesem Kapitel wird entweder Weg 1 oder Weg 2 zur Ermittlung von Geschwindigkeitsprofilen verwendet, wobei je nach Betrachtungsfall der geeignetere Weg ausgewählt wird. Da nicht die absolute Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht von Interesse ist, sondern die Änderung der Geschwindigkeit durch AFC im Vergleich zur unbeeinflussten Strömung, werden die Stützwerte der Geschwindigkeitsprofile der 27 Varianten zusätzlich durch die Werte des Geschwindigkeitsprofils der unbeeinflussten Strömung dividiert. Die Werte der so entstehenden Profile werden weiterhin als Geschwindigkeitsverhältnisse u_v bezeichnet. Ein Geschwindigkeitsverhältnis von $u_v = 1$ bedeutet, dass die Geschwindigkeit der unbeeinflussten Strömung entspricht. Ein Geschwindigkeitsverhältnis $u_v > 1$ weist auf eine beschleunigte und ein Verhältnis $u_v < 1$ auf eine verlangsamte Strömung gegenüber des unbeeinflussten Strömungsfeldes hin. Direkt an der Wand (Wandabstand gleich null) wird kein Geschwindigkeitsverhältnis berechnet und dementsprechend für diesen Bereich kein Eintrag in den nachfolgenden Diagrammen der Geschwindigkeitsprofile vorgenommen, denn aufgrund der Wandreibung ist die Strömungsgeschwindigkeit an der Wand ohnehin in jedem Fall gleich null.

Abbildung 84 zeigt die über Weg 2 gebildeten Geschwindigkeitsverhältnisse, bei denen in die zeilenweise Mittelung auch die Werte außerhalb des Wirkbereichs eingehen. Bei Betrachtung der Diagramme wird deutlich, in welchen Strömungsbereichen in Wandnähe die zeitgemittelte Geschwindigkeit durch den Aktuator erhöht beziehungsweise verringert wird.

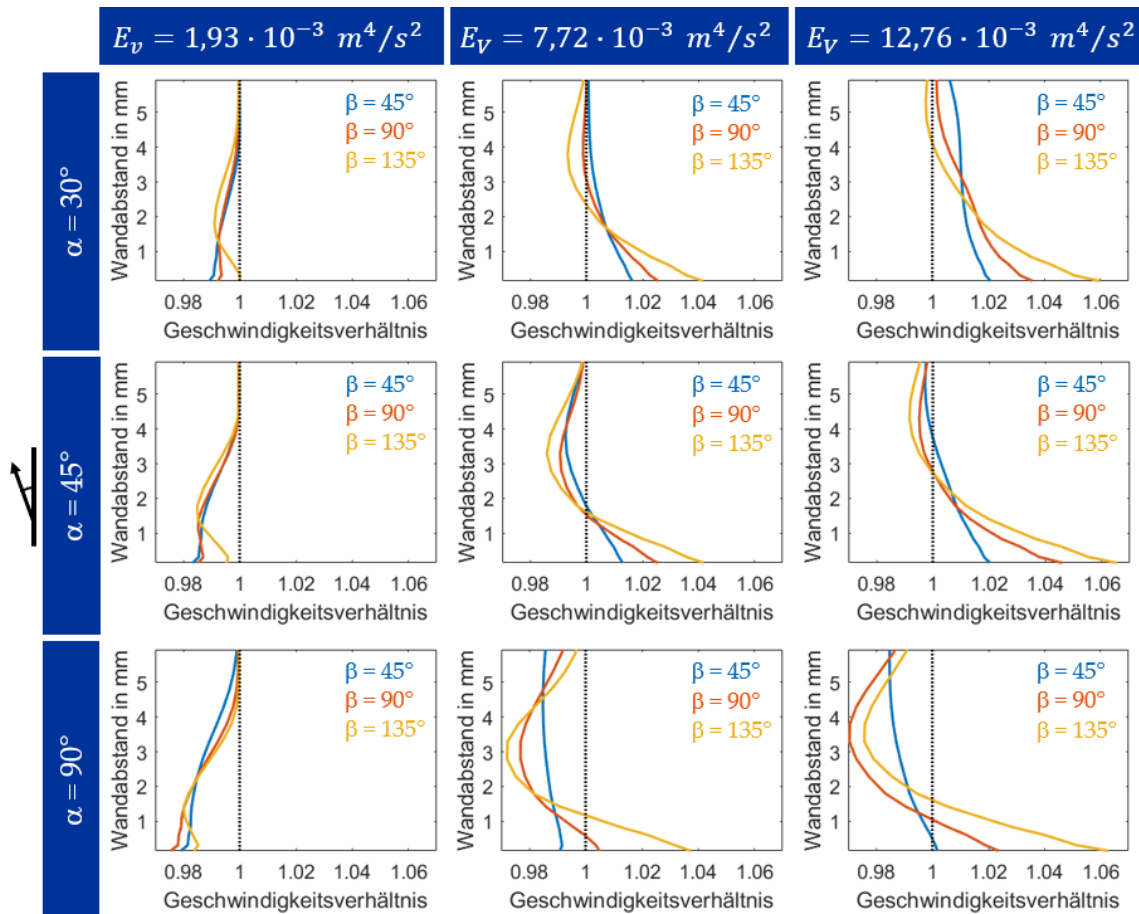


Abbildung 84: Geschwindigkeitsverhältnisse (ermittelt über Weg 2) in Abhängigkeit des Wandabstandes für einen einzelnen Aktuator für verschiedene Verbrauchskoeffizienten E_V , Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β .

Folgende Aussagen können aus den Ergebnissen abgeleitet werden:

- Je größer der Spreizungswinkel β , desto höher fällt in der Regel das Geschwindigkeitsverhältnis in unmittelbarer Wandnähe $u_{V,Wand}$ aus.
- Der steilste Austrittswinkel $\alpha = 90^\circ$ führt im Mittel zu deutlich niedrigeren Geschwindigkeitsverhältnissen als die beiden flacheren Winkel. Die Ergebnisse für die flacheren Austrittswinkel $\alpha = 30^\circ$ und $\alpha = 45^\circ$ unterscheiden sich nur in geringem Maße. Die höchsten Geschwindigkeitsverhältnisse bei $\beta = 90^\circ$ oder $\beta = 135^\circ$ werden jedoch, wie in der Teilabbildung in der zweiten Reihe rechts zu sehen, mit einem Austrittswinkel von $\alpha = 45^\circ$ erzielt. Am besten schneidet die Konfiguration mit dem größten Energieeintrag und den Winkeln $\alpha = 45^\circ$ und $\beta = 135^\circ$ ab.
- Eine Erhöhung des Energieeintrags bzw. Verbrauchskoeffizienten E_V führt zu einem größeren Geschwindigkeitsverhältnis in unmittelbarer Nähe der Wand $u_{V,Wand}$. Außerdem steigt die Höhe des Wirkungsbereichs des Aktuators dadurch an, da der stärkere Strahl auch in weiter von der Wand entfernte Bereiche vordringt und dort Geschwindigkeitsänderungen verursacht.
- Die Diagramme für die Nutzung des geringsten Energieeintrags in der linken Spalte zeigen, dass die Geschwindigkeit dort durch den Aktuator nicht erhöht werden kann. Die

Austrittsgeschwindigkeit entspricht hier in etwa der Anströmgeschwindigkeit des Körpers, liegt jedoch unterhalb der durch die Verdrängung des Körpers schnelleren Umströmungsgeschwindigkeit im Bereich des Aktuators. Dies hat zur Folge, dass der Strahl die Strömung in Summe vermutlich eher abbremst als beschleunigt.

In den phasengemittelten Geschwindigkeitsverteilungen in Abbildung 82 ist zu sehen, dass die Lage der sich an der Wand ausbildenden Längswirbel variiert. Ein größerer Spreizungswinkel und ein erhöhter Energieeintrag sorgen dafür, dass der Wirbel stärker zur Seite wandert und der Aktuator so einen größeren Bereich der Fläche abdeckt. Die in der soeben dargelegten Auswertung genutzten Geschwindigkeitsverhältnisse wurden durch zeilenweise Mittelung der Geschwindigkeiten über die gesamte Breite der yz-Ebene ermittelt (Weg 2). Um ausschließlich die Geschwindigkeitsveränderungen im Wirkungsbereich der Aktuatoren zu erfassen, wurden in einer weiteren Betrachtung noch einmal neue Geschwindigkeitsverhältnisse über den oben beschriebenen Weg 1 (siehe S. 106) berechnet und dabei ausschließlich über die Breite der durch die Wirbel abgedeckten Fläche gemittelt. Die erzeugten Diagramme sind im Anhang E in Abbildung 126 dargestellt. Auch hier werden die höchsten Geschwindigkeitsverhältnisse bei $\beta = 90^\circ$ oder $\beta = 135^\circ$ und einem Austrittswinkel von $\alpha = 45^\circ$ erzielt. Besonders hervorzuheben ist bei dieser Auswertung, dass bei einem mittleren und hohen Energieeinsatz und einem Austrittswinkel von $\alpha = 45^\circ$ die Konfigurationen mit $\beta = 90^\circ$ und $\beta = 135^\circ$ zu praktisch gleichen Geschwindigkeitsverhältnissen in unmittelbarer Wandnähe führen. Da der Wirkungsbereich des Aktuators bei $\beta = 135^\circ$ jedoch um etwa 45 % breiter ist als bei $\beta = 90^\circ$, geht auch in dieser Betrachtung die Variante mit dem größten Energieeintrag, einem Austrittswinkel $\alpha = 45^\circ$ und einem Spreizungswinkel von $\beta = 135^\circ$ als beste Konfiguration hervor.

Da bisher nicht bekannt ist wie sich die Grenzschichtbeeinflussung stromabwärts des Aktuators entwickelt, werden in Abbildung 85 die Geschwindigkeitsverhältnisse für die vier vielversprechendsten Konfigurationen bei hohem Energieeinsatz für weitere Schnittebenen (yz-Ebenen) stromabwärts des Aktuators gegenübergestellt.

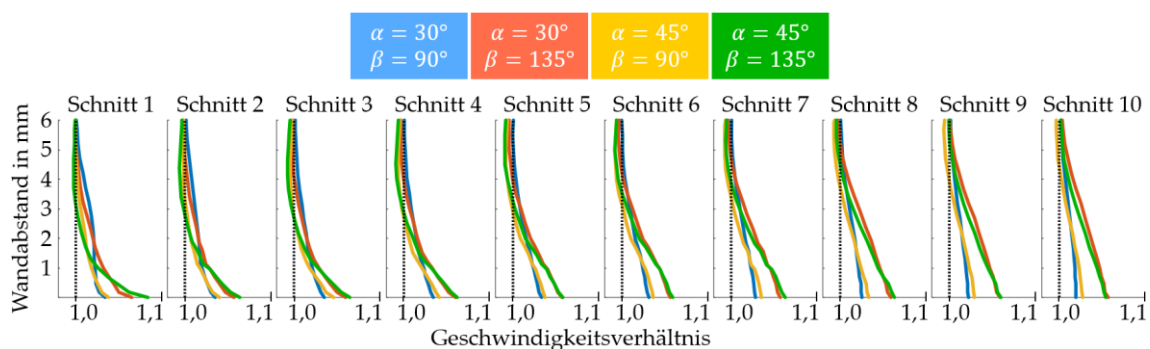


Abbildung 85: Geschwindigkeitsverhältnisse (ermittelt über Weg 2) in Abhängigkeit des Wandabstandes in 10 yz-Ebenen stromabwärts des Aktuators für vier verschiedene Konfigurationen mit unterschiedlichem Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β bei hohem Verbrauchskoeffizienten.

Die erste Ebene befindet sich in x-Richtung 25 mm stromabwärts des Aktuators. Die weiteren Ebenen sind ebenfalls jeweils 25 mm in x-Richtung voneinander entfernt. Für die Mittelung wird hier erneut die gesamte Breite der Schnittebenen verwendet (Weg 2, S. 107), um den Einfluss der Breite der Flächenabdeckung direkt in die Ergebnisse miteinfließen zu lassen. Auch

hier wird bestätigt, dass der hohe Spreizungswinkel von $\beta = 135^\circ$ in Kombination mit dem Austrittswinkel $\alpha = 45^\circ$ im Mittel die besten Ergebnisse liefert.

Wie bereits beschrieben, werden beim Vergleich unterschiedlicher Winkelkonfigurationen mit dem gleichen Energieeinsatz die Austrittsgeschwindigkeiten entsprechend der Netto-Flächen der Auslässe angepasst, um den Verbrauchskoeffizienten konstant zu halten. Bei einem hohen Spreizungswinkel β tritt der Strahl vergleichsweise flach aus der Austrittsfläche aus, sodass die Netto-Fläche hier relativ klein und die Austrittsgeschwindigkeit somit vergleichsweise hoch ist. Um auszuschließen, dass anstelle des Spreizungswinkels lediglich die erhöhte Austrittsgeschwindigkeit beziehungsweise der angepasste Volumenstrom für das bessere Abschneiden des Spreizungswinkels $\beta = 135^\circ$ verantwortlich ist, werden vier weitere Varianten mit den beiden kleineren Spreizungswinkeln $\beta = 45^\circ$ und $\beta = 90^\circ$ simuliert, bei denen jeweils die Austrittsgeschwindigkeit $u_{A,beste\ Variante}$ beziehungsweise der Volumenstrom $\dot{V}_{A,beste\ Variante}$ der bisher am besten abscheidenden Variante mit $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 135^\circ$ und $E_V = 12,76 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$ verwendet werden:

- Variante 1B: $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 45^\circ$, $u_A = u_{A,beste\ Variante}$
- Variante 2B: $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 90^\circ$, $u_A = u_{A,beste\ Variante}$
- Variante 3B: $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 45^\circ$, $\dot{V}_A = \dot{V}_{A,beste\ Variante}$
- Variante 4B: $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 90^\circ$, $\dot{V}_A = \dot{V}_{A,beste\ Variante}$

Bei den Varianten 3B und 4B liegen die erreichten Geschwindigkeitsverhältnisse (Weg 1, S. 106) in unmittelbarer Wandnähe $u_{v,Wand}$ unterhalb denen der besten Variante, trotz identischer Volumenströme. Das Gleiche gilt für Variante 1B, die die gleiche Austrittsgeschwindigkeit wie die beste Variante verwendet. Ausschließlich bei Variante 2B liegt das Geschwindigkeitsverhältnis (Weg 1, S. 106) in unmittelbarer Nähe der Wand $u_{v,Wand}$ mit circa 1,12 etwas höher als bei der bisher besten Variante mit circa 1,09. Allerdings ist hierbei anzumerken, dass bei Variante 2B der Volumenstrom und damit der Energieeinsatz um über 60 % größer ist. Außerdem wandern die Längswirbel hier aufgrund des kleineren Spreizungswinkels weniger stark zur Seite, sodass die Breite der abgedeckten Fläche weniger als halb so groß wie bei der besten Variante mit $\beta = 135^\circ$ ist. Abschließend wird daraus gefolgert, dass die Änderung der Netto-Flächen bei Variation des Spreizungswinkels und die damit einhergehende Anpassung der Austrittsgeschwindigkeit nicht maßgebend für das Abschneiden der Konfigurationen sind. Dennoch wird der Spreizungswinkel $\beta = 90^\circ$ in Kombination mit dem Austrittswinkel $\alpha = 45^\circ$ aufgrund der guten Ergebnisse von Variante 2B in den weiterführenden Untersuchungen mitbetrachtet.

Fazit:

Der hohe Spreizungswinkel von $\beta = 135^\circ$ liefert in Kombination mit dem Austrittswinkel $\alpha = 45^\circ$ im Mittel die besten Ergebnisse. Dass flache Austrittswinkel einem steilen Winkel von $\alpha = 90^\circ$ zu bevorzugen sind, wird auch durch die Literatur bestätigt (Johnston & Nishi, 1990). Interessant ist jedoch, dass für den Spreizungswinkel β auch kleinere Werte als vorteilhaft angegeben werden (Compton & Johnston, 1992). Dabei gilt es jedoch zu beachten, dass hier ausschließlich die Wirbelstärke als Bewertungskriterium diente, welche jedoch keine direkten Aussagen über die tatsächliche Geschwindigkeitsveränderung innerhalb der Grenzschicht und die Flächenabdeckung eines Längswirbels zulässt.

5.1.1.2 Aktuatoren-Array

Nachdem für einen einzelnen Aktuator die energieeffizientesten Konfigurationen ermittelt wurden, wird in diesem Kapitel ein Aktuatoren-Array, eine Gruppe bestehend aus 5 nebeneinander platzierten Aktuatoren, untersucht. Das Hauptziel ist dabei, den Einfluss des Staffelungsabstands St zwischen den Aktuatoren (siehe Abbildung 86) auf die Erhöhung der wandnahen Geschwindigkeit zu analysieren und so den optimalen Abstand zwischen den Aktuatoren zu bestimmen. Auch hier steht bei der Bewertung der Effizienz die Interaktion der aus den Aktuatoren austretenden Strahlen mit der Umgebungsströmung im Fokus.

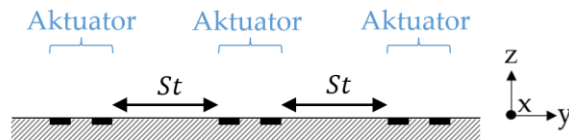


Abbildung 86: Definition des Staffelungsabstands St für drei nebeneinander angeordnete Aktuatoren, bestehend aus jeweils zwei Auslassflächen.

Für die Untersuchungen werden für den Spreizungswinkel β die beiden am besten abschneidenden Werte von 90° und 135° verwendet. Der Austrittswinkel α wird auf 45° gesetzt und die Austrittsgeschwindigkeit u_A und der Volumenstrom \dot{V}_A entsprechend des hohen Verbrauchskoeffizienten $E_V = 12,76 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$ eingestellt. Weiterhin wird die Wechselfrequenz der Strahlen wie bei den Untersuchungen des einzelnen Aktuators auf $F = 50 \text{ Hz}$ gesetzt. Zunächst werden folgende Staffelungsabstände St simuliert:

Staffelungsabstand St :
12,9 mm
19,2 mm
25,5 mm

In den Simulationen wird außerdem geprüft, inwiefern die Synchronität der Aktuatoren Auswirkung auf die Effektivität der Strömungsbeeinflussung hat. Hierfür werden die Aktuatoren zum einen gleichphasig betrieben, sodass alle Aktuatoren den Strahlwechsel von links auf rechts gleichzeitig vollziehen. Zum anderen werden aber auch Simulationen durchgeführt, bei denen benachbarte Aktuatoren gegenphasig gesteuert werden (siehe Abbildung 87).

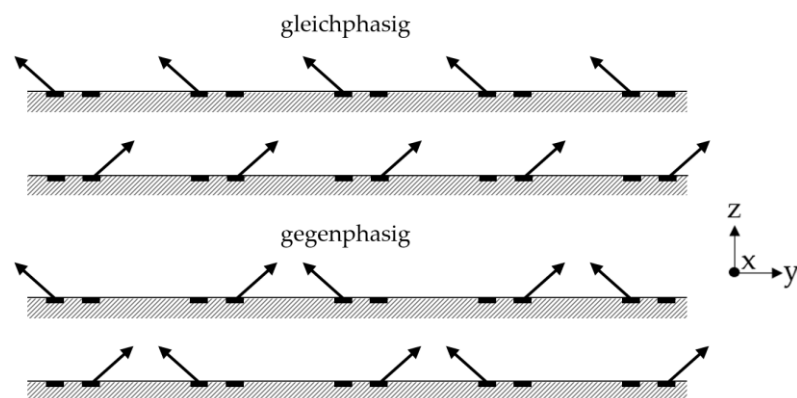


Abbildung 87: Gleichphasige und gegenphasige Betriebsart der Aktuatoren mit Kennzeichnung der zu einem Zeitpunkt aktiven Auslässe (Pfeile).

Abbildung 88 zeigt die zeitgemittelte Wandschubspannung der simulierten Konfigurationen. Da hierbei die qualitative Ausbildung der Wirkbereiche der Wirbel im Fokus steht, wird auf die Angabe einer Farbskala mit konkreten Werten verzichtet. In der Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass die sich ausbildenden Längswirbel eines einzelnen Aktuators bei $\beta = 135^\circ$ einen größeren Abstand zueinander haben als bei $\beta = 90^\circ$. Des Weiteren ist zu sehen, dass sich die Wirkbereiche der Längswirbel teilweise überlappen oder, dass Lücken zwischen den Wirkbereichen entstehen. Dabei fällt die Überlappung bei den gegenphasig gesteuerten Aktuatoren deutlich geringer aus. Es wird angenommen, dass sich dort die Längswirbel der benachbarten Aktuatoren in der lateralen Bewegung gegenseitig behindern.

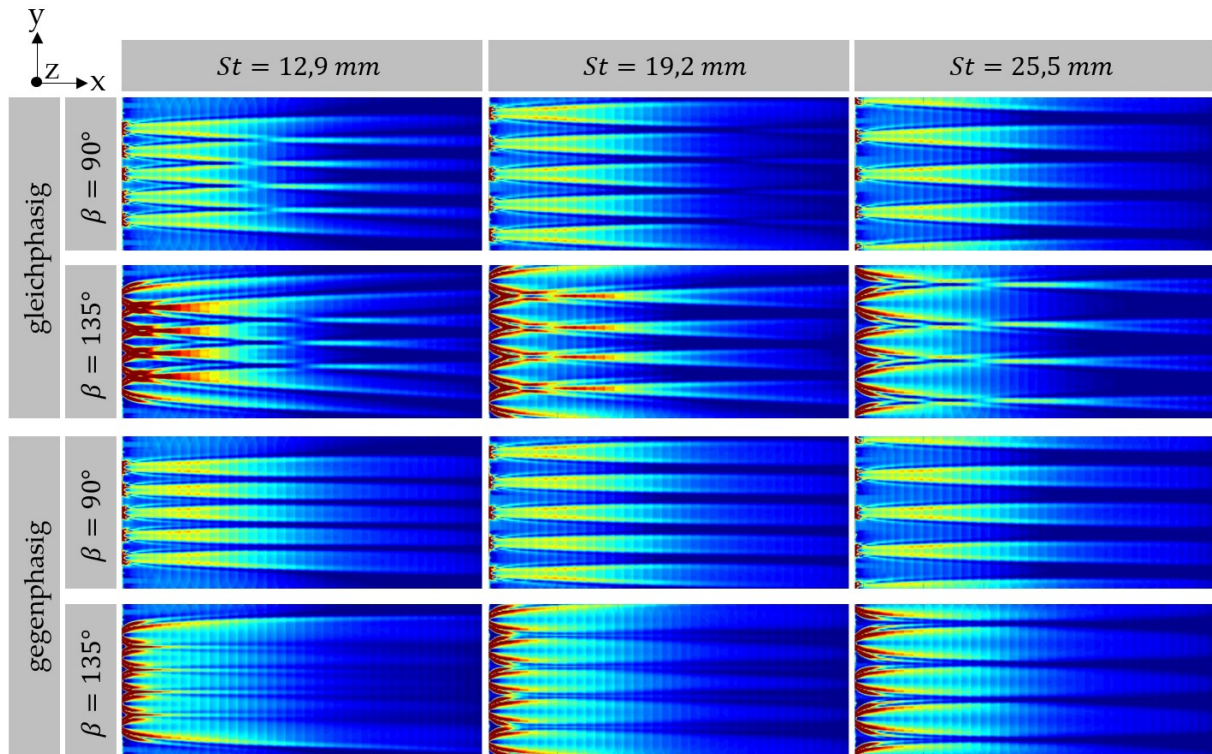


Abbildung 88: Verteilung der zeitgemittelten Wandschubspannung stromabwärts des Aktuatoren-Arrays für unterschiedliche Betriebszustände, Staffelungsabstände St und Spreizungswinkel β .

Bestätigt wird diese Vermutung bei Betrachtung von Abbildung 89, welche die Verteilung der phasengemittelten Wirbelstärke in x -Richtung und Geschwindigkeit in der dritten yz -Ebene stromabwärts der Aktuatoren für die Konfigurationen darstellt. Auch hier wird auf die Angabe von Farbskalen verzichtet, da lediglich die qualitativen Verteilungen und Wirbelpositionen bewertet werden. Bei einem hohen Spreizungswinkel β von 135° und gegenphasiger Steuerung treffen die Längswirbel der benachbarten Aktuatoren aufeinander. Bei dem niedrigen und mittleren Staffelungsabstand führt dies sogar zu einem Ablösen und Abheben des Wirbelpaares von der Körperoberfläche, sodass stromabwärts die wandnahe Geschwindigkeit vermutlich nicht mehr erhöht wird. Außerdem ergeben sich bei der gegenphasigen Steuerung größere Lücken bei der Flächenabdeckung als bei gleichphasigem Betrieb, da zwischen jedem zweiten benachbarten Aktuatoren-Paar phasenweise kein Längswirbel erzeugt wird.

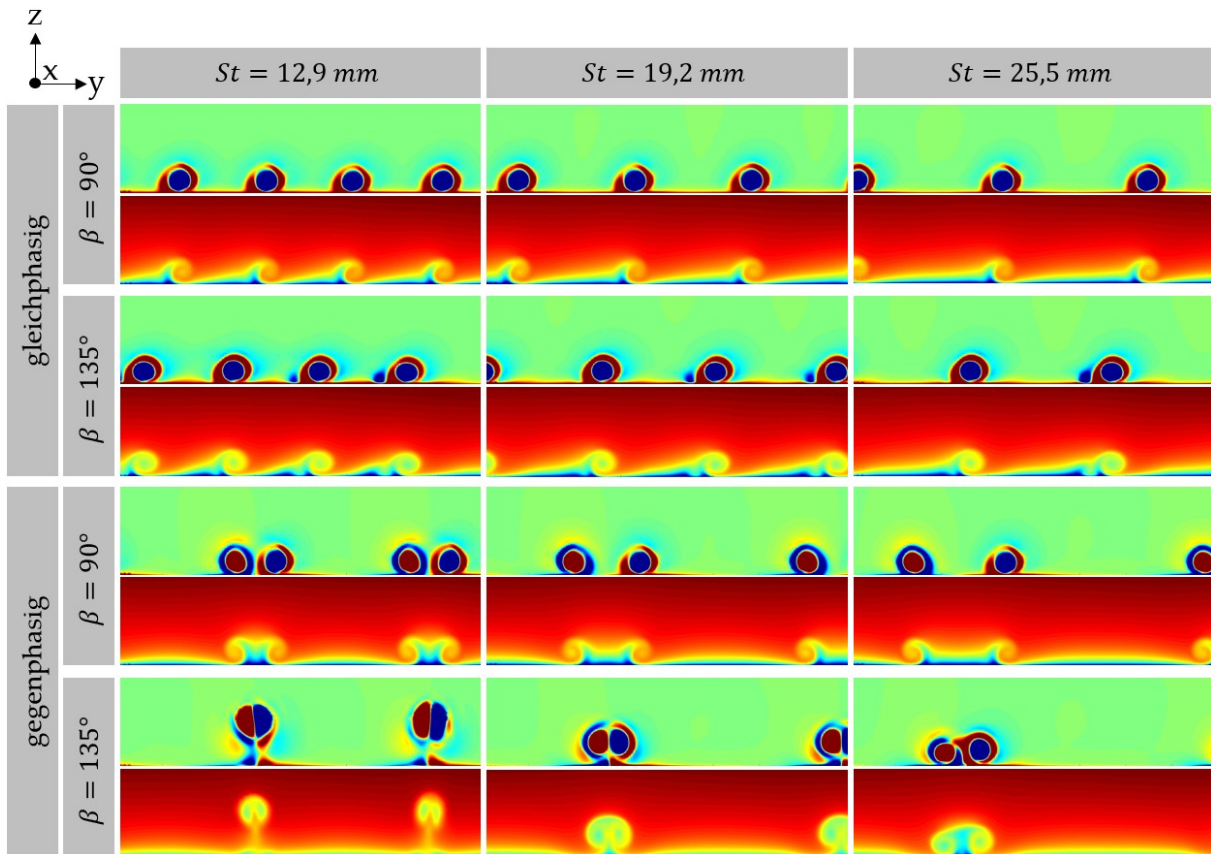


Abbildung 89: Verteilung der phasengemittelten Wirbelstärke in x-Richtung und Geschwindigkeit in der dritten yz-Ebene stromabwärts des Aktuatoren-Arrays für unterschiedliche Betriebszustände, Stafflungsabstände St und Spreizungswinkel β .

Um die Effektivität der simulierten Konfigurationen objektiv und numerisch bewerten zu können, werden, wie bei der Untersuchung eines einzelnen Aktuators, zeitgemittelte Geschwindigkeitsverhältnisse berechnet. Hierfür wird das Geschwindigkeitsfeld erneut zeitlich und anschließend in y-Richtung gemittelt. Das so errechnete Geschwindigkeitsprofil wird mit dem Profil der unbeeinflussten Strömung in Bezug gesetzt. Hier wird für die Berechnung des Geschwindigkeitsverhältnisses ein entsprechend der Stafflungsabstände gewählter Ausschnitt des Strömungsfeldes genutzt. Dieser erstreckt sich über die drei mittleren Aktuatoren des Arrays, beginnt mittig zwischen Aktuator 1 und 2 und endet auf halber Strecke zwischen 4 und 5 (siehe Abbildung 90).

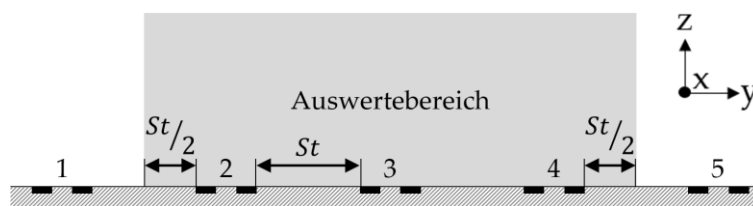


Abbildung 90: Auswertebereich für die Berechnung der Geschwindigkeitsverhältnisse für ein Aktuatoren-Array, bestehend aus fünf nebeneinander positionierten Aktuatoren mit jeweils zwei Auslässen, mit Kennzeichnung des Stafflungsabstandes St .

Auf diesem Weg werden für die Berechnung die Geschwindigkeitsfelder von 3 Aktuatoren gemittelt, aber die Randbereiche links und rechts neben den äußeren Aktuatoren (1 und 5) des Arrays nicht einbezogen. Treten aufgrund eines sehr großen Staffelungsabstandes Lücken zwischen die Wirkbereichen der Längswirbel auf, werden die Bereiche entsprechend der Breite der Lücken nicht für die Berechnung verwendet. Diese Bereiche sind dann nicht Teil des Auswertebereichs für die Berechnung des Geschwindigkeitsverhältnisses.

Bei Auswertung der Geschwindigkeitsverhältnisse zeigt sich zunächst, dass die in Wandnähe erreichte Geschwindigkeit mit abnehmendem Staffelungsabstand zunimmt (nicht dargestellt). Jedoch gilt es dabei auch zu berücksichtigen, dass die von den Aktuatoren abgedeckte Fläche mit abnehmendem Abstand ebenfalls kleiner wird. Ist beispielsweise bei dem Staffelungsabstand von $12,9 \text{ mm}$ (fortan Variante A) die durch das Array überspannte Breite nur etwa halb so groß wie die bei dem Abstand von $31,8 \text{ mm}$ (fortan Variante B), müssten für den geringeren Staffelungsabstand bei Variante A doppelt so viele Aktuatoren zum Einsatz kommen, um die gleiche Fläche abzudecken wie Variante B. Ist nun jedoch zum Beispiel das für Variante A ermittelte Geschwindigkeitsverhältnis größer als das von Variante B, tritt die Frage auf, welche der beiden Konfigurationen letztlich besser abschneidet. Zwar ist bei Variante A der Energieaufwand doppelt so groß, jedoch wird laut den Geschwindigkeitsverhältnissen auch eine höhere wandnahe Geschwindigkeit erreicht als bei Variante B. Um beide Konfigurationen vergleichen zu können, muss abgeschätzt werden, welcher zusätzliche Energieaufwand bei Variante B notwendig ist, um die gleiche wandnahe Geschwindigkeit zu erreichen wie Variante A.

Zusammengefasst wird bei der Abschätzung wie folgt vorgegangen, um eine aussagekräftige Gegenüberstellung der Varianten zu ermöglichen:

1. Ermittlung des zeitlich und in y -Richtung gemittelten Geschwindigkeitsverhältnisses u_V innerhalb der durch Längswirbel abgedeckten Segmente des Auswertebereichs (siehe Abbildung 90); Lücken zwischen den Wirkbereichen der Längswirbel benachbarter Aktuatoren werden hierbei nicht einbezogen
2. Festlegung des höchsten erreichten Geschwindigkeitsverhältnisses nahe der Wand $u_{V,Wand,max}$ als Referenzwert
3. Abschätzung des zusätzlich benötigten Verbrauchsaufschlags ΔE_V , der für jede Konfiguration notwendig ist, um das wandnahe Geschwindigkeitsverhältnis u_V im ausgewerteten Bereich auf den Referenzwert $u_{V,Wand,max}$ zu erhöhen; Die Summe aus dem ursprünglichen Verbrauchskoeffizienten E_V und dem Verbrauchsaufschlag ΔE_V , multipliziert mit dem Lückenfaktor L , wird als skaliertes Verbrauchskoeffizient $E_{V,s}$ bezeichnet:

$$E_{V,s} = L \cdot (E_V + \Delta E_V) \quad (\text{Gl. 37})$$

Für die Abschätzung von ΔE_V werden die Ergebnisse aus der Parameterstudie des einzelnen Aktuators aus dem vorangegangenen Kapitel für die Konfigurationen mit $\alpha = 45^\circ$ sowie $\beta = 90^\circ$ und $\beta = 135^\circ$ herangezogen. Die Werte für das Geschwindigkeitsverhältnis in Wandnähe $u_{V,Wand}$ und den Verbrauchskoeffizienten E_V wurden in ein

Diagramm eingetragen, das in Abbildung 91 zu sehen ist. Für die Berechnung der Geschwindigkeitsverhältnisse wurde Weg 1 (S. 106) genutzt und dementsprechend die zeilenweise Mittelung ausschließlich anhand der innerhalb des Wirkungsbereichs der Längswirbel liegenden Werte durchgeführt.

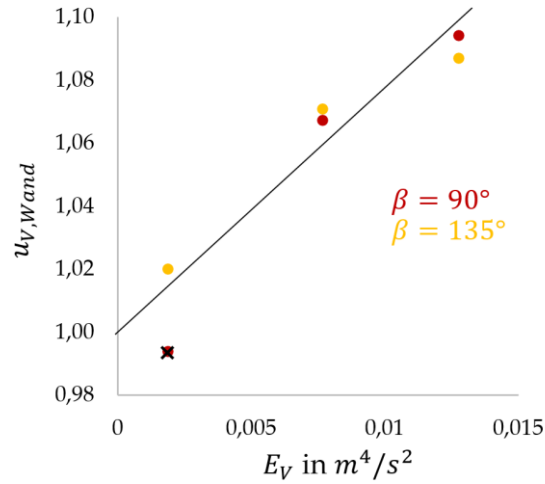


Abbildung 91: Geschwindigkeitsverhältnis (ermittelt über Weg 1) in Wandnähe $u_{V,Wand}$ in Abhängigkeit des Verbrauchskoeffizienten E_V mit den Werten aus der Parameterstudie des einzelnen Aktuators aus Kapitel 5.1.1.1.

Der ausgekreuzte rote Punkt unten links in Abbildung 91 steht für eine Konfiguration, bei der eine zu niedrige Austrittsgeschwindigkeit u_A zu einer reduzierten wandnahen Geschwindigkeit führt. Dieser Punkt stellt einen Betriebspunkt außerhalb des hier betrachteten Bereichs dar, da bei den durchgeführten Simulationen der Aktuatoren-Arrays stets eine Erhöhung der wandnahen Geschwindigkeit erreicht wird. Durch die übrigen Punkte des Diagramms wurde eine Näherungsgerade gelegt. Der Ursprung der Gerade liegt dabei bei einem Geschwindigkeitsverhältnis von 1 und einem Verbrauchskoeffizienten $E_V = 0 \text{ m}^4/s^2$, denn ohne Ausblasung bleibt die Strömung unverändert. Die Steigung der Regressionsgerade r_G wird schließlich genutzt, um den Verbrauchsaufschlag ΔE_V abzuschätzen, der für die Erhöhung des wandnahen Geschwindigkeitsverhältnisses auf den Referenzwert notwendig ist:

$$\Delta E_V = r_G^{-1} \cdot (u_{V,Wand,max} - u_{V,Wand}) \cdot G \quad (\text{Gl. 38})$$

Über den Überlappungsfaktor G wird außerdem berücksichtigt, ob sich die Wirkungsbereiche der benachbarten Aktuatoren überlappen (Überlappung: $G < 1$, keine Überlappung: $G = 1$). Durchdringen sich beispielsweise die linke Hälfte des Wirkungsbereichs eines Aktuators und die rechte Hälfte des Wirkungsbereichs des links benachbarten Aktuators bis zur Mitte des jeweiligen Wirkungsbereichs, ist die gesamte betrachtete Fläche gewissermaßen doppelt abgedeckt. Folglich wird der notwendige Verbrauchsaufschlag ΔE_V hier nur zur Hälfte gewertet ($G = 0,5$).

Finden sich zwischen den Wirkungsbereichen der Aktuatoren Lücken, so wird hierfür über den Lückenfaktor L (siehe Gleichung 37) ein zusätzlicher Aufschlag verrechnet (keine Lücke: $L = 1$, Lücke: $L > 1$). Entspricht die Breite einer Lücke beispielsweise der Breite des Wirkungsbereichs eines einzelnen Aktuators, so wird die gesamte Fläche nur zur Hälfte

abgedeckt. Dementsprechend wäre für die Abdeckung der gesamten Fläche die doppelte Anzahl an Aktuatoren notwendig ($L = 2$).

- Ist der Staffelungsabstand gering, sind tendenziell mehr Aktuatoren notwendig als bei einem größeren Abstand um die gleiche Fläche zu überspannen. Werden mehr Aktuatoren benötigt, bedarf es insgesamt eines größeren Energieeinsatzes, damit alle Aktuatoren in gleichem Maße betrieben werden können. Um dieses Verhalten zu erfassen, wird der zuvor berechnete, auf den Referenzwert des wandnahen Geschwindigkeitsverhältnisses skalierte Verbrauchskoeffizient $E_{V,s}$ mit dem Flächenabdeckungsfaktor N multipliziert. Das Ergebnis wird fortan als normierter Verbrauchskoeffizient $E_{V,n}$ bezeichnet:

$$E_{V,n} = N \cdot E_{V,s} \quad (\text{Gl. 39})$$

Die auf diese Weise normierten Verbrauchskoeffizienten sind in dem nachfolgenden Diagramm in Abbildung 92 dargestellt. Die drei gelben Punkte auf der rechten Seite stellen die Ergebnisse von drei zusätzlich durchgeführten Simulationen mit den Staffelungsabständen $31,8 \text{ mm}$, $44,4 \text{ mm}$, und $57,0 \text{ mm}$ dar.

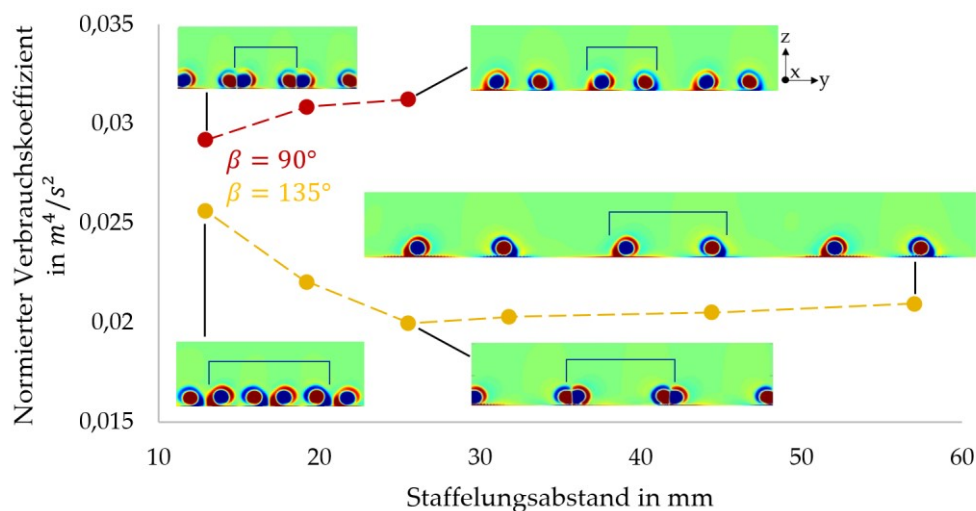


Abbildung 92: Normierte Verbrauchskoeffizienten für Aktuatoren-Arrays mit unterschiedlichen Staffelungsabständen und Spreizungswinkeln $\beta = 90^\circ$ (rot) und $\beta = 135^\circ$ (gelb) zur Erreichung des Referenzwerts des wandnahen Geschwindigkeitsverhältnissen $u_{V,Wand,max}$ mit Darstellung der zugehörigen zeitgemittelten Verteilung der Wirbelstärke in x-Richtung stromabwärts der Aktuatoren inklusive Kennzeichnung des Wirkbereichs eines einzelnen Aktuators.

In Abbildung 92 ist zu sehen, dass bei einem Spreizungswinkel von $\beta = 90^\circ$ (roter Verlauf) ein höherer Energieeintrag zur Erreichung des Referenzwerts notwendig ist als bei $\beta = 135^\circ$ (gelber Verlauf). Für den größeren Spreizungswinkel $\beta = 135^\circ$ (gelber Verlauf) stellt sich ein Minimum des normierten Verbrauchskoeffizienten bei dem Staffelungsabstand von $25,5 \text{ mm}$ ein, bei dem die Wirkbereiche der benachbarten Aktuatoren gerade so nicht überlappen, sondern aneinander angrenzen. Für die nachfolgenden Untersuchungen werden dementsprechend der Spreizungswinkel $\beta = 135^\circ$ und der Staffelungsabstand $St = 25,5 \text{ mm}$ verwendet.

Anhand des gelben Verlaufs in Abbildung 92 ist erkennbar, dass sowohl der nächstkleinere als auch der nächstgrößere Staffelungsabstand zu einer Zunahme des normierten Verbrauchskoeffizienten führt. Bei dem kleineren Abstand überlappen die Wirkbereiche der Längswirbel, sodass zunächst eine höhere wandnahe Geschwindigkeit über den abgedeckten Bereich erzielt werden kann. Dieser Vorteil wird jedoch vermutlich aufgrund der gegenseitigen Beeinflussung der sich annähernden Längswirbel abgeschwächt. Außerdem bedarf es bei dem kleineren Staffelungsabstand einer größeren Anzahl an Aktuatoren, um dieselbe Fläche abzudecken. Dies führt in Summe wiederum zu einem größeren Energieverbrauch. Bei dem nächstgrößeren Staffelungsabstand kann zwar eine größere Fläche überspannt werden, sodass weniger Aktuatoren benötigt werden als bei einem geringen Abstand, jedoch muss bei der Normierung der wandnahen Geschwindigkeit für die Lücken zwischen den Wirkbereichen ein Verbrauchsaufschlag für zusätzliche Aktuatoren verrechnet werden.

Von einer wesentlichen Erhöhung der Abdeckungsbreite eines Aktuators bei einer weiteren Erhöhung des ausgeblasenen Volumenstroms (und damit des Verbrauchskoeffizienten) kann nicht ausgegangen werden, wie in Abbildung 93 gezeigt wird. Auch für diese Abbildung werden die Ergebnisse aus der Parameterstudie des einzelnen Aktuators aus dem vorangegangenen Kapitel für die Konfigurationen mit $\alpha = 45^\circ$ sowie $\beta = 90^\circ$ und $\beta = 135^\circ$ herangezogen. Die zwei Näherungskurven für die Änderung der lateralen Position y_A eines Längswirbels in Abhängigkeit des Verbrauchskoeffizienten E_V lassen einen nahezu horizontalen Verlauf der Kurven bei weiterer Erhöhung des Energieeinsatzes vermuten. Die bei einem großen Staffelungsabstand entstehenden Lücken zwischen den Wirkbereichen der Aktuatoren können folglich nicht einfach durch einen erhöhten Volumenstrom geschlossen werden.

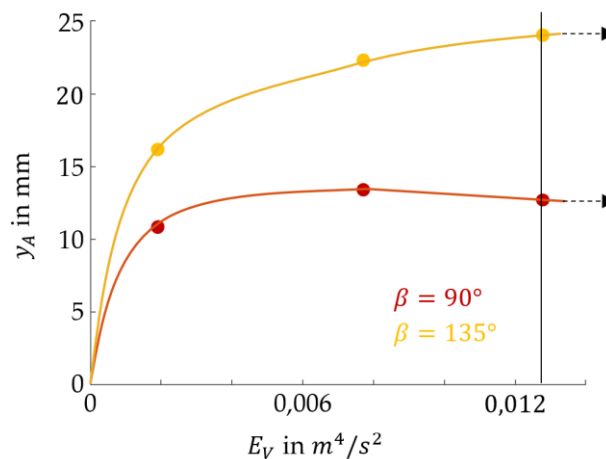


Abbildung 93: Laterale Verschiebung eines Längswirbels y_A in Abhängigkeit des Verbrauchskoeffizienten E_V mit Werten aus der Parameterstudie des einzelnen Aktuators aus Kapitel 5.1.1.1.

Fazit:

Wie bereits erwähnt, werden für die nachfolgenden Untersuchungen für den Spreizungswinkel und den Staffelungsabstand die am besten abschneidenden Werte von $\beta = 135^\circ$ und $St = 25,5 \text{ mm}$ verwendet.

5.1.1.3 Aktuatoren-Reihe

Nach der Optimierung des Staffelungsabstands zwischen den Aktuatoren werden in diesem Abschnitt der Einfluss der Position einer ganzen Aktuatoren-Reihe in x-Richtung (Richtung der Anströmung) sowie der Frequenz des Links-Rechts-Wechsels auf den Strömungswiderstand des Teilmodells untersucht. Die getesteten Positionen für die Aktuatoren-Reihe sind in Abbildung 15 (S. 50) dargestellt. Die blaue Linie in der Abbildung zeigt, an welcher Stelle der gekrümmten Fläche die unbeeinflusste Strömung im zeitlichen Mittel ungefähr ablöst.

Um die Effekte der unterschiedlichen Positionen und Frequenzen in den Simulationen deutlich sichtbar zu machen, wird für die Simulationen ein gegenüber den vorhergegangenen Untersuchungen doppelt so großer Verbrauchskoeffizient E_V von $25,52 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$ verwendet. Vor der Variation der Aktuationsfrequenz wird zunächst der Einfluss der Position der Aktuatorik untersucht. Dabei wird die Frequenz der Aktuatoren zunächst auf $f = 100 \text{ Hz}$ gesetzt. Bei dieser Frequenz geschieht ein Auslasswechsel von rechts nach links und damit die Abschaltung des aktiven rechten Auslasses erst dann, wenn der durch den betreffenden Luftstrahl erzeugte, rechte Längswirbel etwa die halbe Distanz zwischen Aktuatoren-Reihe A und Ablöselinie passiert und der vor diesem rechten Längswirbel erzeugte linke Wirbel die Ablöselinie erreicht hat.

Aufgrund der großen Zellenanzahl des Teilmodells und der damit verbundenen Rechenzeit wird zunächst nur ein kurzer Zeitraum von 0,1 s physikalischer Zeit simuliert. Die Simulationen der am besten abschneidenden Varianten werden anschließend fortgesetzt.

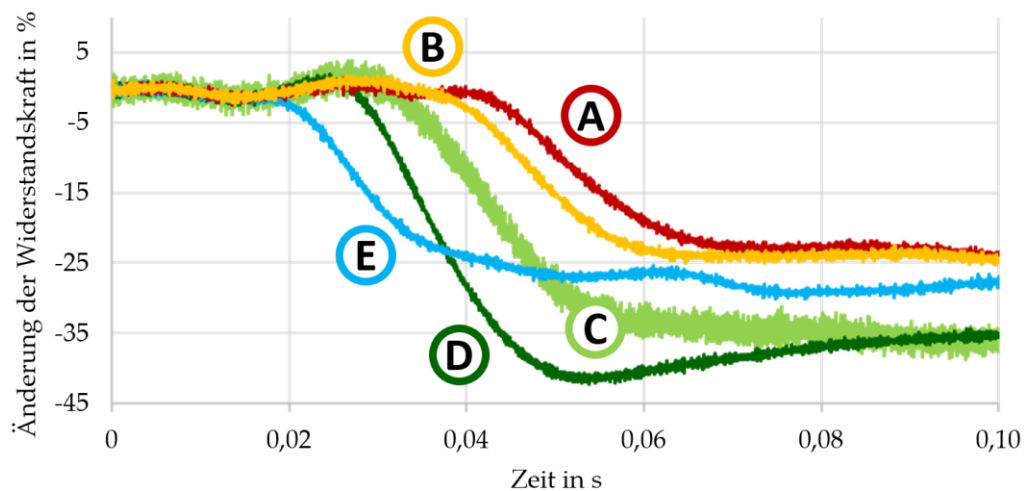


Abbildung 94: Zeitlicher Verlauf der Widerstandsreduktion des Teilmodells für unterschiedliche Positionen der Aktuatoren-Reihe (vgl. Abbildung 15) für den Zeitraum 0,0 s bis 0,1 s.

Bei Betrachtung der Kurvenverläufe aus Abbildung 94 fällt auf, dass der Widerstand je nach Position der Aktuatorik unterschiedlich schnell reduziert wird. Dies könnte beispielsweise mit der Position der Längswirbel in der Grenzschicht und den dort vorherrschenden Geschwindigkeiten zusammenhängen. Es ist denkbar, dass ein schneller stromabwärts getragener Längswirbel auch schneller an die kritische Ablöselinie getragen wird und dadurch schneller Wirkung zeigen kann. Auch fällt auf, dass Verlauf D scheinbar zunächst eine größere Widerstandsreduktion erreicht, welche jedoch danach wieder abnimmt. Dies könnte durch eine Art

Überschwingen, einer zunächst stärkeren Verschiebung der Ablöselinie in x-Richtung bei Einsatz der Wirkung der Aktuatoren, verursacht werden. Abbildung 94 zeigt außerdem, dass für die ersten 0,1 s die Positionen A und B am schlechtesten abschneiden. Für die Varianten C, D und E, die weiter stromabwärts liegen, werden die Simulationen für weitere 0,3 s physikalischer Zeit fortgeführt. Wird für diesen nachträglich simulierten Zeitraum (0,1 s bis 0,4 s) die mittlere Widerstandsreduktion berechnet, so zeigt sich, dass Position D, bei welcher die Aktuatoren knapp vor der Ablöselinie liegen, die besten Ergebnisse liefert:

Gemittelte Widerstandsreduktion für den Zeitraum 0,1 s bis 0,4 s:

Variante C:	-28,4 %
Variante D:	-29,1 %
Variante E:	-28,4 %

Für die weiteren Untersuchungen zum Einfluss der Aktuationsfrequenz wird daher die Aktuatorposition von Variante D genutzt. Ein Vorteil gegenüber Position C ist hierbei, dass durch die kürzere Distanz zwischen Aktuatorik und Abrisskante auch der Bereich verkleinert wird, in dem zur ausreichenden Auflösung der in der Grenzschicht liegenden Längswirbel ein besonders feines Netz notwendig ist. Dies spart Zellen und somit Rechenzeit bei der Untersuchung unterschiedlicher Frequenzen ein.

Folgende Frequenzen werden bei der weiterführenden Parameterstudie untersucht:

Aktuationsfrequenz f :	25 Hz
	50 Hz
	100 Hz
	150 Hz
	200 Hz

Für den Vergleich der Konfigurationen werden für die Simulation der Variante D zunächst weitere 0,6 s physikalischer Zeit berechnet, sodass die Simulation nun mit einer Gesamtzeit von 1,0 s den Simulationsstartpunkt für die weiterführenden Frequenzvariierungen darstellt. Abbildung 95 zeigt, wie sich die auf den Körper wirkende Widerstandskraft in Bezug auf diesen Simulationsstartpunkt je nach Frequenz entwickelt. Zunächst fällt auf, dass der blaue Verlauf (Anregungsfrequenz $f = 25 \text{ Hz}$) von regelmäßigen Oszillationen mit einer Frequenz von etwa 50 Hz überlagert wird. Diese Frequenz, die dem Doppelten der Aktuationsfrequenz von 25 Hz (Periodendauer 0,04 s) entspricht, entsteht anscheinend dadurch, dass alle 0,02 s ein neuer Längswirbel erzeugt und gleichzeitig ein bestehender abgebrochen wird. Außerdem ist auffällig, dass der orange Verlauf (Anregungsfrequenz $f = 100 \text{ Hz}$) bei 1,2 s einen schnell auf- und wieder abklingenden Peak aufweist. Die Ursache für diese Schwankung konnte nicht genauer analysiert werden. Weiterhin ist zu sehen, dass der grüne Kurvenverlauf, welcher für eine Anregungsfrequenz von 50 Hz steht, deutlich niedriger und mit weniger großen Schwankungen verläuft als die anderen Kurven. Um eine eindeutiger Aussage zum Abschneiden der unterschiedlichen Varianten treffen zu können, wird für die Verläufe ein rückläufiger Mittelwert gebildet. Dieser ist in Abbildung 96 dargestellt.

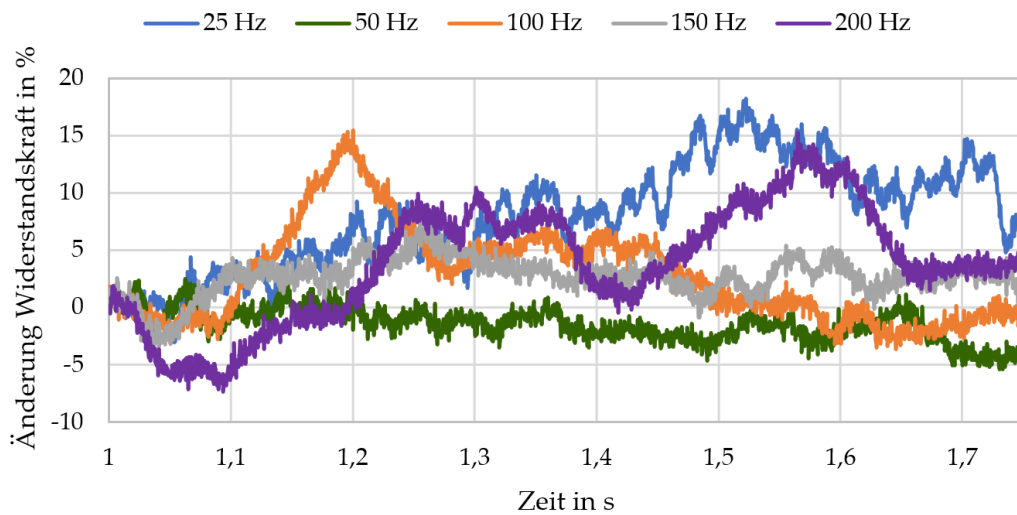


Abbildung 95: Entwicklung der Widerstandskraft des Teilmodells in Abhängigkeit der Aktuationsfrequenz für den Zeitraum 1,0 s bis 1,8 s; Den Referenzwert für die Bestimmung der prozentualen Änderung der Widerstandskraft bildet der Simulationsstartpunkt bei 1,0 s.

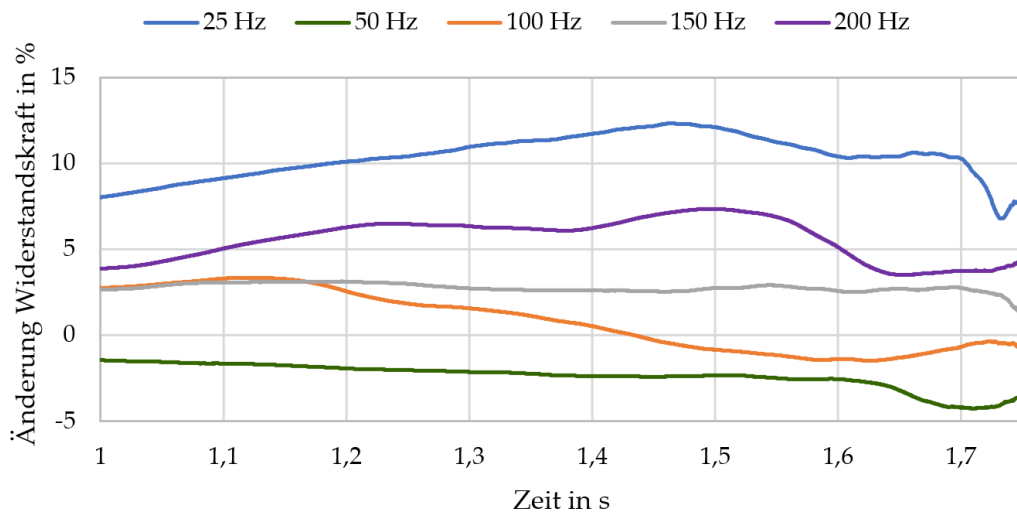


Abbildung 96: Rückläufiger Mittelwert der Widerstandskraft des Teilmodells in Abhängigkeit der Aktuationsfrequenz für den Zeitraum 1,0 s bis 1,8 s; Den Referenzwert für die Bestimmung der prozentualen Änderung der Widerstandskraft bildet der Simulationsstartpunkt bei 1,0 s.

Folgende Schlüsse können nahezu unabhängig von dem für die Berechnung des rückläufigen Mittelwerts verwendeten Zeitpunkt gezogen werden: Angefangen bei einer Anregungsfrequenz von 200 Hz (lila) kann bei einer Reduzierung der Frequenz auf 150 Hz (grau), 100 Hz (orange) und 50 Hz (grün) jeweils eine Senkung des Luftwiderstands erzielt werden. Eine weitere Verringerung der Frequenz von 50 Hz auf 25 Hz (blau) führt dagegen zu einem deutlichen Anstieg des Widerstandskoeffizienten. Durch die niedrige Aktuationsfrequenz von 25 Hz entstehen vergleichsweise lange Lücken zwischen den Wirkungsbereichen einzelner Längswirbel, in denen über einen Zeitraum von bis zu 0,02 s kein Impulsaustausch stattfindet. Offensichtlich ist dieser Zeitraum zu lang und die Flächenabdeckung der gekrümmten Fläche dann zu gering, um dauerhaft eine stabile Ablösungsverzögerung zu erzielen. Zusammengefasst konnte unter allen untersuchten Frequenzen mit einer Aktuationsfrequenz von 50 Hz die beste Widerstandsreduktion erreicht werden. Mit einem Abstand der Aktuatoren-Reihe D zur

Abrisskante des Körpers von $c_F \approx 0,5 m$ ergibt sich eine dimensionslose Aktuationsfrequenz von $F^+ = 0,64$. Das zweitbeste Ergebnis liefert eine Aktuationsfrequenz von $100 Hz$, was einer dimensionslosen Aktuationsfrequenz von $F^+ = 1,28$ entspricht. Die Ergebnisse lassen vermuten, dass die für den hier untersuchten Strömungsfall optimale Aktuationsfrequenz wahrscheinlich zwischen $F^+ = 0,64$ und $F^+ = 1,28$ liegt.

Nachdem nun für alle Parameter die optimalen Einstellungen für die hier zu Grunde liegenden Randbedingungen bestimmt wurden, wird zur Reduktion der Rechenzeit weiterführender Simulationen geprüft, ob eine Vergrößerung der Zellen im Wirkungsbereich der Aktuatorik und eine Erhöhung des Zeitschritts möglich sind, ohne die erzielte Widerstandsreduktion wesentlich zu beeinflussen. Die Simulationsergebnisse zeigen (nicht dargestellt), dass bei einer Vergrößerung der Zellkantenlängen um den Faktor 2 (von $0,25 mm$ auf $0,5 mm$) die gleiche Widerstandsreduktion erreicht wird. Eine Erhöhung der Kantenlänge um den Faktor 3 oder 4 führt jedoch zu einem stärker abweichenden Ergebnis. Eine Vergrößerung des Zeitschritts von $0,05 ms$ auf $0,1 ms$ oder sogar auf $0,2 ms$ führte nicht zu einer nennenswerten Änderung in der Widerstandsreduktion. Durch die Verdoppelung der Zellkantenlänge im Wirkungsbereich der Aktuatoren (die Zellenanzahl wird auf etwa ein Achtel reduziert) und der Vervierfachung des Zeitschritts kann der Rechenaufwand für die in den Kapiteln 5.1.2 und 5.1.3 durchgeführten Simulationen von Vollheckkörpern mit AFC-System deutlich reduziert werden.

5.1.1.4 Dimensionsanalyse und Korrelationen

Wie sich in den vorhergehenden Untersuchungen gezeigt hat sind die Zusammenhänge und Abhängigkeiten der verschiedenen Parameter bei der aktiven Strömungsbeeinflussung vielfältig und komplex. Austrittswinkel α , Spreizungswinkel β , Austrittsgeschwindigkeit u_A und -volumenstrom \dot{V}_A führen zu Längswirbel unterschiedlicher Durchmesser d , Wirbelstärke ω und lateraler Position y_A . Diese führen zu einer mehr oder weniger starken Durchmischung der Grenzschicht und damit zu unterschiedlichen Geschwindigkeitsverhältnissen in Wandnähe $u_{v,wand}$. Um die Zusammenhänge zwischen diesen Größen aufzudecken, werden für die Simulationen der Parameterstudie des einzelnen Aktuators (Kapitel 5.1.1.1) die Abstände der Zentren der Längswirbel sowie deren Durchmesser und maximale Wirbelstärke zusammen mit dem erzielten Geschwindigkeitsverhältnis in Wandnähe im abgedeckten Bereich (Weg 1, S. 106) und den anderen eingestellten Parametern abgespeichert. Die entsprechenden Werte der Längswirbel werden anhand der dritten yz -Schnittebene bestimmt. Der abgespeicherte Datensatz wird anschließend genutzt, um die Größen einander in Streudiagrammen gegenüberzustellen. Hierbei werden jeweils zwei Parameter ausgewählt und deren Wertepaare für alle durchgeführten Simulationen in das Diagramm eingetragen. Je nachdem, wie die Einträge bzw. Punkte im Streudiagramm verteilt sind, kann möglicherweise beispielsweise eine lineare oder quadratische Relation zwischen den beiden Größen erkannt werden.

Folgende Größen und Parameter gehen hierbei in die Auswertung ein:

- Austrittswinkel α
- Spreizungswinkel β
- Verbrauchskoeffizient E_V

- Austrittsgeschwindigkeit u_A
- Austrittsvolumenstrom \dot{V}_A
- Wirbelstärke ω
- Durchmesser der Längswirbel d
- Laterale Position/Auslenkung der Längswirbel y_A
- Geschwindigkeitsverhältnis in unmittelbarer Wandnähe $u_{V,Wand}$ (Weg 1)
- Projizierte Netto-Austrittsfläche A_{proj}

Für die Bestimmung der Wirbelstärke, Durchmesser und lateralen Positionen der Wirbel werden phasengemittelte Strömungsbilder verwendet. Der Grund hierfür ist, dass sich bei kleinen Spreizungswinkel die Wirkbereiche des linken und rechten Längswirbel teilweise überlagern. Eine korrekte Bestimmung der Wirbelhöhe oder maximalen Wirbelstärke der beiden Wirbel wäre mit zeitgemittelten Strömungsbildern kaum möglich.

Für die Erzeugung der Streudiagramme wird ein MATLAB-Skript erstellt, das jede mögliche Parameterkombination berücksichtigt. Um auch komplexere Zusammenhänge und möglicherweise wichtige Kenngrößen identifizieren zu können, werden eine Vielzahl dimensionsloser Kennzahlen durch die Kombination der Parameter gebildet, die zusätzlich zu den einzelnen Parametern in die Auswertung miteingehen. Einige dieser Kennzahlen sind nachfolgend aufgelistet:

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= \frac{\sqrt{A_{proj}} \cdot \omega}{u_A} & \Pi_2 &= \frac{d \cdot \omega}{u_A} & \Pi_3 &= \frac{y_A \cdot \omega}{u_A} & \Pi_4 &= \frac{\sqrt{d \cdot y_A} \cdot \omega}{u_A} \\ \Pi_5 &= \frac{y_A}{d} & \Pi_6 &= \frac{y_A \cdot d}{A_{proj}} & \Pi_7 &= \frac{y_A}{\sqrt{A_{proj}}} & \Pi_8 &= \frac{d}{\sqrt{A_{proj}}} \\ \Pi_9 &= \frac{\dot{V}_A}{\omega \cdot \sqrt{A_{proj}} \cdot d \cdot y_A} & \Pi_{10} &= \frac{\dot{V}_A}{\omega \cdot A_{proj} \cdot d} & \Pi_{11} &= \frac{\dot{V}_A}{\omega \cdot A_{proj} \cdot y_A} \\ \Pi_{12} &= \frac{\dot{V}_A}{u_A \cdot d \cdot y_A} & \Pi_{13} &= \frac{\dot{V}_A}{u_A \cdot d^2} & \Pi_{14} &= \frac{\dot{V}_A}{u_A \cdot y_A^2} & \Pi_{15} &= \frac{\dot{V}_A}{u_A \cdot A_{proj}} \end{aligned}$$

Durch die Kombination aller 10 Parameter und 15 Kennzahlen ergeben sich insgesamt 300 verschiedene Diagramme, die manuell hinsichtlich auftretender Relationen geprüft werden. Hierbei stellt sich keine der gebildeten dimensionslosen Kennzahlen als relevant heraus. Viel eher deckt die Gegenüberstellung der einzelnen Parameter interessante Beziehungen zwischen den Größen auf. Diese Abhängigkeiten zwischen den Eingangsgrößen α , β , E_V , u_A , \dot{V}_A und den Ausgangsgrößen $u_{V,Wand}$, ω , d , y_A sind in Tabelle 15 zusammengefasst. Eine detailliertere Beschreibung der Zusammenhänge ist in Anhang F zu finden.

An dieser Stelle gilt es anzumerken, dass die Schlussfolgerungen aus den Streudiagrammen ausschließlich im untersuchten, durch die Parameterwerte aufgespannten Bereich gültig sind. Bei einem sehr niedrigen Austrittsvolumenstrom \dot{V}_A oder einer sehr niedrigen Austrittsgeschwindigkeit u_A kann es zu einem von den oben genannten Schlussfolgerungen abweichendem Verhalten kommen. Die Einbringung sehr energiearmen Fluids in die Strömung führt dann teilweise zu schlechteren Ergebnissen als bei der gänzlich unbeeinflussten Strömung. Generell werden hier ausschließlich Tendenzen und Trends zwischen den Parametern bewertet. Von genauen quantitativen Angaben zu den Zusammenhängen und

Abhängigkeiten zwischen den einzelnen Größen wird aufgrund der reduzierten Aussagekraft nur weniger Simulationen abgesehen.

Tabelle 15: Zusammenfassung der Abhängigkeiten zwischen den Eingangsgrößen E_V , u_A , \dot{V}_A , α und β sowie den Ausgangsgrößen $u_{V,Wand}$, ω , d und y_A eines einzelnen simulierten bistabilen fluidischen Aktuators.

	$u_{V,Wand}$	ω	d	y_A
E_V	+	+	+	0
u_A	+	+	+/0	0
\dot{V}_A	+/0 (wenn $\beta = const.$)	+	+	0
α	0	$\max\{\omega(\alpha)\} = \omega(\alpha = 45^\circ)$	$\max\{d(\alpha)\} = d(\alpha = 45^\circ)$	0
β	$\max\{u_{V,Wand}(\beta)\} = u_{V,Wand}(\beta = 135^\circ)$	$\max\{\omega(\beta)\} = \omega(\beta = 135^\circ)$	0	$\max\{y_A(\beta)\} = y_A(\beta = 135^\circ)$
$u_{V,Wand}$		+	+/0	0
ω			+	0
d				0

+: Positiver Zusammenhang
0: Kein Zusammenhang

Besonders interessant bei der Gegenüberstellung der Ausgangsgrößen ist, dass eine erhöhte Wirbelstärke, also eine schnellere Rotation der Längswirbel, tendenziell zu einer höheren Geschwindigkeit nahe der Wand führt. Zwischen Wirbeldurchmesser und wandnahe Geschwindigkeitsverhältnis ist jedoch nur ein sehr schwacher Zusammenhang zu sehen. Eine Relation zwischen der lateralen Position der Längswirbel und anderen Ausgangsgrößen ist nicht erkennbar.

Zusätzlich zu den 31 Simulationen der Parameterstudie werden nachträglich drei weitere Simulationen durchgeführt, bei denen über die Vorgabe unterschiedlicher Wandreibungseinstellungen an den Flächen stromaufwärts des Aktuators verschiedene Grenzschichtdicken erzeugt werden. Bei Auswertung der Simulationen zeigt sich, dass sich bei dickeren Grenzschichten größere Wirbel ausbilden können als in dünneren. Da der Wirbeldurchmesser in geringerem Maße zunimmt als die Grenzschichtdicke, liegt der Wirbel absolut gesehen tiefer in der Grenzschicht und kann sich in der langsameren Strömung ungehinderter ausbilden. Folglich nehmen neben dem Durchmesser des Wirbels auch dessen Wirbelstärke ω und seitlicher Versatz y_A zu. Im Gegensatz dazu sinkt jedoch das Geschwindigkeitsverhältnis in Wandnähe $u_{V,Wand}$. Die Längswirbel rotieren in tieferen, langsameren Bereichen der Grenzschicht, sodass der Impulstransport zur Wand reduziert wird.

Fazit:

Zum Abschluss dieses Unterkapitels kann folgendes Resümee gezogen werden: Der größte Einfluss auf die Effizienz und Effektivität der Aktuatoren geht von der Austrittsgeschwindigkeit u_A und dem Spreizungswinkel β aus. Die Austrittsgeschwindigkeit u_A bestimmt die Wirbelstärke und damit den Impulsaustausch und die Geschwindigkeitssteigerung an der Wand. Der Spreizungswinkel β ist der wichtigste Faktor zur Erhöhung der durch einen einzelnen Aktuator abgedeckten Fläche und damit maßgebend für die notwendige Anzahl an Aktuatoren und den gesamten Energiebedarf. Der Austrittswinkel α hat verglichen dazu einen geringen Einfluss auf die Wirksamkeit des Systems, kann bei optimaler Einstellung jedoch die Effizienz der Aktuatorik verbessern. Die Variation der Grenzschichtdicke hat außerdem gezeigt, dass das Verhältnis von Wirbeldurchmesser und Grenzschichtdicke ebenfalls eine wichtige Rolle hinsichtlich der Effizienz eines AFC-Systems spielt. Ein Längswirbel kann nur die Energie zur Wand transportieren, die in dessen Reichweite verfügbar ist.

Durch einen erhöhten Volumenstrom \dot{V}_A kann ein kleiner, tief in der Grenzschicht liegender Wirbel vergrößert werden und damit auf wandfernere, schnellere Schichten zugreifen. Hierbei muss jedoch überprüft werden, inwiefern der dadurch erhöhte Impulsaustausch den größeren Energieeinsatz rechtfertigt. Neben dem genutzten Volumenstrom \dot{V}_A kann eventuell auch der Austrittswinkel α genutzt werden, um den Wirbeldurchmesser d an die Grenzschichtdicke δ anzupassen. Die Frage nach dem optimalen Verhältnis zwischen Wirbeldurchmesser und Grenzschichtdicke wird in dieser Arbeit nicht mehr behandelt.

Dass die laterale Position der Längswirbel y_A in den hier gezeigten Ergebnissen keinen ausgeprägten Einfluss auf andere Größen zeigt ist wenig verwunderlich, da bei dieser Auswertung für die Berechnung der Geschwindigkeitsverhältnisse ausschließlich über die abgedeckten Bereiche gemittelt wurde (Weg 1, S. 106).

5.1.2 Aktive Strömungsbeeinflussung an einem SUV-Prinzipkörper

Nachdem am Teilmodell die energieeffizienteste Aktuator-Konfiguration ermittelt wurde, wird die aktive Strömungskontrolle am SUV-Prinzipkörper zur Anwendung gebracht. In der Strömungsanalyse hat sich gezeigt, dass die Schwankungen im Luftwiderstand des Körpers im Wesentlichen auf die Wanderung der Ablöselinien an den gekrümmten Seitenflächen am Heck des Körpers zurückzuführen sind. In diesen Bereichen soll mittels zweier über die gesamte Körperhöhe verlaufender Aktuatoren-Reihen mit jeweils 47 Aktuatoren (siehe Abbildung 17) die Ablösung verzögert und so der Luftwiderstand des Körpers reduziert werden. Bei der Ergebnisauswertung wird außerdem die Modalanalyse genutzt, um den Einfluss der Aktuatorik auf das instationäre Verhalten des relevantesten Phänomens zu untersuchen.

5.1.2.1 Einfluss auf den Luftwiderstand

Bei der Untersuchung des Einflusses des AFC-Systems werden verschiedene Verbrauchskoeffizienten E_V verwendet und diese innerhalb einer durchgehenden Simulation variiert. Die Ausgangsbasis dieser Simulation bildete die eingeschwingene Simulation des SUV-Prinzipkörpers ohne AFC aus Kapitel 4.2.2.

Folgende Verbrauchskoeffizienten werden für die einzelnen Aktuatoren verwendet:

- $E_{V,min} = 8,48 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$
- $E_{V,mid} = 12,6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$
- $E_{V,max} = 50,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$

Das Diagramm in Abbildung 97 zeigt den Einfluss der unterschiedlichen Varianten auf die Reduzierung des Luftwiderstands. Als Referenzwert für den Luftwiderstand ohne Strömungsbeeinflussung wird der Mittelwert im Zeitraum 0 s bis 4 s verwendet. Die horizontalen roten Linien zeigen die Mittelwerte der jeweiligen markierten Bereiche. Wie bereits erwähnt, bedarf es für eine adäquate Modellierung des AFC-Systems einer feineren räumlichen und zeitlichen Diskretisierung als bei den Simulationen ohne AFC aus Kapitel 4.2. Aufgrund der dadurch erhöhten Rechendauer können für die Untersuchung der Strömungsbeeinflussung nur relativ kurze Zeiträume simuliert werden. Dennoch ist in Abbildung 97 zu erkennen, dass sich die Wirksamkeit der unterschiedlichen AFC-Varianten deutlich unterscheidet.

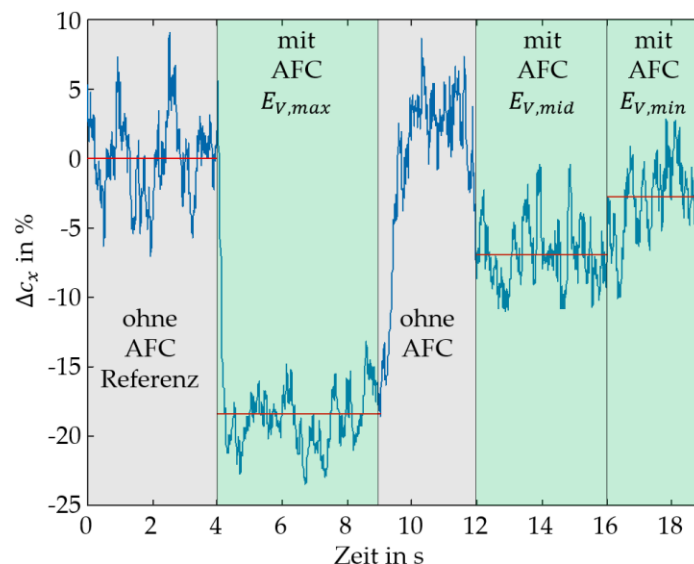


Abbildung 97: Zeitliche Entwicklung des Luftwiderstandskoeffizienten des SUV-Prinzipkörpers in Abhängigkeit verschiedener Verbrauchskoeffizienten des AFC-Systems.

In Abbildung 97 ist deutlich zu sehen, dass ein höherer Verbrauchskoeffizient auch zu einer größeren Widerstandsreduktion führt. Bei dem größten Energieeinsatz mit $E_{V,max}$ kann demnach der c_x -Wert um circa 18 % gesenkt werden.

In Abbildung 98 sind die für die einzelnen Bereiche berechneten Mittelwerte der Widerstandsreduktion über den Verbrauchskoeffizienten aufgetragen. Hierbei ist zu sehen, dass durch die Diagrammeinträge und den Ursprung des Diagramms eine Regressionsgerade gelegt werden kann, die die Punkteverteilung verhältnismäßig gut abbildet.

Abbildung 99 zeigt die instantane Verteilung der Wandschubspannung auf den gekrümmten Seitenflächen stromabwärts der Aktuatorik für den höchsten Verbrauchskoeffizienten. Darin sind deutlich Linien erhöhter Wandschubspannung zu erkennen, bedingt durch die bis weit stromabwärts der Aktuatorik reichenden Längswirbel, die die Grenzschicht energetisieren und die Strömungsablösung auf diese Weise verzögern.

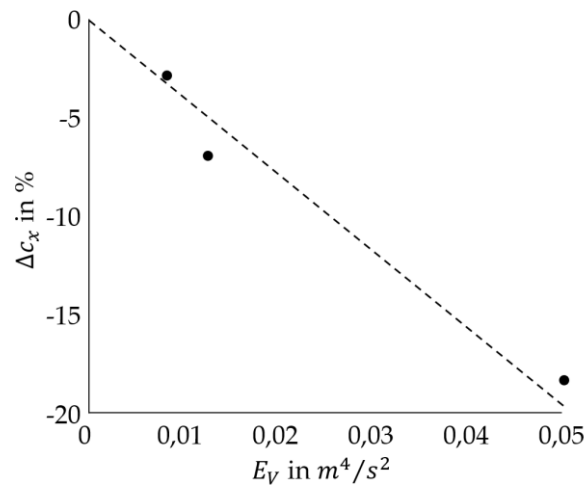


Abbildung 98: Zusammenhang zwischen der Reduktion des Luftwiderstandskoeffizienten und dem Verbrauchskoeffizienten des am SUV-Prinzipkörper eingesetzten AFC-Systems inklusive angedeuterter Regressionsgerade.

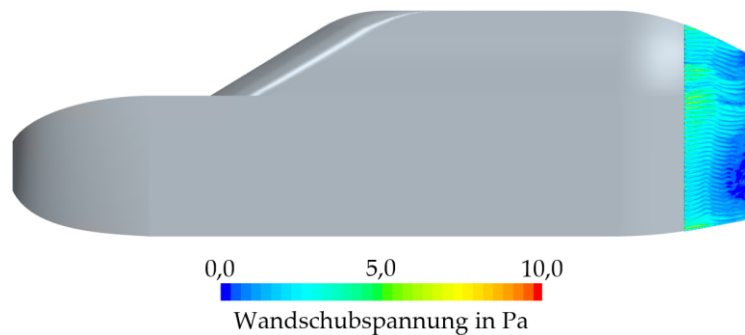


Abbildung 99: Darstellung der instantanen Wandschubspannung an den gekrümmten Seitenflächen am Heck des SUV-Prinzipkörpers zur Visualisierung der mittels AFC erzeugten Längswirbel.

Inwieweit die durch die Widerstandsreduktion eingesparte Energie durch den Energieverbrauch des AFC-Systems aufgezehrt wird, wird in Kapitel 5.1.2.3 anhand einer Leistungsbilanz abgeschätzt.

5.1.2.2 Einfluss auf instationäre Strömungsphänomene

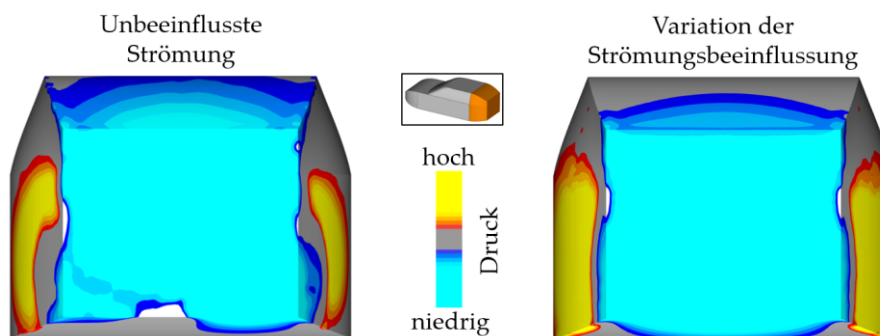


Abbildung 100: Mode des Drucks an der Heckpartie des SUV-Prinzipkörpers für die Simulation der unbeeinflussten Strömung (links, siehe auch Abbildung 47) und die Simulation mit Variation der aktiven Strömungsbeeinflussung (rechts).

Wird für die durchgeführte Simulation mit Variation der Strömungsbeeinflussung die automatisierte Analysemethodik durchgeführt, so findet sich unter den Moden ein Schwankungsbild, das in ähnlicher Ausprägung bereits bei der Strömungsanalyse der Simulation des SUV-Prinzipkörpers ohne Strömungsbeeinflussung die höchste Korrelation zum Luftwiderstand des Körpers aufwies (siehe Abbildung 47, S. 76). Beide Moden sind in Abbildung 100 gegenübergestellt.

Bei Betrachtung des Modalkoeffizienten in Abbildung 101 ist zu sehen, dass dieser große Ähnlichkeit zum Verlauf des Luftwiderstandskoeffizienten der Simulation aus Abbildung 97 aufweist. Je höher der für die Aktuatorik genutzte Verbrauchskoeffizient, desto niedriger fällt der Modalkoeffizient und desto höher der Druck an der Heckfläche aus. Ein negativer Modalkoeffizient bedeutet eine Invertierung des Modenbildes in Abbildung 101 rechts. Der Druck an der vertikalen Heckfläche ist dann größer als der über den gesamten Simulationszeitraum gemittelte Durchschnittsdruck. Anhand des Verhaltens des Modalkoeffizienten auf den verschiedenen sich einstellenden Plateaus in Abbildung 101 lässt sich erkennen, dass bei hohem Energieeinsatz die Strömungsablösung nicht nur verzögert, sondern auch stabilisiert wird. Die Amplituden der Schwankungen sind in dem Bereich zwischen 4 s und 9 s deutlich kleiner als zu Beginn der Simulation zwischen 0 s und 4 s ohne Strömungsbeeinflussung, was auf eine verminderte Wanderung der Ablöselinie zurückzuführen ist.

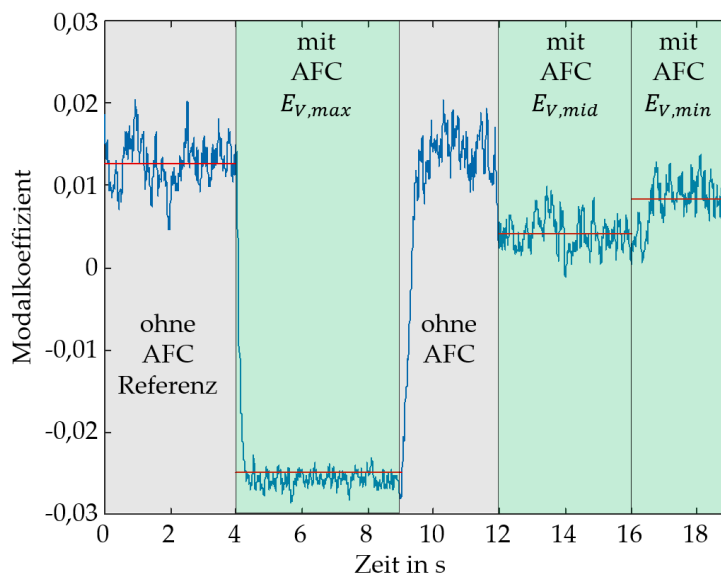


Abbildung 101: Zeitliche Entwicklung des Modalkoeffizienten der relevantesten Mode des Drucks an der Heckpartie des SUV-Prinzipkörpers (Abbildung 100 rechts) in Abhängigkeit verschiedener Verbrauchskoeffizienten des AFC-Systems.

5.1.2.3 Abschätzung der Leistungsbilanz

In Kapitel 5.1.2.1 wurde gezeigt, dass der zeitgemittelte Luftwiderstandskoeffizient mit Hilfe eines AFC-Systems in Abhängigkeit des Verbrauchskoeffizienten um bis zu etwa 18 % reduziert werden kann. Dieser Einsparung steht jedoch auch ein Energieverbrauch der verwendeten Aktuatorik gegenüber. Um die Gesamteffizienz der aktiven Strömungsbeeinflussung an dem SUV-Prinzipkörper bewerten zu können, wird deshalb in diesem Unterkapitel eine Abschätzung der Leistungsbilanz vorgenommen.

Die Reduktion des Widerstandskoeffizienten um den Wert Δc_x kann mit Hilfe der Luftdichte ρ , der Anströmgeschwindigkeit u_∞ und der Stirnfläche des Körpers A_x in den Differenzwert der Luftwiderstandskraft ΔF_x und der Antriebsleistung $\Delta P_{Antrieb}$ umgerechnet werden:

$$\Delta P_{Antrieb} = \Delta F_x \cdot u_\infty = \frac{\Delta c_x \cdot \rho \cdot A_x \cdot u_\infty^3}{2} \quad (\text{Gl. 40})$$

Für die energetische Bewertung gilt es diese Leistungseinsparung $\Delta P_{Antrieb}$ der Verbrauchsleistung der Aktuatorik P_A gegenüberzustellen. Letztere setzt sich aus dem kinetischen Energiefluss des ausgeblasenen Fluids P_{kin} und der Druckverlustleistung P_{Druck} zusammen:

$$P_A = P_{kin} + P_{Druck} \quad (\text{Gl. 41})$$

Die aufzubringende Leistung zur Aufrechterhaltung des kinetischen Energieflusses des ausgeblasenen Fluids P_{kin} lässt sich mit der Austrittsfläche eines einzelnen Aktuatorstrahls A_A und der Austrittsgeschwindigkeit u_A wie folgt abschätzen:

$$P_{kin} = \frac{\rho \cdot A_A \cdot u_A^3}{2} \quad (\text{Gl. 42})$$

Für die Berechnung der Druckverlustleistung P_{Druck} wird der innerhalb eines Aktuators auftretende Druckverlust Δp_V und der in Summe die Aktuatoren durchströmende Volumenstrom benötigt, der sich wiederum aus der Austrittsgeschwindigkeit u_A und der gesamten aktiven Austrittsfläche $A_{A,ges}$ ergibt:

$$P_{Druck} = \Delta p_V \cdot u_A \cdot A_{A,ges} \quad (\text{Gl. 43})$$

Die für die Abschätzung der eingesparten Antriebsleistung $\Delta P_{Antrieb}$ und der Leistung zur Erzeugung des kinetischen Energieflusses P_{kin} benötigten Werte sind durch die Strömungssimulation allein bereits bekannt. Werden lediglich diese beiden Leistungen ins Verhältnis gesetzt, so überwiegt für die in Kapitel 5.1.2.1 mittels AFC erzielten Widerstandsreduktionen die erzielte Energieeinsparung der Energieaufwendung deutlich (siehe Tabelle 16). In dieser, in der Literatur nicht unüblichen, Gegenüberstellung fehlt jedoch der wesentliche Einfluss des bei Durchströmung der Aktuatorik zu überwindenden Druckverlustes. Da in der vorliegenden Arbeit die interne durchströmte Geometrie der Aktuatoren in den Strömungssimulationen nicht abgebildet wurde, muss für die Abschätzung des dort auftretenden Druckverlustes auf andere Veröffentlichungen zurückgegriffen werden.

Tabelle 16: Verhältnis der durch das AFC-System eingesparten Antriebsleistung $\Delta P_{Antrieb}$ und der aufgewendeten Leistung zur Erzeugung des kinetischen Energieflusses der Aktuatorik P_{kin} für die Simulationen zur Strömungsbeeinflussung am SUV-Prinzipkörper für die drei untersuchten Verbrauchskoeffizienten.

Verbrauchskoeffizient des einzelnen Aktuators	$\Delta P_{Antrieb} / P_{kin}$
$E_{V,min} = 8,48 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$	$\approx 3,17$
$E_{V,mid} = 12,6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$	$\approx 4,44$
$E_{V,max} = 50,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$	$\approx 1,46$

Bei der Literaturrecherche konnten lediglich zwei Arbeiten gefunden werden, die Aktuatoren mit ähnlichen Größenordnungen bzw. Eigenschaften untersuchten und Werte zur Abschätzung des Druckverlusts der Aktuatoren aufführten. Hierbei handelt es sich zum einen um einen bistabilen fluidischen Aktuator (Z. Liu et al., 2022), dessen Auslässe mit einer Breite und Höhe von 2 mm exakt den Auslässen an dem simulierten SUV-Prinzipkörper entsprechen, und zum anderen um einen SaOB-Aktuator (Seifert et al., 2016) mit Auslässen ähnlicher Höhe und etwa dreifacher Breite. Beide Aktuatoren können bei passender Länge der Feedback-Kanäle und entsprechendem Volumenstrom mit der hier simulierten Aktuationsfrequenz von 50 Hz betrieben werden. Auch die Austrittsgeschwindigkeiten der Aktuatoren liegen in ähnlichen Bereichen wie die simulierten AFC-Konfigurationen des SUV-Prinzipkörpers. Anhand der in den Veröffentlichungen dargestellten Diagrammen und Betriebskurven können Betriebspunkte für den bei einer bestimmten Austrittsgeschwindigkeit u_A auftretenden Druckverlust Δp_V ermittelt werden. Diese Werte werden anschließend genutzt, um für beide Aktuatoren die Druckverlustbeiwerte ζ über folgende Formel abzuschätzen:

$$\zeta = \frac{\Delta p_V}{\frac{\rho}{2} \cdot u_A^2} \quad (\text{Gl. 44})$$

Obwohl sich die Geometrien der Aktuatoren stark unterscheiden, ergibt sich für beide Aktuatoren ein Druckverlustbeiwert von circa $\zeta \approx 25$. Mit diesem Wert kann für beide Aktuatortypen eine Abschätzung des Druckverlusts und schließlich eine Gegenüberstellung der Leistungseinsparung $\Delta P_{\text{Antrieb}}$ und der Verbrauchsleistung der Aktuatorik P_A erfolgen (siehe Tabelle 17). Die für die beiden Aktuatoren für die Berechnung verwendeten Austrittsgeschwindigkeiten u_A wurden so gewählt, dass sie innerhalb der in den Veröffentlichungen (Z. Liu et al., 2022; Seifert et al., 2016) untersuchten Betriebsbereichen liegen. Die entsprechenden Δc_x -Werte wurden nach Ermittlung der Verbrauchskoeffizienten E_V (Gleichung 36) mit Hilfe der in Abbildung 98 dargestellten Näherungsgeraden bestimmt. Eine möglicherweise erhöhte Effektivität des SaOB-Aktuators durch die integrierte Absaugung in Form einer potenziell erhöhten Widerstandsreduktion wurde nicht berücksichtigt. Aufgrund der ähnlichen Abmessungen des Aktuators wurde für den bistabilen fluidischen Aktuator (Z. Liu et al., 2022) die gleiche Anzahl (94 Stück) an Aktuatoren wie bei der Simulation des SUV-Prinzipkörpers für die Leistungsbilanz verwendet. Der SaOB-Aktuator wurde in der Abschätzung aufgrund der größeren Auslassbreite lediglich mit der halben Stückzahl (47) verrechnet. Diese Anzahl ergibt sich bei Anwendung des in der Veröffentlichung (Seifert et al., 2016) verwendeten Stababstands auf die Geometrie des SUV-Prinzipkörpers.

Tabelle 17: Abgeschätztes Verhältnis der durch AFC eingesparten Antriebsleistung $\Delta P_{\text{Antrieb}}$ und der Verbrauchsleistung der Aktuatorik P_A für die Strömungsbeeinflussung am SUV-Prinzipkörper mit zwei verschiedenen Aktuatortypen bei unterschiedlichen Austrittsgeschwindigkeiten u_A .

Aktuatortyp	Austrittsgeschwindigkeit u_A	$\Delta P_{\text{Antrieb}}/P_A$
Bistabiler fluidischer Aktuator	$u_A = 77\text{ m/s}$	$\approx 0,10$
SaOB-Aktuator	$u_A = 55\text{ m/s}$	$\approx 0,12$

Fazit:

Wie die Werte in Tabelle 17 zeigen, übersteigt die für den Betrieb der Aktuatorik benötigte Leistung die durch die Widerstandsreduktion hervorgerufene Leistungseinsparung des Antriebs um etwa den Faktor 10. Dies verdeutlicht, dass die in den Aktuatoren auftretenden Druckverluste bei der gesamtheitlichen Leistungsbilanz nicht vernachlässigt werden dürfen, sondern einen entscheidenden Faktor für die Effizienz eines AFC-Systems darstellen. An dieser Stelle sei ergänzend angemerkt, dass für den Betrieb der Aktuatorik an einem Fahrzeug außerdem ein System zur Bereitstellung der Druckluft (z.B. Kompressor) verbaut werden müsste, dessen zusätzliche Masse und Wirkungsgrad die Erreichung einer positiven Leistungsbilanz weiter erschweren.

5.1.3 Aktive Strömungsbeeinflussung an einem simplifizierten BMW X5

Nachdem am SUV-Prinzipkörper das Wirkprinzip bistabiler fluidischer Aktuatoren umgesetzt und eine widerstandsmindernde Beeinflussung des relevantesten Strömungsvorgangs erreicht werden konnte, wird in diesem Abschnitt versucht, mittels eines analogen AFC-Systems den Luftwiderstand des simplifizierten BMW X5 zu reduzieren und positiv auf die für den Widerstandskoeffizienten relevantesten instationären Phänomene einzuwirken. Hierzu werden, wie bereits in Abbildung 18 (S. 52) gezeigt, Aktuatoren-Reihen in verschiedenen Bereichen genutzt: Zwei dieser Reihen sind stromabwärts der Hinterräder bogenförmig an den Radhauskanten angeordnet. Die anderen beiden Reihen, weiterhin als „Reihe A“ und „Reihe B“ bezeichnet, befinden sich am Unterboden im hinteren Fahrzeugbereich. Diese sind in x-Richtung etwa 460 mm beziehungsweise 235 mm vom Fahrzeugende entfernt. Reihe B befindet sich folglich näher am Ablöseort der Strömung am Unterboden als Reihe A. Als Startzustand für die nachfolgend beschriebene Simulation wurde die eingeschwingene Simulation des simplifizierten BMW X5 ohne AFC aus Kapitel 4.2.3.2 verwendet.

5.1.3.1 Einfluss auf den Luftwiderstand und die instantane Strömung

Abbildung 102 zeigt die zeitliche Entwicklung des Luftwiderstandskoeffizienten als prozentuale Abweichung vom Mittelwert ohne AFC. Die Mittelwerte der jeweiligen Bereiche sind hier erneut über horizontale rote Linien dargestellt. In dem Diagramm ist zu sehen, dass im linken grünen Bereich, bei dem die Aktuatoren an den Seiten und bei Reihe A auf der Unterseite des Fahrzeugkörpers aktiv sind, im Mittel ein geringfügig höherer Widerstandskoeffizient erreicht wird als bei ausgeschaltetem AFC-System im grauen Bereich. Auch der Betrieb der seitlichen Aktuatorik zusammen mit Reihe B auf der Unterseite führt zu einer sehr kleinen Erhöhung des Luftwiderstands, wie der rechte grüne Bereich zeigt. Beide Male beträgt der Verbrauchskoeffizient eines einzelnen Aktuators $E_{V,max} = 50,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^2$ und entspricht damit dem höchsten Wert der in der vorhergehenden Untersuchung des SUV-Prinzipkörper mit AFC eingesetzt wurde.

In Abbildung 103 wird gezeigt, welchen Einfluss der Einsatz der Aktuatorik auf die instantane Ausbildung der Wandschubspannung im Bereich der seitlichen Heckschürze und des hinteren Unterbodens nimmt.

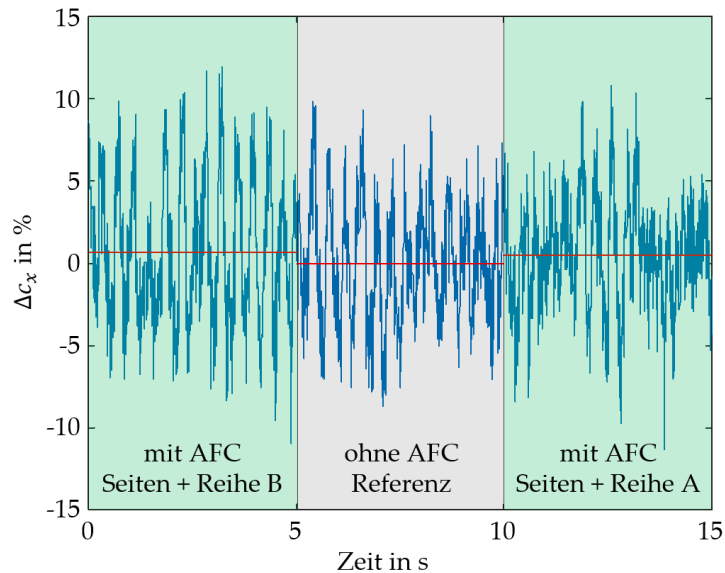


Abbildung 102: Zeitliche Entwicklung des Luftwiderstandskoeffizienten des simplifizierten BMW X5 in Abhängigkeit verschiedener Verbrauchskoeffizienten der AFC-Systeme.

In der Abbildung ist zu sehen, dass die Wandschubspannung durch das AFC-System in den grünlichen Bereichen stromabwärts der Aktuatorik geringfügig erhöht wird. Eine deutliche Ausweitung dieser Bereiche ist jedoch nicht zu erkennen. In Zonen, in denen bei deaktivierter Aktuatorik (linkes Teilbild) eine dunkelblaue Färbung einen vollständigen Strömungsabriss signalisiert, kann die aktive Strömungsbeeinflussung keine Verbesserung erzielen. Besonders deutlich ist dies im unteren Bereich hinter dem Hinterrad zu sehen. Hier kann die Wandschubspannung trotz aktiver Aktuatorik nicht erhöht werden. Dies liegt vermutlich daran, dass es für die Ausbildung von Längswirbeln einer Hauptströmung bedarf, die die Aktuatorik überströmt und in der ein eingegebener Impuls eine Rotation induzieren kann. Ist die Strömungsgeschwindigkeit in Wandnähe zu gering, so kann dort kein wirksamer Längswirbel erzeugt und somit kein effektiver Impulsaustausch erzielt werden.

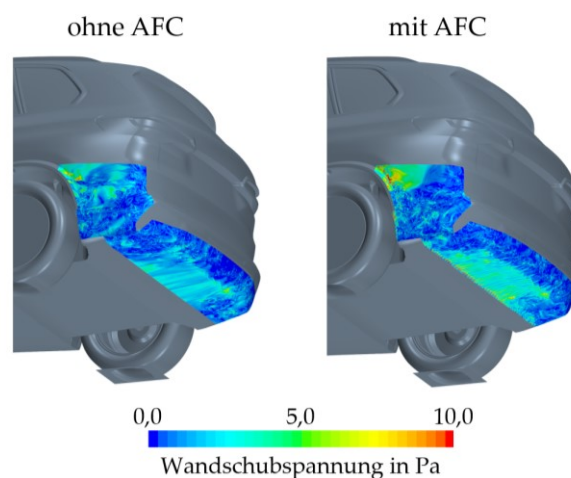


Abbildung 103: Verteilung der instantanen Wandschubspannung in den Bereichen hinter der Aktuatorik für den simplifizierten BMW X5 ohne (links) und mit aktiver Strömungsbeeinflussung (rechts).

Im unteren Bereich des Fahrzeughecks scheint die Krümmung beim Übergang zwischen Unterboden und Heckschürze zu stark zu sein, um eine effektive Ablösungsverzögerung der Strömung zu erreichen. Weder die weiter vorne liegende Reihe A noch die weiter hinten positionierte Reihe B können hier eine deutliche Verschiebung der Ablöselinie bewirken.

5.1.3.2 Einfluss auf instationäre Strömungsphänomene

Um den Einfluss der Strömungsbeeinflussung auf das Strömungsgeschehen am hinteren Unterboden und an den Seiten der Heckschürze objektiver und über den gesamten Simulationsverlauf besser bewerten zu können, wird für die über den gesamten Simulationszeitraum exportierten Schnappschüsse die automatisierte Analysemethodik durchgeführt. Die für diese Bereiche relevantesten Moden des Drucks zeigen eine sehr hohe Übereinstimmung mit jenen Schwankungsbildern, die bereits in Kapitel 4.2.3.2 bei der Strömungsanalyse des simplifizierten BMW X5 diskutiert wurden.

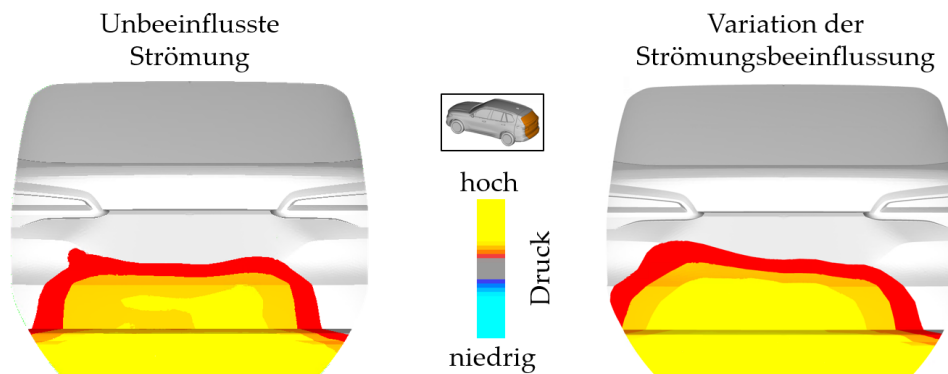


Abbildung 104: Mode des Drucks an der Heckpartie des simplifizierten BMW X5 für die Simulation der unbeeinflussten Strömung (links, siehe auch Abbildung 57) und die Simulation mit Variation der aktiven Strömungsbeeinflussung (rechts).

Das rechte Teilbild in Abbildung 104 zeigt eine Mode an der Heckfläche des Körpers, die die Druckschwankung im mittleren Bereich der Heckschürze erfasst. Wie in Kapitel 4.2.3.2 gezeigt wurde, tritt diese Mode in ähnlicher Form auch bei der Simulation der unbeeinflussten Strömung auf (siehe Abbildung 104 links, bzw. Abbildung 57) und wird durch eine Wanderung des unteren Rezirkulationsgebiets verursacht.

Um eine Aussage über den Einfluss der aktiven Strömungsbeeinflussung auf diese Druckschwankung treffen zu können, wird der Verlauf des Modalkoeffizienten für die gesamte Simulation betrachtet (siehe Abbildung 105). Die roten Linien zeigen hierbei erneut die zeitlichen Mittelwerte des Koeffizienten für die markierten Zeiträume. In dem Diagramm ist zu sehen, dass die Aktivierung der Strömungsbeeinflussung keinen erkennbaren Einfluss auf die Entwicklung des Modalkoeffizienten nimmt. Weder der zeitliche Mittelwert des Verlaufs noch die Amplitude beziehungsweise Ausschläge werden dauerhaft und zuverlässig verändert.

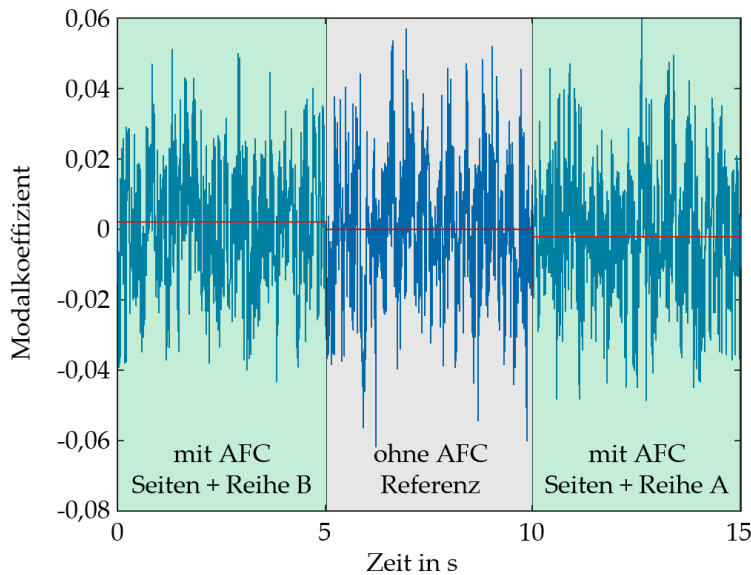


Abbildung 105: Zeitliche Entwicklung des Modalkoeffizienten der relevantesten Mode des Drucks an der Heckfläche des simplifizierten BMW X5 (Abbildung 104 rechts) mit und ohne den verschiedenen AFC-Systemen.

In dem rechten Teilbild in Abbildung 106 ist eine Mode des Drucks an den Seiten der Heckschürze des Körpers zu sehen, die, wie in Kapitel 4.2.3.2 beschrieben, in ähnlicher Form (siehe Abbildung 106 links, bzw. Abbildung 60) bereits bei der Simulation der unbeeinflussten Strömung auftrat und ein unregelmäßiges Ablöseverhalten in diesem Bereich nach Überströmung der Hinterräder erfasst.

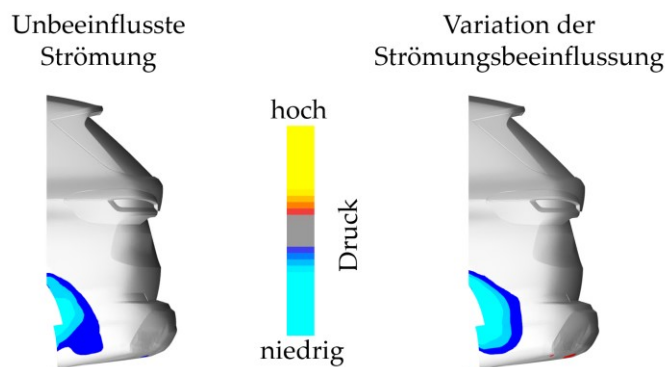


Abbildung 106: Mode des Drucks an den Seiten der Heckschürze des simplifizierten BMW X5 für die Simulation der unbeeinflussten Strömung (links, siehe auch Abbildung 60) und die Simulation mit Variation der aktiven Strömungsbeeinflussung (rechts).

Der Modalkoeffizient dieser Mode ist in Abbildung 107 für die Abschnitte mit und ohne aktiver Strömungsbeeinflussung dargestellt. Ähnlich wie bei dem Modalkoeffizienten der vorherigen Mode ist auch hier kein wesentlicher Einfluss der Strömungskontrolle auf die Entwicklung des Strömungsphänomens an den Seiten der Heckschürze erkennbar. Die zeitlichen Mittelwerte der Bereiche mit AFC sind nur unwesentlich gegenüber dem des Abschnitts ohne AFC verschoben. Auch die Amplituden des Verlaufs weisen keine eindeutigen Unterschiede auf.

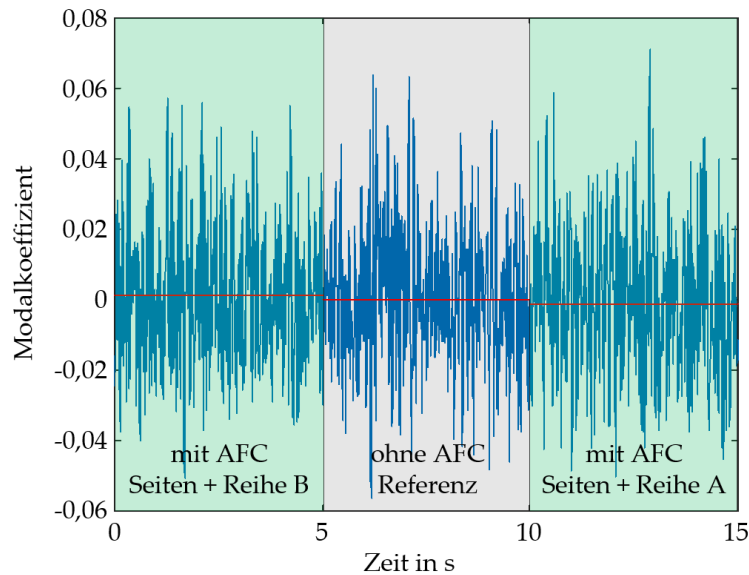


Abbildung 107: Zeitliche Entwicklung des Modalkoeffizienten der Mode des Drucks an der Heckpartie des simplifizierten BMW X5 (Abbildung 106 rechts) für die Simulation mit und ohne den verschiedenen AFC-Systemen.

Fazit:

Zusammengefasst wird mit der am simplifizierten BMW X5 untersuchten Strömungsbeeinflussung weder eine Reduzierung des Luftwiderstands noch eine Änderung der für den Widerstandskoeffizienten relevantesten instationären Strömungsphänomene erreicht. Es wird davon ausgegangen, dass die Strömungsablösung und die Oberflächenkrümmungen in den hier beeinflussten Bereichen zu stark sind, um mit Hilfe eines in der Grenzschicht induzierten Impulsaustauschs die Ablösegebiete zu reduzieren.

5.2 Experimentelle Untersuchung der Strömungsbeeinflussung

Zum Abschluss dieser Arbeit wird die Wirksamkeit bistabiler fluidischer Aktuatoren mit Hilfe eines Versuchsaufbaus untersucht. Hierbei wird das in Kapitel 3.1 vorgestellte 1:1 Fahrzeugmodell des BMW 5er Touring (E61) verwendet, mit dem bereits die Hitzdrahtmessungen im Windkanal durchgeführt wurden. Anstelle des leicht nach oben gekrümmten konkaven Spoilers mit definierter Abrisskante wird für die Untersuchungen ein konvex gekrümmtes Bauteil eingesetzt, das einen stufenlosen, tangentialen Überhang von der Dachfläche zur schräg angestellten Heckscheibe der Fahrzeugmodells bildet. Auf diese Weise entsteht eine an die Dachfläche anschließende, kontinuierlich abfallende Fläche, an der die zu erwartende Strömungsablösung mit Hilfe einer Aktuatoren-Reihe im hinteren Dachbereich verzögert werden soll (siehe Abbildung 108).

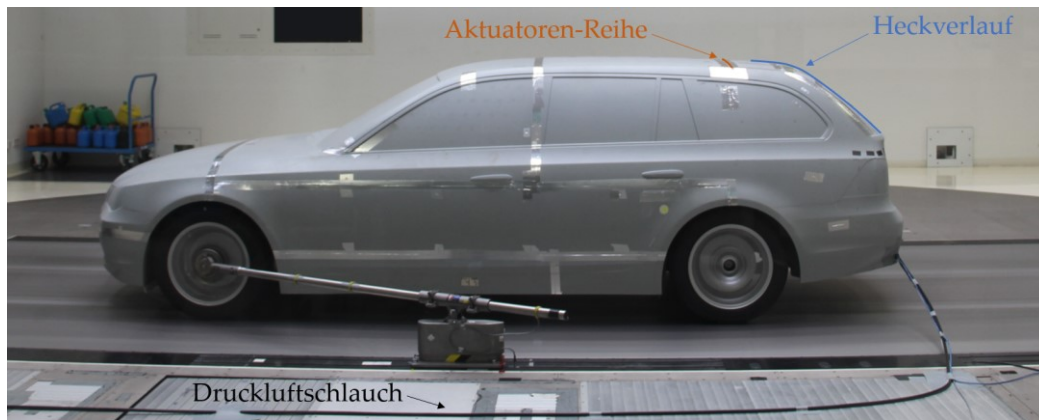


Abbildung 108: Fahrzeugmodell des BMW 5er Touring (E61) im BMW Modell-Windkanal mit Kennzeichnung der gekrümmten Heckfläche und der Position der Aktuatoren-Reihe.

An dieser Stelle gilt es anzumerken, dass von dieser Maßnahme keine Reduzierung des Luftwiderstands erwartet wird. Generell ist das Ziel dieser Untersuchung nicht die Optimierung der Fahrzeugumströmung. Mit Hilfe der Experimente soll stattdessen nachgewiesen werden, dass an einem realitätsgetreuen Fahrzeug im Maßstab 1:1 bistabile fluidische Aktuatoren genutzt werden können, um Strömungsablösungen an gekrümmten Flächen wirksam zu verzögern. Selbst wenn die hier gezeigte Anwendung bei erfolgreicher Ablösungsverzögerung letztendlich zu einer Erhöhung des Fahrzeugluftwiderstands führen sollte, stellt sie dennoch die Validierung eines Konzepts dar, welches an anderen Fahrzeugformen und Bereichen gewinnbringend eingesetzt werden könnte. Gelingt die Ablösungsverzögerung in dem hier vorgestellten Experiment, so kann davon ausgegangen werden, dass das Konzept beispielsweise auch an einem maßstabsgetreuen, realistischen Fahrzeug mit starkem seitlichen Heckeinzug widerstandssenkend eingesetzt werden kann. Dies wurde simulativ bereits in dem vorangegangenen Kapitel 5.1.2 am SUV-Prinzipkörper bestätigt.

5.2.1 Versuchsaufbau

In diesen Experimenten soll die Wirksamkeit von bistabilen fluidischen Aktuatoren zur Ablösungsverzögerung analysiert werden. Wie bereits beschrieben ist bei dieser Aktuatorenart die Frequenz des wechselseitig erzeugten Strahls an den durchtretenden Volumenstrom gekoppelt, sodass für die Untersuchung unterschiedlicher Frequenzen bei gleichbleibender Strahlaustrittsgeschwindigkeit auch unterschiedliche Geometrien verwendet werden müssten. Ein ständiger Wechsel der Aktuatorengeometrie würde jedoch bei den Messungen im Windkanal zu erheblichen Verzögerungen führen. Aus diesem Grund wird der lateral wechselnde Strahl in diesen Experimenten mit Hilfe elektromagnetischer Ventile realisiert.

Für die Abbildung eines einzelnen bistabilen fluidischen Aktuators werden jeweils zwei separat mit Druckluft gespeiste elektromagnetische Schnellschaltventile des Typs 821 der Firma Matrix verwendet. Jedes Ventil verfügt über einen Elektromagneten, bestehend aus einem Magnetkern und einer darum gewickelten Spule, der bei Spannungsversorgung ein Magnetfeld erzeugt. Der dadurch angezogene bewegliche Anker gibt den Strömungskanal frei und lässt Druckluft durch das Ventil strömen. Wird die Spannungsversorgung unterbrochen, drückt eine Feder den Anker mitsamt Dichtung zurück auf die Öffnung des Strömungskanals,

sodass dieser verschlossen und der Luftstrom gestoppt wird. Die geringe Reibung und Masse der beweglichen Komponenten sorgt für eine hohe maximale Schaltfrequenz von bis zu 500 Hz und eine hohe Lebensdauer von insgesamt mehr als 500 Millionen Schaltungen. Bei einer Steuerspannung von 24 V werden für den Öffnungs- und Schließvorgang Schaltzeiten $< 1 \text{ ms}$ erreicht (Bibus GmbH, 2014, 2016).

Die Ventile werden über jeweils zwei Schrauben an einem mittels Stereolithografie gefertigten Ventilaufsatz montiert, der über zwei sich kreuzende Luftkanäle verfügt und die Auslässe eines bistabilen fluidischen Aktuators nachbildet. Der Spalt zwischen Ventilausgang und Eingang des Luftkanals wird über einen Gummiring abgedichtet, um das Entweichen von Luft am Übergang zu verhindern. Der Zusammenbau aus dem Ventilaufsatz und zwei Ventilen wird weiterhin als Aktuator bezeichnet und ist in Abbildung 109 dargestellt. Insgesamt sind in der Dachfläche zwölf solcher Aktuatoren mit einem Staffelungsabstand von circa 80 mm verbaut. Die Auslässe eines Aktuators haben eine Größe von $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ und einen Abstand zwischen den Auslassflächen von 4 mm.

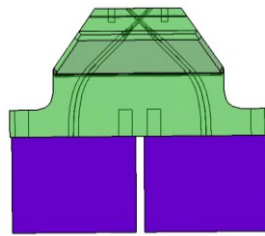


Abbildung 109: Zwei elektromagnetische Ventile versorgen zwei sich kreuzende Kanäle innerhalb eines additiv gefertigten Ventilaufsatzes wechselnd mit Druckluft und bilden so die Funktionsweise eines bistabilen fluidischen Aktuators nach.

Bevor näher auf die verbaute Steuer- und Regelungselektronik eingegangen wird, wird zunächst das installierte Druckluftsystem erläutert. Im Windkanal steht ein Druckluftnetz zur Verfügung, das einen Druck von 8 bar bereithält. Der Luftdruck wird durch einen Kompressor generiert, der bei Entnahme von Druckluft und dem damit resultierendem Druckabfall im Druckluftnetz gestartet wird, um den Druckabfall auszugleichen und den Sollwert von 8 bar wiederherzustellen.

Im Windkanal kann die Druckluft über einen abrollbaren Schlauch zum Fahrzeugmodell geleitet werden, wobei der Schlauch mittels Klebeband am Boden des Windkanals fixiert wird (siehe Abbildung 108). Das während der Messungen betriebene Laufband wird mit dem Schlauch überspannt, sodass dieser nicht auf dem Laufband aufliegt und schleift. Der Druckluftschlauch wird durch eine Aussparung in einem abnehmbaren Deckel im Bereich des hinteren Nummernschildes in das Fahrzeugmodell geführt, wo dieser direkt an einen Druckregler des Typs SPR900 der Firma MATRIX (Bibus GmbH, 2019a) angeschlossen wird. Der Druckregler misst in regelmäßigen Abständen (5 ms) den Druck auf der Ausgangsseite des Reglers und vergleicht diesen mit dem eingestellten Sollwert des Luftdrucks. Je nach Differenz dieser Werte öffnet oder schließt der Regler automatisch ein Durchlassventil, um den auf der Eingangsseite anliegenden Luftdruck hindurchzulassen. An der Ausgangsseite des Druckreglers ist ein Kunststoffrohr angeschlossen, das die Luft über einen Ultraschall-

Volumenstromsensor des Typs FSM3 der Firma CKD (CKD Corporation, 2017) und danach weiter zu einem Verteilerblock führt. Die Druckluft dieser Eingangsleitung wird in diesem Block auf zwei ebenfalls über Steckverschraubungen angeschlossene Ausgangsleitungen aufgeteilt. Mittels Blindstopfen werden die übrigen Ausgänge des Verteilerblocks verschlossen. Die beiden Ausgangsleitungen führen weiter zu zwei mittels selektivem Laserschmelzen aus Aluminiumpulver aufgebauten Verteilerrohren, die unterhalb der Dachfläche des Fahrzeugmodells verbaut sind (siehe Abbildung 110).

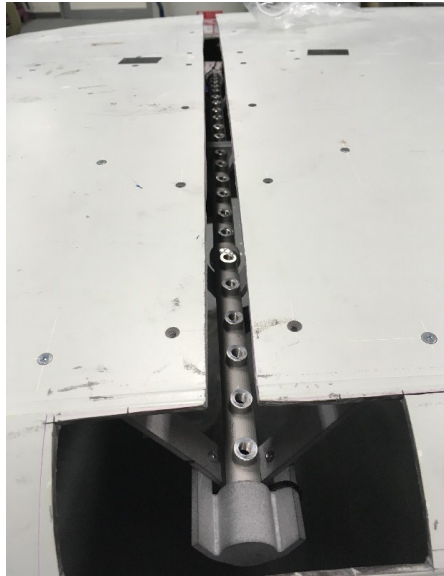


Abbildung 110: Additiv gefertigte Verteilerrohre aus Aluminium zur Versorgung der Aktuatoren mit Druckluft unterhalb der Dachfläche des Fahrzeugmodells.

Diese beiden Rohre verteilen den Luftstrom über kurze Schlauchstücke auf jeweils 12 Schnellschaltventile (in Abbildung 110 noch nicht verbaut). Die Enden der Schläuche werden dabei über Steckverschraubungen an die Ventile und das Verteilerrohr angeschlossen. In die Verteilerrohre sind hierfür Gewindesätze eingebracht. Wie bereits erwähnt werden jeweils zwei Schnellschaltventile über einen Ventilaufsatz zu einem Aktuator zusammengefasst. Zur Fixierung der Verteilerrohre und der Zugentlastung der Schlauchstücke sind 3D-gedruckte Halterungen aus PA12 an die Dachinnenseite geklebt, in welche die Rohre eingelegt werden (siehe Abbildung 110). Hiermit ist das luftführende System vollständig beschrieben und es wird mit der Erklärung der Stromversorgung fortgefahren.

Zur Betreibung der Schnellschaltventile werden speziell hierfür vorgesehene Steuerkarten des Typs HSDB-1000.001 der Firma MATRIX (Bibus GmbH, 2019b) verwendet, welche eine Spannungsversorgung von 24 V (DC) benötigen. Für die Bereitstellung der 24 V Versorgungsspannung wird ein Labornetzgerät des Typs PPS-16005 des Herstellers VOLT-CRAFT verwendet. Auf jeder Steuerkarte sind 9 Kanäle verbaut, welche jeweils über einen Eingang für die Aufnahme eines Steuersignals und einen Ausgang für den Anschluss eines Schnellschaltventils verfügen. Liegt am Eingang eine Steuerspannung von 5 V (DC) an, wird die Versorgungsspannung der Steuerkarte von 24 V über den Ausgang an das Schnellschaltventile weitergegeben und das Ventil geöffnet. Wenn keine Spannung am Kanaleingang

anliegt, wird auch die Spannungsversorgung am Ausgang des Kanals unterbrochen, sodass das Ventil schließt.

Für die Erzeugung des Steuersignals wird ein Signalgenerator des Typs ZK-PP2K von Pemenol (Pemenol, 2019) genutzt. Mit Hilfe eines zusätzlichen Spannungsteilers werden die 24 V des Labornetzgeräts auf 5 V reduziert und diese Spannung für den Betrieb des Signalgenerators verwendet. Dieser Generator wandelt die konstante Eingangsspannung in ein Rechtecksignal um, dessen Low-Pegel bei 0 V und High-Pegel bei 5 V liegt. Der Tastgrad des Rechtecksignals, also das zeitliche Verhältnis zwischen der Haltedauer des Low- und High-Pegels, wird auf 0,5 bzw. 50 % gestellt, sodass der geschlossene und geöffnete Zustand der angesteuerten Ventile von gleicher Dauer ist. Die Frequenz des Signals kann an dem Generator über Druckknöpfe und eine LCD-Anzeige beliebig eingestellt werden.

Um die alternierend austretenden Luftstrahlen eines bistabilen fluidischen Aktuators nachzubilden, müssen die zwei an einen Ventilaufsatz montierten Schnellschaltventile gegenphasig angesteuert werden. Aus diesem Grund wird das durch den Signalgenerator ausgegebene Rechtecksignal nur zu den Steuerkarten-Kanaleingängen der jeweils linken Ventile der Aktuatoren weitergeleitet. Die rechten Ventile werden mit einem um 180° phasenverschobenen Gegensignal angesteuert, das mit Hilfe eines Arduino Mikrocontrollers erzeugt wird. Für die Stromversorgung des Mikrocontrollers werden die 24 V des Labornetzgeräts über zwei Transformatoren auf 5 V Versorgungsspannung reduziert. Der Mikrocontroller überwacht das Signal des an den analogen Eingang angeschlossenen Signalgenerators und gibt an dem digitalen Ausgang ein entsprechendes Gegensignal aus. Die Steuerkarte, Spannungsteiler, Transformatoren und der Mikrocontroller sind zur sicheren Unterbringung in verschließbaren Gehäusen fixiert (siehe Abbildung 111). Diese werden wiederum mittels Klettverschlussklebeband im Fahrzeugmodell befestigt. Der Druckregler und der Volumenstromsensor benötigen eine Versorgungsspannung von 24 V (DC) und können daher direkt an den Stromkreislauf des Labornetzgeräts angeschlossen werden.

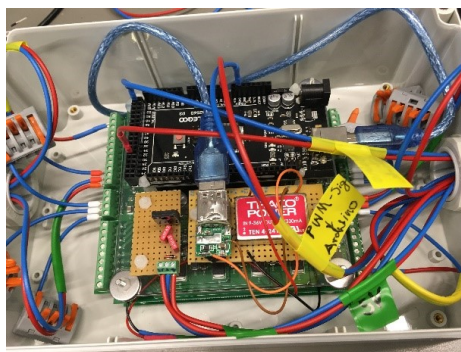


Abbildung 111: Unterbringung von Steuerkarte, Spannungsteiler, Transformatoren und Mikrocontroller in einem verschließbaren Gehäuse zur Ansteuerung der Aktuatorik im Versuchsaufbau.

Die gesamte Stromversorgung und das luftführende System des Versuchsaufbaus sind in Abbildung 127 im Anhang G schematisch dargestellt.

5.2.2 Versuchsdurchführung

Damit der Effekt der aktiven Strömungsbeeinflussung in den Experimenten möglichst deutlich erkennbar wird, wird für die Versuche der maximale Systemdruck verwendet. Die dann vorliegende Austrittsgeschwindigkeit an den Aktuatoren von 65 m/s beziehungsweise 234 km/h wird über den mittels Volumenstromsensor gemessenen Volumenstrom und die Austrittsflächen der Aktuatoren ermittelt. Zusätzlich wird vor den Versuchen überprüft, inwieweit der gesamte Volumenstrom von der Schaltfrequenz der Ventile abhängt. Hierbei zeigt sich, dass der zeitgemittelte Luftdurchsatz unabhängig von der Frequenz ist und bei Schaltfrequenzen von 1, 5, 20, 50, 100 und 150 Hz den gleichen Wert annimmt.

Um den Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses zwischen Anströmung des Fahrzeugs und Ausströmung der Aktuatorik bewerten zu können, werden die Anström- sowie Laufbandgeschwindigkeit im Windkanal mit folgenden Werten variiert:

Anströmgeschwindigkeit u_∞ :	60 km/h
	70 km/h
	80 km/h
	90 km/h
	100 km/h
	120 km/h
	140 km/h

Bei jeder Anströmgeschwindigkeit werden drei Frequenzen untersucht, die über die dimensionslose Frequenz F^+ definiert werden. Die für die Berechnung benötigte charakteristische Länge c_F ist für den hier untersuchten Strömungsfall nicht bekannt und wird deshalb auf $c_F = 0,5 \text{ m}$ geschätzt. Dies entspricht circa der Entfernung zwischen Aktuatoren-Reihe und der Hinterkante der anstelle des Spoilers eingesetzten, tangential verlaufenden Fläche, an der die Strömung in etwa ablöst. Folgende dimensionslose Frequenzen werden untersucht:

- $F_{min}^+ = 0,450$
- $F_{mid}^+ = 1,125$
- $F_{max}^+ = 1,800$

Dementsprechend werden beispielsweise für eine Anströmgeschwindigkeit von 80 km/h die Frequenzen $f_{min} = 20 \text{ Hz}$, $f_{mid} = 50 \text{ Hz}$ und $f_{max} = 80 \text{ Hz}$ getestet. Die Frequenz der Aktuatorik kann über den in die Windkanalwarte verlegten Signalgenerator eingestellt werden.

Bei den Messungen im Windkanal werden über die unterhalb des Laufbands befindlichen Messzellen und die im Messsystem hinterlegten Fahrzeugwerte die zeitgemittelten dimensionslosen Beiwerte des Luftwiderstands und der Auftriebe ermittelt. Für jede Aktuatorik-Konfiguration wird eine Messreihe bestehend aus 6 einzelnen Messungen mit einer Messzeit von jeweils 45 s erstellt. Hierbei wird abwechselnd eine Messung ohne und eine Messung mit AFC-System durchgeführt, sodass für jede Einstellung am Ende folglich drei Messergebnisse ohne und drei Messergebnisse mit aktiver Strömungsbeeinflussung vorliegen. Die Werte dieser beiden Dreiergruppen werden jeweils gemittelt und anschließend zur Bildung eines Differenzwerts herangezogen. Vor dem Aufzeichnungsbeginn einer jeden einzelnen Messung

werden zunächst 2 min Einlaufzeit abgewartet, damit sich ein eingeschwungener Strömungszustand einstellen kann. Um die Windkanalgeschwindigkeit zwischen den Messreihen zu variieren, müssen Turbine und Laufband aus systemtechnischen Gründen zunächst angehalten werden. Hierdurch bietet sich die Möglichkeit, zwischen den Geschwindigkeitswechseln das Windkanalplenum zu betreten und den Versuchsaufbau und die Funktionsweise der Aktuatorik zu überprüfen. Anschließend wird die Drehzahl der Turbine und des Laufbandantriebs aus dem Stillstand wieder langsam erhöht, bis die gewünschte Anström- und Laufbandgeschwindigkeit im Windkanal erreicht ist.

Für die Konfiguration mit dem größten Effekt wird abschließend eine Messreihe mit einem Staffelungsabstand von 170 mm durchgeführt. Dies wird durch die Deaktivierung eines jeden zweiten Aktuators in der Aktuatoren-Reihe bewerkstelligt.

5.2.3 Messergebnisse und Auswertung

Als Bewertungsgröße für die Effektivität der Aktuatorik wird der Auftriebsbeiwert an der Hinterachse des Fahrzeugs $c_{z,2}$ herangezogen. Durch eine verzögerte Ablösung an der gekrümmten Fläche im Bereich zwischen Dach und Heckscheibe wird die Strömung nach unten abgelenkt, wodurch das Heck nach dem Impulserhaltungssatz eine Aufwärtskraft erfährt. Eine Aktuatorik Konfiguration ist folglich dann besonders effektiv in der Ablösungsverzögerung, wenn der Auftriebsbeiwert an der Hinterachse $c_{z,2}$ mit Strömungsbeeinflussung deutlich größer ist als ohne Beeinflussung.

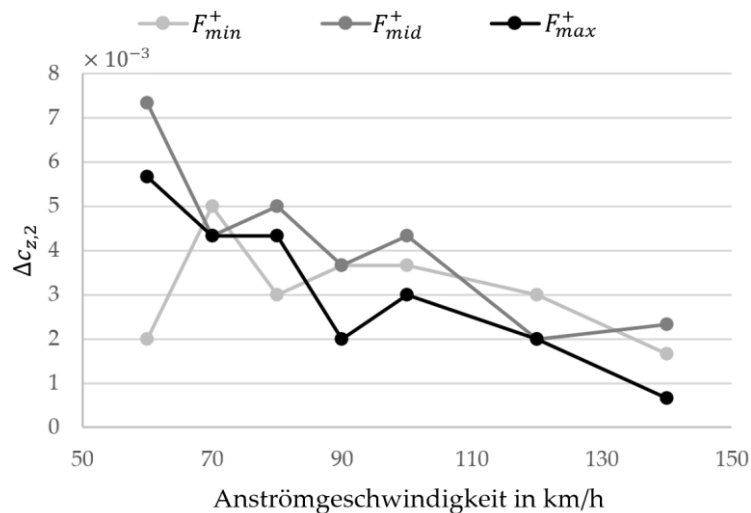


Abbildung 112: Einfluss der dimensionslosen Frequenz F^+ der Aktuatorik auf die Änderung des hinteren Auftriebsbeiwerts $\Delta c_{z,2}$ in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit im Windkanal.

Von der Nutzung des Widerstandskoeffizienten c_x als Maß für die Effektivität des AFC-Systems wird in dieser Versuchsauswertung abgesehen. Da es sich bei der hier untersuchten Modellgeometrie um ein aerodynamisch optimiertes Fahrzeug handelt, wird davon ausgegangen, dass eine Verschiebung des Ablösepunktes auf der Oberseite durch die Aktuatorik nur eine Verschlechterung des abgestimmten Umströmungsverhaltens und damit eine Erhöhung des Widerstandskoeffizienten bewirken kann. Folglich wird stattdessen der

Auftriebsbeiwert an der Hinterachse des Fahrzeugs $c_{z,2}$ als maßgebende Kenngröße verwendet. Die Bestimmung des Beiwerts erfolgt analog zur Berechnung des Widerstandsbeiwerts (siehe Gleichung 8), jedoch unter Verwendung der an der Hinterachse gemessenen Änderung der Auftriebskraft.

Die Ergebnisse der ersten Messreihen, bei welchen stets mit maximaler Austrittsgeschwindigkeit und dem regulären Staffelnabstand des Versuchsaufbaus gemessen wurde, sind in Abbildung 112 zusammengefasst. Hierbei sind drei Linienzüge aufgetragen, die die Änderung des hinteren Auftriebsbeiwerts für die drei untersuchten dimensionslosen Frequenzen über die Anströmgeschwindigkeit aufzeigen. Es ist zu sehen, dass der Differenzwert des Auftriebsbeiwerts $\Delta c_{z,2}$ in allen untersuchten Konfigurationen positive Werte annimmt. Dementsprechend kann innerhalb des getesteten Frequenz- und Geschwindigkeitsspektrums durch die aktive Strömungsbeeinflussung stets eine Erhöhung des Hinterachsauftriebs und damit eine Verzögerung der Strömungsablösung erreicht werden. Außerdem ist erkennbar, dass die Effektivität der Aktuatorik im Mittel bei zunehmender Anströmgeschwindigkeit reduziert wird. Dieses Verhalten erscheint logisch, da aufgrund der konstant bleibenden Ausströmungsgeschwindigkeit der Aktuatoren das Geschwindigkeitsverhältnis zwischen Ausströmung und Anströmung kleiner wird. Besonders interessant an dem Diagramm in Abbildung 112 ist jedoch, wie die drei eingezeichneten Linienzüge zueinander positioniert sind. Mit der mittleren dimensionslosen Frequenz $F_{mid}^+ = 1,125$ werden im Durchschnitt die höchsten Auftriebsbeiwerte und damit die größte Effektivität erreicht. Die niedrige dimensionslose Frequenz $F_{min}^+ = 0,45$ liefert die zweistärkste Änderung des Auftriebsbeiwerts und die hohe dimensionslose Frequenz $F_{max}^+ = 1,8$ zeigt die geringste Effektivität.

Eine andere Art der Ergebnisdarstellung ist in Abbildung 113 gezeigt. Je untersuchter Anströmgeschwindigkeit ist ein einzelner Linienzug eingezeichnet, der die Ergebnisse der jeweils drei verschiedenen Frequenzen enthält. Die Schaltfrequenz der Aktuatorik ist hierbei nicht dimensionslos, sondern in Hertz angegeben.

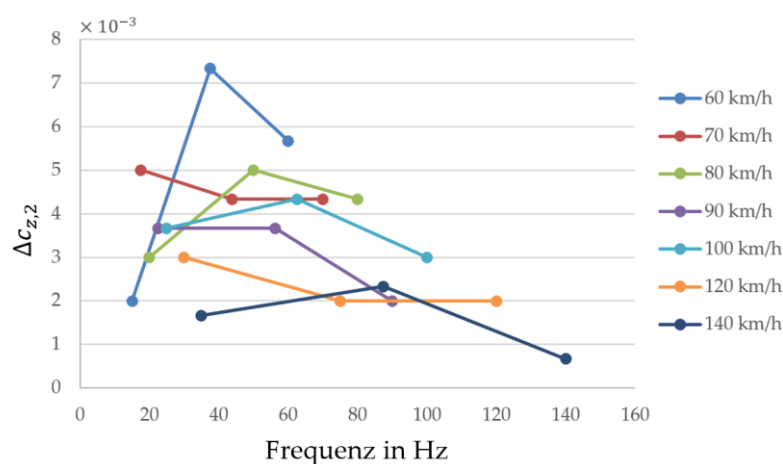


Abbildung 113: Einfluss der Anströmgeschwindigkeit im Windkanal auf die Änderung des hinteren Auftriebsbeiwerts $c_{z,2}$ in Abhängigkeit der Frequenz der Aktuatorik.

Auch in dieser Darstellung ist zu sehen, dass die Effektivität der Aktuatorik im Schnitt mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit abnimmt. Es ist außerdem gut erkennbar, dass von

den jeweils drei untersuchten Frequenzen nie die höchste Frequenz am effektivsten abschneidet. In 5 von 7 Fällen wird mit der mittleren Frequenz ein mindestens so starker oder noch stärkerer Effekt wie mit der niedrigsten Frequenz erzielt. Zwar ist insgesamt erkennbar, dass die mittlere dimensionslose Frequenz tendenziell die besten Ergebnisse liefert, jedoch sind zwischen den Formen der verschiedenfarbigen Linienzüge Unterschiede zu sehen. Es wird vermutet, dass sich entweder die Grenzschichtgeschwindigkeiten im Bereich der Aktuatorik nicht linear zur Anströmgeschwindigkeit entwickeln und/oder, dass sich der Ablösepunkt bei Änderung der Anströmgeschwindigkeit verschiebt und dadurch die charakteristische Länge c_F zwischen Aktuatorik und Ablösepunkt, die für die Berechnung der dimensionslosen Frequenz F^+ verwendet wird, nicht konstant ist. In beiden Fällen würde sich die räumlichen und zeitlichen Verteilungen der Längswirbel auf der abgedeckten Oberfläche für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten trotz gleicher dimensionsloser Frequenz voneinander unterscheiden. Besonders auffällig ist in Abbildung 113 der linke Punkt des blauen Linienzugs der niedrigen dimensionslosen Frequenz F_{min}^+ bei 60 km/h Anströmgeschwindigkeit. Dieser weist, verglichen mit den Werten für F_{mid}^+ und F_{max}^+ desselben Linienzugs, eine stark reduzierte Effektivität auf. Da bei diesem Punkt die geringste Aktuationsfrequenz (15 Hz) der gesamten Untersuchung verwendet wird, wird davon ausgegangen, dass an dieser Stelle eine kritische Aktuationsfrequenz unterschritten wird.

In dem Diagramm in Abbildung 114 ist die Änderung des hinteren Auftriebskoeffizienten über das Geschwindigkeitsverhältnis zwischen Ausströmung und Anströmung u_A/u_∞ zu sehen. Dabei sind zwei Punkte für die Messungen bei einer Anströmgeschwindigkeit von $u_\infty = 60 \text{ km/h}$, einer dimensionslosen Frequenz von $F_{max}^+ = 1,8$ und zwei unterschiedlichen Ausströmgeschwindigkeiten $u_A = 120 \text{ km/h}$ und $u_A = 234 \text{ km/h}$ eingetragen.

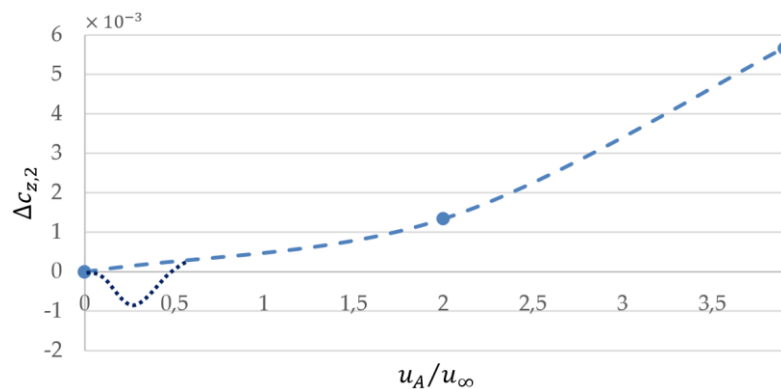


Abbildung 114: Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses zwischen An- und Ausströmgeschwindigkeit u_A/u_∞ auf die Änderung des hinteren Auftriebsbeiwerts $\Delta c_{z,2}$ mit qualitativer Abschätzung des Einflusses einer Ausblasung im niedrigen Geschwindigkeitsbereich $u_A < u_\infty$.

Ein weiterer Punkt findet sich im Ursprung des Diagramms, denn bei einem Geschwindigkeitsverhältnis von 0, also einer Austrittsgeschwindigkeit von $u_A = 0 \text{ km/h}$, ist die Aktuatorik nicht aktiv und der Auftrieb an der Hinterachse bleibt unverändert. Die hellblaue gestrichelte Linie nähert den Verlauf zwischen den drei Punkten an. Nach den Erkenntnissen aus Kapitel 5.1.1.1 muss diese Kurve im Bereich unterhalb des Geschwindigkeitsverhältnisses von 1 ungefähr entsprechend der dunkelblauen, gepunkteten Kurve angepasst werden. Diese Kurve

basiert nicht auf konkreten Messwerten, sondern stellt lediglich einen geschätzten qualitativen Zusammenhang zwischen Effektivität der Aktuatorik und dem Geschwindigkeitsverhältnis dar. Bei einer sehr geringen Austrittsgeschwindigkeit wird derart energiearmes Fluid in die Strömung eingebracht, dass kein effektiver Impulsaustausch in der Grenzschicht angeregt und die Geschwindigkeit dort durch das eingebrachte langsame Fluid herabgesetzt wird. Dadurch könnte es an der gekrümmten Fläche zu einer verführten Strömungsablösung kommen. Für welches Geschwindigkeitsverhältnis das Minimum dieser Kurve tatsächlich erreicht wird ist nicht bekannt. Ebenso ist unbekannt, ab welcher Austrittsgeschwindigkeit ein positiver Effekt in der Grenzschichtenergetisierung auftritt. Dies hängt unter anderem von der Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht ab und wird in dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

Für die letzte Untersuchung im Windkanal werden die Ventile eines jeden zweiten Aktuators deaktiviert, um einen größeren Staffelungsabstand von 170 mm zu simulieren. Die Ausströmgeschwindigkeit der Aktuatoren beträgt hierbei $u_A = 234\text{ km/h}$. Die Schaltfrequenz der Ventile wird über die mittlere dimensionslose Frequenz $F^+ = 1,125$ linear mit der Anströmgeschwindigkeit im Windkanal skaliert. In Abbildung 115 sind die Ergebnisse der Messreihen zusammen mit den zuvor ermittelten Werten für die gleiche Versuchskonfiguration, jedoch mit dem ursprünglichen Staffelungsabstand von 80 mm (alle Aktuatoren aktiv), dargestellt.

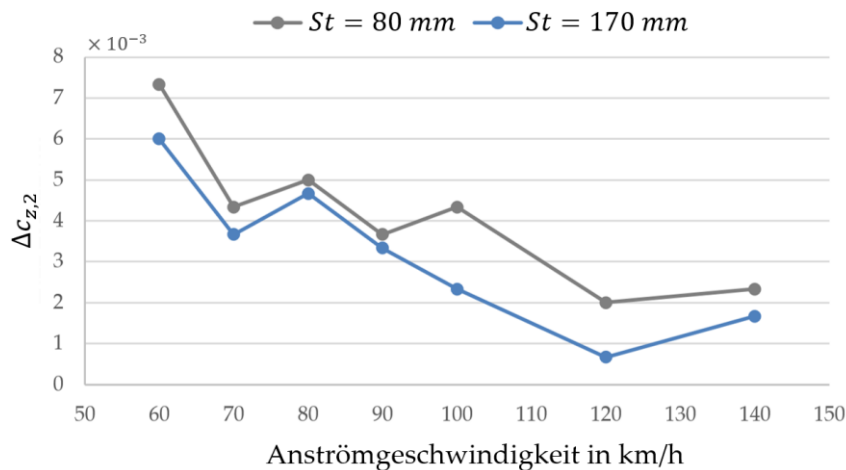


Abbildung 115: Einfluss der Anströmgeschwindigkeit auf die Änderung des hinteren Auftriebsbeiwerts $\Delta c_{z,2}$ für zwei verschiedene Staffelungsabstände St .

Bei Betrachtung der Ergebnisse fällt zunächst einmal auf, dass die beiden Kurven für die verschiedenen Staffelungsabstände eine ähnliche Form aufweisen. Dies zeigt, dass die Messergebnisse im Allgemeinen reproduzierbar sind – wenn auch mit geringfügigen Unterschieden. Weiterhin ist zu sehen, dass die blaue Kurve stets unterhalb des grauen Linienzugs verläuft. Die Aktuatorik zeigt also durchgehend eine geringere Effektivität, wenn nur jeder zweite Aktuator aktiv ist beziehungsweise der Staffelungsabstand auf etwa das Doppelte erhöht wird. Dennoch ist es bemerkenswert, dass die Erhöhung des hinteren Auftriebskoeffizienten trotz Halbierung der Aktuatorenanzahl bzw. des Energieverbrauchs über den gesamten untersuchten Geschwindigkeitsbereich im Durchschnitt lediglich um circa $0,001$ geschmälert wird. So nimmt zwar die Effektivität des AFC-Systems geringfügig ab – die Effizienz hingegen wird deutlich gesteigert.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die wesentlichen Zielsetzungen dieser Arbeit waren die räumliche und zeitliche Analyse der Umströmung von Vollheckfahrzeugen, die Identifikation für den Luftwiderstand relevanter Strömungsphänomene und die aktive Beeinflussung dieser Phänomene mittels Active Flow Control (AFC) zur Reduzierung des Luftwiderstandskoeffizienten.

6.1 Zusammenfassung

Zu Beginn der Arbeit wurden, anschließend an eine thematische Hinführung zur Problemstellung, für das Verständnis notwendige Grundlagen der allgemeinen und numerischen Strömungsmechanik erläutert und in einem umfassenden Literaturüberblick sowohl typische instationäre Phänomene bei der Umströmung diverser stumpfer Körper als auch Untersuchungen zur passiven und aktiven Strömungsbeeinflussung vorgestellt. Daraufhin wurden verschiedene bekannte Verfahren der Modalzerlegung dargelegt und die für diese Arbeit verwendete Windkanal- und Geschwindigkeitsmesstechnik erläutert.

Im Anschluss an diesen Grundlagenteil wurde aufgezeigt, welche Simulationsmodelle zur Durchführung der Strömungsanalyse und -Beeinflussung aufgebaut wurden. Dabei wurde unter anderem das Simulationsmodell eines BMW 5er Tourings (E61) im Windkanal beschrieben, das zum Abgleich mit entsprechenden Windkanalversuchen und damit zur Validierung der Simulationsmethode verwendet wurde. Eine Gegenüberstellung von Hitzdrahtmessungen im Windkanal und den Ergebnissen der instationären Strömungssimulation zeigte eine sehr gute Übereinstimmung der Verteilungen der zeitgemittelten Geschwindigkeit und des Turbulenzgrads. Weiterhin wurde sowohl auf die Geometrie der untersuchten Vollheckkörper als auch auf die zeitliche und räumliche Diskretisierung der Modelle eingegangen. Im Fokus standen hierbei unter anderem eine Reihe von Vollheckkörpern zunehmender Komplexität, die, angefangen bei einem einfachen Quader mit abgerundeter Front über einen SUV-Prinzipkörper bis hin zu einem realitätsgetreuen SUV (BMW X5), unterschiedlich stark detaillierte Varianten eines Vollheckfahrzeugs darstellen. Außerdem wurde gezeigt, welche Simulationsmodelle zur Untersuchung der aktiven Strömungsbeeinflussung genutzt wurden. Neben der Geometrie der Körper wurde dabei auch stets die zeitliche und räumliche Diskretisierung der Simulation beschrieben. An einem reduzierten Teilmodell, das später für die Konfigurationsanalyse und -Optimierung der Aktuatorik eingesetzt wurde, wurde eine Netz- und Zeitschrittstudie durchgeführt, um die für eine angemessene Abbildung wandnaher Längswirbel notwendige Auflösung zu ermitteln.

In dem darauffolgenden Kapitel wurde die räumliche und zeitliche Analyse der Strömung behandelt. Dabei wurde zunächst eine automatisierte Auswertungsmethodik für instationäre Strömungsphänomene entwickelt, mit deren Hilfe die Phänomene mit dem größten Einfluss auf den Luftwiderstandskoeffizienten identifiziert werden können: Dabei werden mit Hilfe von Modalzerlegungen zunächst kohärente Strömungsstrukturen in Form von Moden aus dem zeitveränderlichen Strömungsfeld extrahiert. Um die Relevanz der Modenintensität für

die Entwicklung des Widerstandskoeffizienten bewerten zu können, werden die Modalkoeffizienten der Moden zusammen mit dem Widerstandskoeffizienten in bivariate Histogramme eingetragen und die Korrelation der Werte mit Hilfe von Regressionspolynomen angenähert. Die Faktoren der Polynome werden anschließend verwendet, um die Relevanz der jeweiligen Mode für den Luftwiderstand zu beziffern. Für die Bewertung des Einflusses der Modendynamik auf den Widerstandskoeffizienten können Nulldurchgangszählungen sowie Frequenz- und Wavelet-Analysen herangezogen werden. Zur Visualisierung der Entstehungsursache und Wirkungsweise von Moden werden gemittelte Strömungsbilder genutzt.

In einem weiteren Unterkapitel wurde gezeigt, wie durch die Berechnung von Kreuzkorrelationsfunktionen zeitliche Versätze zwischen einzelnen Strömungsphänomene berücksichtigt und so Korrelationen und Abhängigkeiten zwischen Phänomenen aufgedeckt werden können. Ein Vergleich der Modalzerlegungsverfahren zeigte weiterhin, dass für die Erfassung aperiodischer Phänomene wie dem Totwasserverhalten eines Vollheckkörpers eine Proper Orthogonal Decomposition (POD) am besten geeignet ist. Das Zerlegungsverfahren Dynamic Mode Decomposition (DMD) kann aperiodische Vorgänge in der Strömung aufgrund der stark eingeschränkten Dynamik der berechneten Moden nicht durch eine einzelne Mode darstellen. Das Gleiche gilt für Spectral Orthogonal Decompositions (SPODs) mit großer Filterbreite.

Um für die verschiedenen Vollheckkörper zunehmender Komplexität innerhalb eines kurzen Zeitraums umfangreiche Strömungsanalysen durchführen zu können, wurde außerdem beschrieben, wie die zuvor entwickelte Analysemethodik in MATLAB implementiert wurde. Für jede einzelne Mode werden automatisch Übersichtsfolien erstellt, die die relevantesten Informationen gesammelt darstellen. Diese Folien werden automatisch nach der Relevanz der Mode für den Luftwiderstand sowie entsprechend der Peakfrequenz des jeweiligen Modalkoeffizienten sortiert. Auf diese Weise können die Ergebnisse durch den Betrachter schnell und einfach gesichtet und bewertet werden.

Die soeben beschriebene automatisierte Analysemethodik wurde anschließend zur Auswertung der für die Vollheckkörper zunehmender Komplexität durchgeführten instationären Strömungssimulationen verwendet und die für den Luftwiderstand relevantesten Phänomene dargelegt: Der erste Grundkörper ohne Heckeinzug weist ein aperiodisches, asymmetrisches Verhalten des Totwassers auf. Hierbei nehmen die Rezirkulationsgebiete, ähnlich wie bei einem lateral bistabilen Totwasser, zeitweise eine symmetrische Stellung und teilweise eine in lateraler Richtung asymmetrische Position ein, bei der ein Rezirkulationsgebiet näher an die Heckfläche des Körpers herantritt als das andere und durch den dort induzierten niedrigen Druck zu einer Erhöhung des Widerstandskoeffizienten des Vollheckkörpers führt. Das entsprechende bivariate Histogramm zeigt, dass der Luftwiderstand des Körpers durch ein dauerhaftes Erhalten des symmetrischen Zustands um etwa 9 % gesenkt werden könnte. Beim zweiten Grundkörper mit Heckeinzug stellt nicht die Wanderung der Rezirkulationsgebiete das Strömungsphänomen mit dem größten Einfluss auf die Entwicklung des Luftwiderstands dar, sondern eine Änderung des Abströmwinkels in vertikaler Richtung, bedingt durch eine zeitveränderliche Verschiebung der Ablöselinien an den gekrümmten Flächen der Heckpartie. Eine Vermeidung dieses Phänomens, das aufgrund der Umlenkung der Strömung zu einem induzierten Widerstand führt, könnte den Luftwiderstand des Körpers voraussichtlich um

etwa 10 % reduzieren. Auch beim dritten Grundkörper, der über einen Heckeinzug verfügt und, im Gegensatz zu den ersten beiden Körpern, mit einem Boden simuliert wird, führen wandernde Ablöselinien auf der gekrümmten Unterseite und den Seitenflächen der Heckpartie zu deutlichen Schwankungen im zeitlichen Verlauf des Widerstandskoeffizienten. Die unregelmäßigen Strömungsablösungen resultieren unter anderem in einer Verschiebung des unteren Rezirkulationsgebiets, das über den auf die Heckfläche aufgeprägten Druck direkt auf den Luftwiderstand des Körpers einwirkt. Das Potential zur Widerstandsreduktion bei geeigneter Beeinflussung des Phänomens wird auf etwa 2 % geschätzt. Die Strömungssimulation des SUV-Prinzipkörpers, der das Bindeglied zwischen den quaderförmigen Grundkörpern und den Modellen des BMW X5 darstellt, zeigt ebenfalls einen deutlichen Einfluss der wandernden Ablösung an den gekrümmten Seitenflächen der Heckpartie auf den Luftwiderstand. Dieser könnte bei geeigneter Strömungsbeeinflussung um mindestens 4 % gesenkt werden. Bei der BMW X5 Grundform tritt als relevantester Strömungsvorgang eine Wanderung und Verformung des unteren Rezirkulationsgebiets auf, welcher in ähnlicher Ausprägung auch bei allen weiteren, detaillierteren Vollheckkörpern des BMW X5 erhalten bleibt. Das Potential zur Widerstandsreduktion bei erfolgreicher Kontrolle des Phänomens wird für die BMW X5 Grundform ohne Räder auf $\geq 4\%$ und für die detaillierteren Modelle des BMW X5 auf mindestens 2 – 3 % geschätzt. Durch die Hinzunahme von Rädern und Radhäusern, wie sie ab dem simplifizierten BMW X5 an den Modellen zu finden sind, kommt es außerdem zu einem unregelmäßigen Strömungsverhalten im Bereich der Hinterräder. Nach Überströmung der Räder gelingt der Strömung das Wiederanlegen an die seitlichen Bereichen der Heckschürze nur bedingt. Durch den Einsatz eines geeigneten AFC-Systems und einer positiven Beeinflussung des Phänomens könnte eine Senkung des Luftwiderstands um 2 – 3 % erreicht werden.

Insgesamt wurde gezeigt, dass mit Hilfe der automatisierten Analysemethodik die für die Entwicklung des Luftwiderstands relevantesten Strömungsphänomene ermittelt werden können. Zusammengefasst ergaben die Analysen der Vollheckkörper, dass die Strömungsablösung stabilisiert oder verzögert, die Position der Rezirkulationsgebiete kontrolliert und bei realitätsnahen Vollheckfahrzeugen der Fokus auf den unteren Heckbereich gelegt werden sollte. Für die weiterführenden Untersuchungen zur aktiven Strömungsbeeinflussung der relevantesten Phänomene wurden der SUV-Prinzipkörper und der simplifizierte BMW X5 ausgewählt. Zwar tritt das beim SUV-Prinzipkörper relevanteste Phänomen, die Wanderung der Ablöselinien an den gekrümmten Seitenflächen des Hecks, bei dem realitätsnächsten Modell des BMW X5 nicht auf, jedoch könnte dort der Einsatz einer ablösungsverzögernden Grenzschichtbeeinflussung einen kürzeren, stärker einschnürenden Heckeinzug ermöglichen. Beim simplifizierten BMW X5 treten sehr ähnliche Strömungsphänomene wie bei den komplexesten Modellen des BMW X5 auf. Mit Hilfe eines Systems zur Grenzschichtbeeinflussung könnte versucht werden, die Strömung an den seitlichen Heckflächen am Ablösen zu hindern, sodass diese dauerhaft den Seitenflächen der Heckschürze folgt. Im Diffusorbereich könnte mit Hilfe eines solchen Systems möglicherweise die Wanderung des unteren Rezirkulationsgebiets kontrolliert werden.

In dem darauffolgenden Kapitel, das die Beeinflussung der Strömung behandelt, wurden zunächst Parameterstudien beschrieben, in denen verschiedene Konfigurationen bistabiler fluidischer Aktuatoren untersucht wurden. Diese Art der Aktuatorik wurde ausgewählt, um

mittels Impulsaustausch in der Grenzschicht eine möglichst effiziente Verzögerung der Strömungsablösung zu erreichen. Anstatt eine große Menge an Energie von externer Quelle in das Strömungssystem einzubringen, wird die bereits in der Strömung vorhandene Energie genutzt. Dies kann zwar auch durch passive Wirbelgeneratoren erreicht werden, jedoch verursachen diese auch in Phasen in denen keine Strömungsbeeinflussung erforderlich ist, einen parasitären Zusatzwiderstand. Aktive Wirbelgeneratoren können in solchen Phasen leicht deaktiviert werden. Bistabile fluidische Aktuatoren bieten dabei gegenüber klassischen fluidischen Oszillatoren den Vorteil, dass sie anstelle eines kontinuierlich oszillierenden Strahls wechselseitig diskrete Strahlen erzeugen. Die für die Erzeugung effektiver Längswirbel eher unbedeutenden mittigen Positionen des kontinuierlich oszillierenden Strahl entfallen hierbei.

In der ersten Parameterstudie wurde ein einzelner Aktuator an einem Teilmodell untersucht und dabei der Austrittswinkel α , der Spreizungswinkel β und der eingebrachte Impuls variiert. Für den Vergleich der Ergebnisse wurden instantane Darstellungen der Wandschubspannung und phasengemittelte Bilder der Geschwindigkeit verwendet, sowie zeitgemittelte Geschwindigkeitsprofile berechnet. Als wesentliche Bewertungskriterien wurden die durch die Längswirbel verursachte Geschwindigkeitserhöhung in unmittelbarer Wandnähe und die von den Wirbeln abgedeckte Fläche herangezogen. Dabei konnten mit einem Austrittswinkel $\alpha = 45^\circ$ und mit den Spreizungswinkeln $\beta = 90^\circ$ und $\beta = 135^\circ$ die besten Ergebnisse erreicht werden.

Aufbauend auf diesen Erkenntnissen wurde in der zweiten Parameterstudie ein Aktuatoren-Array bestehend aus 5 Aktuatoren untersucht. Neben der Betriebsart (gleich- und gegenphasig) wurde außerdem der Staffelungsabstand zwischen den Aktuatoren variiert. Bei der Visualisierung der Simulationsergebnisse kamen zeitgemittelte Verteilungen der Wandschubspannung sowie phasengemittelte Darstellungen der Geschwindigkeit und der Wirbelstärke zum Einsatz. Die Gegenüberstellung der unterschiedlichen Konfigurationen zeigte, dass der gleichphasige Betrieb, bei dem der Links-Rechts-Wechsel der Aktuatoren synchron verläuft, dem gegenphasigen Betrieb vorzuziehen ist. Weiterhin ergaben die Ergebnisse, dass mit Staffelungsabständen bei denen die Wirkbereiche der einzelnen Aktuatoren aneinander angrenzen die wandnahe Geschwindigkeit am effizientesten erhöht werden kann. Außerdem schnitt beim Vergleich der Spreizungswinkel der Winkel $\beta = 135^\circ$ besser ab als $\beta = 90^\circ$, da der größere Winkel unter anderem zu einem breiteren Wirkbereich und damit zu einer größeren Flächenabdeckung führt.

In der dritten Parameterstudie wurde eine vollständige Aktuatoren-Reihe untersucht, wobei Winkel und Staffelungsabstand entsprechend der besten Werte der vorangegangenen Parameterstudien eingestellt wurden. Die Variation der Aktuatorposition in Richtung der Überströmung ergab, dass die Strömungsablösung an der gekrümmten Fläche dann am stärksten verzögert wird, wenn die Aktuatoren-Reihe knapp vor der eigentlichen Ablöselinie bei unbeeinflusster Strömung positioniert ist. Jedoch konnte auch mit allen anderen untersuchten Positionen eine Ablösungsverzögerung erreicht werden. Zum Schluss der Studie wurde die Aktuationsfrequenz variiert, wobei mit einer Frequenz von $f = 50 \text{ Hz}$ beziehungsweise einer dimensionslosen Frequenz von $F^+ = 0,64$ die besten Ergebnisse erzielt werden konnten. Das zweitbeste Ergebnis lieferte die doppelte Aktuationsfrequenz von $f = 100 \text{ Hz}$

bzw. $F^+ = 1,28$. Die Ergebnisse legen nahe, dass die für den untersuchten Strömungsfall optimale Aktuationsfrequenz zwischen $F^+ = 0,64$ und $F^+ = 1,28$ liegen könnte.

Um die Zusammenhänge und Abhängigkeiten bei der Konfiguration der Aktuatoren besser zu verstehen, wurde anschließend eine umfassende Korrelationsanalyse für die unterschiedlichen Parameter durchgeführt. Austrittswinkel α , Spreizungswinkel β , Austrittsgeschwindigkeit u_A und -Volumenstrom \dot{V}_A führen zu Längswirbel unterschiedlicher Durchmesser d , Wirbelstärke ω und lateraler Position y_A . Diese führen zu einer mehr oder weniger starken Durchmischung der Grenzschicht und damit zu unterschiedlichen Geschwindigkeitsverhältnissen in Wandnähe $u_{v,Wand}$. Die Analyse ergab unter anderem, dass der größte Einfluss auf die Effizienz und Effektivität der Aktuatoren von der Austrittsgeschwindigkeit u_A und dem Spreizungswinkel β ausgeht. Die Austrittsgeschwindigkeit u_A bestimmt die Wirbelstärke und damit den Impulsaustausch, und der Spreizungswinkel β ist maßgebend für die durch einen einzelnen Aktuator abgedeckte Fläche und damit für die notwendige Anzahl an Aktuatoren und den gesamten Energiebedarf. Der Austrittswinkel α zeigt einen geringeren Einfluss auf die Effektivität, kann jedoch bei Optimierung die Effizienz der Aktuatorik verbessern.

Die Aktuatoren-Konfiguration, die in den Parameterstudien am besten abgeschnitten hat, wurde in den nachfolgenden zwei Kapiteln genutzt, um die Umströmung des SUV-Prinzipkörpers und des simplifizierten BMW X5 zu beeinflussen. Dabei konnte mit Hilfe des Wirkprinzips der bistabilen fluidischen Aktuatoren eine Ablösungsverzögerung und -Stabilisierung an den gekrümmten Seitenflächen der Heckpartie des SUV-Prinzipkörpers bewirkt und damit eine Widerstandsreduktion von bis zu 18 % erreicht werden. Um die Effizienz des AFC-Systems zu bewerten, wurde eine Leistungsbilanz aufgestellt, in der die durch die Widerstandsreduktion eingesparte Antriebsleistung der für den Betrieb der Aktuatorik aufgewendeten Leistung gegenübergestellt wurde. Hierbei zeigte sich, dass der Energieverbrauch der Aktuatorik die erzielte Energieeinsparung um etwa den Faktor 10 übersteigt. Hauptverantwortlich hierfür ist der in der Aktuatorik zu überwindende Druckverlust, der mit Hilfe empirischer Werte aus der Literatur (Z. Liu et al., 2022; Seifert et al., 2016) abgeschätzt wurde.

Beim simplifizierten BMW X5 wurden Aktuatoren-Reihen eingesetzt, die stromabwärts der Hinterräder an den Radhauskanten und im Unterboden des hinteren Fahrzeugbereichs angeordnet waren. Hierbei zeigte sich jedoch keine nennenswerte Veränderung des Widerstandskoeffizienten durch den Einsatz des AFC-Systems. Eine Modalanalyse der Strömung ergab außerdem keine erkennbare positive Beeinflussung der für den Luftwiderstand relevantesten Strömungsphänomene durch die Aktuatorik. Es wird vermutet, dass die für die Ausbildung von Längswirbeln benötigte Hauptströmung, die die Aktuatorik überströmt und in der ein eingegebener Impuls eine Rotation induzieren kann, stromabwärts der Radhauskanten zu schwach ist. Folglich kann dort kein wirksamer Längswirbel erzeugt und somit kein effektiver Impulsaustausch erzielt werden. Im unteren Bereich des Fahrzeughecks scheint die Krümmung beim Übergang zwischen Unterboden und Heckschürze zu stark zu sein, um eine effektive Ablösungsverzögerung der Strömung zu erreichen.

In dem letzten Kapitel dieser Arbeit wurde die experimentelle Untersuchung der Strömungsbeeinflussung an dem Fahrzeugmodell eines BMW 5er Touring (E61) beschrieben. In die Dachfläche des Fahrzeugs wurde eine Aktuatoren-Reihe verbaut, mit deren Hilfe die Wirksamkeit bistabiler fluidischer Aktuatoren für die Grenzschichtbeeinflussung an Fahrzeugen im Maßstab 1:1 validiert werden sollte. Ziel war hierbei nicht die Reduzierung des Luftwiderstands, sondern die Verzögerung des Strömungsablösung am tangentialen Übergang von der Dach- zur steil abfallenden Heckscheibenfläche des Vollheckmodells. Um das Wirkprinzip bistabiler fluidischer Aktuatoren in den Experimenten darzustellen, wurden elektromagnetische Ventile verwendet, die, mit Druckluft versorgt, wechselseitig austretende Strahlen erzeugen. Die Windkanalmessungen, bei denen Anströmgeschwindigkeiten von 60 km/h bis 140 km/h untersucht wurden, ergaben, dass das AFC-System von den drei untersuchten dimensionslosen Aktuationsfrequenzen im Durchschnitt bei $F^+ = 1,125$ die größte Effektivität erreichte. Ebenso bestätigten die Messungen, dass die aktive Strömungsbeeinflussung dann besonders effektiv ist, wenn das Verhältnis von Ausström- zu Anströmgeschwindigkeit groß ist. Weiterhin wurde gezeigt, dass eine deutliche Vergrößerung des Staffelungsabstandes der Aktuatoren von 80 mm auf 170 mm , also eine Halbierung der Aktuatorenanzahl und damit auch des Energieverbrauchs, die Wirksamkeit des AFC-Systems je nach Anströmgeschwindigkeit im Durchschnitt nur um etwa ein Drittel reduzierte. So nahm zwar die Effektivität des AFC-Systems ab – die Effizienz der Aktuatorik wurde hingegen gesteigert.

6.2 Ausblick

Innerhalb dieser Abhandlung wurde bei Nutzung der entwickelten Auswertungsmethodik ausschließlich der Widerstandskoeffizient als Zielgröße und für die Bewertung der Modenintensität verwendet. Stattdessen können bei einem Pkw jedoch selbstverständlich auch der Verlauf der Auftriebsbeiwerte oder Momente genutzt werden - auch Steuersignale einer strömungsbeeinflussenden Aktuatorik sind als Bezugsgröße denkbar.

Der in Kapitel 4.1.5 beschriebene Kreuzvergleich, der eine Korrelationsprüfung aller Moden und deren zugehöriger Verläufe (NDGZ, Wavelet-Linien, etc.) auch bei zeitlichem Versatz ermöglicht, wurde in dieser Arbeit nicht mehr eingesetzt. Dennoch könnten die extrahierten Moden der durchgeführten Strömungssimulationen mit Hilfe dieses Ansatzes noch weiter analysiert und möglicherweise Zusammenhänge zwischen einzelnen Strömungsphänomenen aufgedeckt werden.

Um die Wirkungsweise bistabiler fluidischer Aktuatoren weiter zu optimieren, sollten unter anderem Untersuchungen zum optimalen Größenverhältnis zwischen Durchmesser der Längswirbel und Grenzschichtdicke durchgeführt werden, da dieses Verhältnis den Impulsaustausch innerhalb der Grenzschicht maßgebend beeinflusst.

Weiterhin gilt es für die in dieser Arbeit ermittelten Konfigurationen zur energieeffizienten Strömungsbeeinflussung mittels bistabiler fluidischer Aktuatoren geeignete interne durchströmte Geometrien derartiger Aktuatoren zu bestimmen. Neben der geometrischen Auslegung der Aktuatoren zur verlustarmen Erzeugung wechselseitiger Strahlen mit den hier festgestellten Parametern sind diese auch experimentell zur Anwendung zu bringen.

Da sich in dieser Arbeit außerdem gezeigt hat, dass die Verschiebung der Rezirkulationsgebiete innerhalb des Totwassers einen maßgebenden Einfluss auf die Entwicklung des Luftwiderstands hat, sollte in weiterführenden Arbeiten untersucht werden, mit welcher Aktuatorik die Position dieser Gebiete effizient und effektiv beeinflusst und kontrolliert werden könnte. Möglicherweise können auch passive Maßnahmen genutzt werden, um positiv auf die Bewegung der Rezirkulationsgebiete einzuwirken. Nachdem in dieser Arbeit der Fokus auf die Beeinflussung der Strömungsablösung gelegt wurde, gilt es weiterhin in Folgearbeiten zu bewerten, inwieweit eine Beeinflussung der bereits abgelösten Strömung zu einer energieeffizienten Widerstandsreduktion eines Vollheckfahrzeugs eingesetzt werden kann.

Abschließend kann zusammengefasst werden, dass die hier entwickelte automatisierte Analysemethodik mit der umfassenden Modalanalyse eine sehr gute Möglichkeit darstellt, die für den Luftwiderstand eines Fahrzeugkörpers relevantesten instationären Strömungsphänomene zu ermitteln. Dabei scheinen diese Phänomene bei Vollheckfahrzeugen, die bereits über eine aerodynamisch optimierte Form verfügen, ein geringeres Potential zur Widerstandsreduktion mittels AFC aufzuweisen als nichtoptimierte Körper (vgl. Kapitel 2.1.3, Kapitel 2.2.2, Kapitel 4.2.4 und Kapitel 5.1.3). Aus diesem Grund muss die Aktuatorik bei diesen Fahrzeugen besonders effektiv und effizient eingesetzt werden, um am Ende einen positiven Gesamteffekt zu erzielen. Die Position, Ausblasrichtung und Dynamik des AFC-Systems müssen so konfiguriert werden, dass die eingebrachte Energie bestmöglich genutzt wird. Dabei scheint der Impulsaustausch innerhalb der Grenzschicht, wie ihn die hier untersuchten bistabilen fluidischen Aktuatoren bewirken, eine geeignete Lösung darzustellen. In diesem Zusammenhang gilt es auch die Fahrzeuggeometrie auf das AFC-System abzustimmen, um, insbesondere bei der aktiven Ablösungsverzögerung, einen maximalen Effekt erreichen zu können. Neben der Anregung der Strömung ist vor allem die Effizienz der verwendeten fluidischen Aktuatorik zu optimieren. Wie die Leistungsbilanz in Kapitel 5.1.2.3 zeigt, steht und fällt die Netto-Energieeinsparung auch mit dem durch die Aktuatorik verursachten Druckverlust. Ohne eine deutliche Reduktion dieser Verlustleistung und einer weiteren Optimierung des AFC-Systems scheint der gewinnbringende Einsatz derartiger fluidischer Aktuatoren an kommerziellen, seriengefertigten Vollheckfahrzeugen zunächst unwahrscheinlich. Doch selbst wenn bei diesen Fahrzeugen womöglich keine Netto-Energieeinsparung durch eine dauerhafte Luftwiderstandssenkung erreicht werden kann, könnte ein System zur aktiven Strömungsbeeinflussung dennoch einen Mehrwert bieten und beispielsweise zusätzliche Gestaltungsfreiheiten im Fahrzeugdesign ermöglichen. Hierbei muss das AFC-System jedoch bereits in frühen Phasen der Geometriefindung berücksichtigt werden. Weiterhin gilt anzumerken, dass nicht immer nur die Effizienz des Systems das ausschlaggebende Einsatzkriterium darstellen muss. So könnte ein besonders effektives AFC-System, das lediglich in Sondersituationen aktiv wird, trotz negativer Energiebilanz sinnvoll sein. Beispielsweise könnte aktive Strömungsbeeinflussung gezielt eingesetzt werden, um durch eine nur kurzzeitige Luftwiderstandsreduktion eine höhere Beschleunigung zu ermöglichen (z.B. während eines Überholvorgangs). Möglicherweise könnte auch während schneller Kurvenfahrten eine lediglich temporäre aktive Erhöhung des aerodynamischen Abtriebs für bessere Bodenhaftung sorgen. Anstelle der Effizienz ist für derartige Anwendungsfälle vor allem die Effektivität des AFC-Systems entscheidend.

Anhang

Anhang A

Beeinflussung der abgelösten Strömung

In diesem Abschnitt wird anhand diverser Literaturstellen aufgezeigt, inwieweit die bereits abgelöste Strömung beeinflusst werden kann, um den Strömungswiderstand eines Körpers zu reduzieren.

Kontinuierliche Ausblasung

Die kontinuierliche Ausblasung kann auf unterschiedliche Weise an quaderförmigen Vollheckkörpern eingesetzt werden, um auf die abgelöste Strömung einzuwirken. Wird an allen vier Hinterkanten um 45° nach innen ausgeblasen, kann damit die Wirkung eines umlaufenden Bootshecks simuliert werden. Strömungssimulationen zeigen, dass bei einer Ausblasgeschwindigkeit von $1 \cdot u_\infty$ Widerstandsreduktionen von etwa 10 % erreicht werden können. Hierbei sei jedoch angemerkt, dass der Energieverbrauch der kontinuierlichen Ausblasung die Energieeinsparung durch den verminderten Luftwiderstand zunichtemacht (Eichinger, 2012; Wassen et al., 2010). Werden nicht alle vier, sondern nur die obere Hinterkante mit $1,5 \cdot u_\infty$ betrieben, kann die um 45° nach unten gerichtete Ausblasung bei einer Reynoldszahl von $Re = 2,8 \cdot 10^6$ zu einer Senkung des Luftwiderstands um etwa 29 % führen. Durch die Ausblasung entstehen in der oberen Scherschicht eine Vielzahl kleiner Wirbel, die zu einer erhöhten Fluiddurchmischung innerhalb der Scherschicht führen, sodass sich diese früher absenkt und das Totwasser stärker einschnürt. Zur Relativierung dieser großen Widerstandsänderung gilt es anzumerken, dass die Breite der für die Ausblasung verwendeten Auslassschlitze 1 mm beträgt, bei einer Höhe des Vollheckkörpers von 288 mm. Skaliert auf einen maßstabgetreuen BMW X5 müsste die Breite des Auslassschlitzes etwa 6,1 mm betragen. Zur Erreichung einer Ausblasgeschwindigkeit von $1,5 \cdot u_\infty$ wäre ein enormer Volumenstrom und Energieaufwand notwendig (Roumeas et al., 2006). Weiterhin wurde bereits beobachtet, dass eine tangentielle Ausblasung an der oberen Hinterkante ein stabiles symmetrisches Totwasser herbeiführen kann (Varon et al., 2019). Eine etwas andere Aktuatorposition prüften Bruneau et al.: Mit einer kontinuierlichen horizontalen Ausblasung durch einen Schlitz an der Heckfläche auf halber Höhe des Körpers gelang ihnen eine Widerstandsreduktion von circa 21 % bei einer Reynoldszahl von $Re = 3 \cdot 10^4$. Dabei ist jedoch anzumerken, dass die für die Ausblasung verwendeten Schlitze bei einem realen SUV wie dem BMW X5 einer Breite von etwa 42 mm entsprechen würde (Bruneau et al., 2010). Auch an Schrägheckkörpern kann eine kontinuierliche Ausblasung einen widerstandsmindernden Effekt erzielen, wie einige Veröffentlichungen bestätigen (Bruneau et al., 2011; Henning et al., 2008; K. Liu et al., 2021).

Gepulste Ausblasung

Anstelle einer kontinuierlichen kann eine gepulste Ausblasung verwendet werden, um die Anregung auf die Dynamik bestimmter Strömungsvorgänge abzustimmen und den Energieverbrauch der Aktuatorik zu senken. Hierbei sei jedoch angemerkt, dass der Einfluss der Ausblasgeschwindigkeit auf die Effektivität des AFC-Systems dem der Frequenz der gepulsten Anregung deutlich zu überwiegen scheint (Joseph et al., 2012). Gepulste Ausblasung kam bereits in einigen Untersuchungen am Ahmed Körper in der Vollheckkonfiguration zum Einsatz. So konnte bei einer um 45° nach innen gerichteten Ausblasung an der oberen und unteren Hinterkante und einem Impulskoeffizient von $C_\mu = 4,7 \cdot 10^{-4}$ eine Widerstandssenkung von 2,2 % erzielt werden (Krentel et al., 2010). Varon et al. testeten tangentielle, gepulste Ausblasung an der oberen Kante und zeigten, dass mit gepulster Ausblasung ein stabiler symmetrischer Zustand des Totwassers und eine Verkleinerung desselben herbeigeführt werden kann. Dies gelang, wie in vorherigem Abschnitt erwähnt, zwar auch mit einer kontinuierlicher Ausblasung, jedoch mit geringerem Einfluss auf die Größe des Totwassergebiets und bei größerem Energieverbrauch. Konkrete Werte für erzielte Widerstandsreduktionen nannten sie nicht (Varon et al., 2019). Auch bei der horizontalen Ausblasung über einen Schlitz auf halber Höhe des Körpers erzielte die gepulste Variante effizientere Ergebnisse als die kontinuierliche. Durch Synchronisation der Anregung mit der Frequenz der Wirbelabwanderung an den Hinterkanten konnte eine Widerstandsreduktion von 20 % erreicht werden. Dies entspricht in etwa der Effektivität der kontinuierlichen Ausblasung, jedoch bei reduziertem Energieverbrauch. Auch hier würde der verwendete Schlitz bei einem realen BMW X5 einer Breite von etwa 42 mm entsprechen (Bruneau et al., 2010). Dass die Frequenz der gepulsten Ausblasung einen wesentlichen Einfluss auf die Effektivität des AFC-Systems hat, zeigen auch Untersuchungen, bei denen an allen vier Hinterkanten eine Aktuatorik zum Einsatz kommt. Hier kann eine gepulste Ausblasung in Abhängigkeit der Frequenz sowohl zu einer Erhöhung als auch Senkung des Luftwiderstands führen. Gute Ergebnisse können mit höheren Frequenzen im Bereich $St \approx 12$ erzielt werden. Niedrige Frequenzen von $St \leq 1$ sind hier hingegen kontraproduktiv (Barros et al., 2014; Osth et al., 2013).

In einem anderen Anwendungsfall konnte eine derart niedrige Anregungsfrequenz jedoch erfolgreiche Ergebnisse liefern. Li et al. zeigten an einem quaderförmigen Körper in Bodennähe, dass mit Hilfe einer Rückkopplungsregelung das bistabile Totwasserverhalten unterdrückt werden kann. Hierfür nutzten Li et al. Drucksensoren an der Heckfläche des Körpers und Schlitze an der linken und rechten Hinterkante des Hecks, über die Luft gepulst mit einer Frequenz von $St = 0,8$ ausgeblasen wurde. Integriert in einen geschlossenen Regelkreis konnte auf diese Weise kontrolliert ein symmetrisches Totwasser erzeugt und der Druck an der Heckfläche des Körpers um 2 % erhöht werden (Li et al., 2016). Eulalie et al. führten Windkanalmessungen und Strömungssimulationen mit einem BMW X5 durch, einem SUV mit Vollheck. Dabei ließen sie am Heckspoiler und an den Seitenkanten der Heckscheibe Luft über ein AFC-System gepulst ausblasen und untersuchten den Einfluss auf den Strömungswiderstand des Körpers. Trotz Variierung der Ausblaswinkel und Frequenz konnte jedoch keine nennenswerte Widerstandsreduktion erreicht werden. Hierbei gilt es jedoch anzumerken, dass es sich bei dem verwendeten SUV um ein aerodynamisch optimiertes Serienfahrzeug handelt, das nachträglich mit einem AFC-System ausgestattet wurde (Eulalie et al., 2018).

Synthetische Ausblasung

Für die Abstimmung der Anregungsfrequenz einer synthetischen Ausblasung an instationäre Strömungsphänomene können Aktuatoren und Drucksensoren am Heck in einen rückgekoppelten Regelkreis integriert werden. Bei zweidimensionalen Vollheckkörpern mit Netto-Null-Massenstrom Ausströmern an der oberen und unteren Hinterkante können auf diese Weise die ansonsten wechselseitige Wirbelablösung synchronisiert und die Wirbel weiter vom Körper weggedrückt werden. Mit der dadurch hervorgerufene Verlängerung des Totwassers konnte ein 38 % höherer Heckbasisdruck erreicht werden, bei einer Reynoldszahl von $Re = 10^4$ und einer auf einen realen BMW X5 skalierten Schlitzbreite von etwa 71 mm (Dalla Longa et al., 2017). Bei einer entsprechend skalierten Breite des Schlitzes von circa 25 mm wurde eine Widerstandsreduktion zwischen 14 % und 15 % erzielt. (Henning et al., 2007). Auch an dreidimensionalen stumpfen Körpern wurden Netto-Null-Massenstrom Aktuatoren bereits erfolgreich eingesetzt. Mit synthetischer Ausblasung an allen vier Hinterkanten eines quaderförmigen Körpers wurde eine maximale Widerstandsreduktion von etwa 13 % erreicht, wenn die Anregungsfrequenz der Aktuatorik ungefähr dem fünffachen der charakteristischen Frequenz in den Scherschichten entsprach. Die in dieser Untersuchung verwendete Schlitzbreite entspricht skaliert für einen realen BMW X5 einer Breite von etwa 19 mm (Cabitza, 2014).

Aktive Geometrieänderung

Anstelle von Ausströmern können auch geometrische Aktuatoren in einen Regelkreis integriert werden. Mit Hilfe verstellbarer Leitflächen an den hinteren Seitenkanten und Drucksensoren an der Heckfläche eines Ahmed Körpers mit Vollheck lässt sich das bistabile Verhalten des Totwassers unterdrücken und kontrolliert eine symmetrische Ausprägung der Rezirkulationsgebiete herstellen. Zwar konnte in Experimenten der Strömungswiderstand auf diese Weise lediglich um 2 % gesenkt werden, jedoch verbrauchte die Aktuatorik nur ein Viertel der über die Widerstandsreduktion eingesparten Energie, sodass hier eine positive Energiebilanz erreicht wurde (Brackston et al., 2016).

Anhang B

Netz- und Zeitschrittstudie für die Simulation der aktiven Strömungsbeeinflussung

In Tabelle 18 ist dargestellt, welche Kombinationen aus Zellgrößen (im Wirkungsbereich der Aktuatorik) und Zeitschritt in den Simulationen betrachtet werden.

Tabelle 18: Untersuchte Diskretisierungen in der Netz- und Zeitschrittstudie für einen Aktuator.

Kombination	Zellgröße Auslassbereich [mm]	Zellgröße Vortextbereich [mm]	Zeitschritt [ms]
Kombination 1	0,125	0,25	0,0125
Kombination 2	0,250	0,50	0,0125
Kombination 3	0,250	0,50	0,0500
Kombination 4	0,250	0,50	0,2000
Kombination 5	0,500	1,00	0,2000

Für alle Kombinationen der Netz- und Zeitschrittstudie wird dieselbe Aktuatorik Konfiguration verwendet. Der Austrittswinkel α und der Spreizungswinkel β , die in Kapitel 5.1.1.1 noch genauer erläutert werden, betragen hierbei jeweils 90° . Die Wechselfrequenz wird auf 100 Hz und die Auslassgeschwindigkeit auf $3 \cdot u_\infty$ gesetzt. Für den qualitativen Vergleich der Simulationsergebnisse werden instantane Darstellungen für die Wirbelstärke in x -Richtung (Abbildung 116) und der Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht (Abbildung 117) herangezogen.

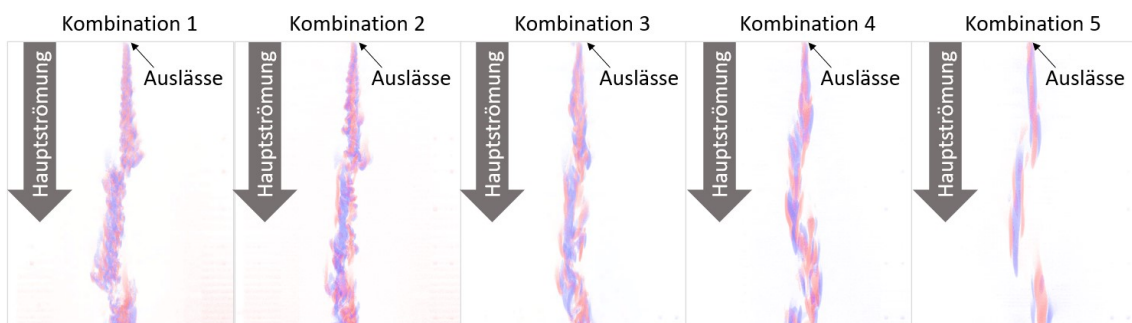


Abbildung 116: Qualitative Darstellung der Wirbelstärke in x -Richtung stromabwärts eines Aktuators im Rahmen der Netz- und Zeitschrittstudie.

In den Teilbildern aus Abbildung 116 ist zu sehen, wie durch das wechselseitige Ausblasen von Luft an den Auslässen Längswirbel in der Hauptströmung induziert und mit der Hauptströmung stromabwärts getragen werden. Rote Bereiche stehen hierbei für eine positive und blaue Bereiche für eine negative Wirbelstärke in x -Richtung. Während sich bei allen Kombinationen wechselseitig Längswirbel ausbilden, ist in den Teilbildern von links nach rechts eine deutliche Abnahme der Interaktion der Längswirbel mit dem umgebenden Fluid zu sehen. Während in Kombination 1 und 2 eine Vielzahl kleiner Wirbel um die großen Längswirbel

herum entstehen, welche den Impulsaustausch in der Grenzschicht vermutlich zusätzlich begünstigen, werden besonders in Kombination 5 nur größere, größere Gegenbewegungen zu den Längswirbel induziert. Kombination 5 scheint daher ungeeignet, um die komplexen Strömungsvorgänge in der wandnahen Strömung abzubilden und den Impulsaustausch ausreichend genau darzustellen. Von größerem Interesse als die Wirbelstärke allein ist jedoch die durch die Längswirbel hervorgerufene Änderung der Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht. Um diese zu beurteilen, werden eine Reihe von Schnittebenen mit Normalen in x -Richtung erstellt.

Abbildung 117 zeigt Ausschnitte der in x -Richtung gestaffelt positionierten Schnittebenen. Die Ergebnisse aus Kombination 1 gelten hier als Referenzwerte, da es sich um die feinste und damit um die genaueste Auflösung des Strömungsgeschehens handelt. Es ist zu sehen, dass die sich ausbildenden Strukturen von Kombination 1 und 2 qualitativ gut übereinstimmen. Zwischen Kombination 2 und 3 sind die Gemeinsamkeiten sogar noch größer. Beim Vergleich von Kombination 3 mit 4 oder 5 fallen jedoch größere Unterschiede in allen Schnittebenen auf.

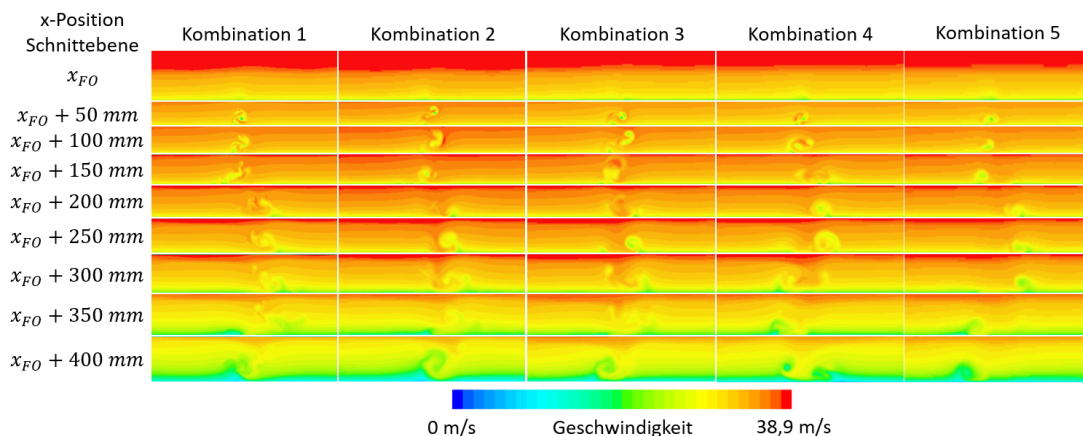


Abbildung 117: Geschwindigkeitsverteilung innerhhalb der Grenzschicht in verschiedenen Schnittebenen stromabwärts des Aktuators für die Netz- und Zeitschrittstudie.

Wie in den meisten Fällen der Strömungssimulation gilt es auch hier einen guten Mittelweg zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand zu finden. Soll an einem Fahrzeugkörper die Wirksamkeit einer Maßnahme zur Widerstandsreduktion mittels instationärer Strömungssimulation nachgewiesen werden, bedarf es mindestens der Simulation von 1 s physikalischer Zeit – erst dann ist das Ergebnis statistisch gesehen aussagekräftig. Bereits für das einfache Teilmodell mit einem einzigen Aktuator würde die Berechnung dieser Zeitspanne mit der Diskretisierung von Kombination 1 etwa 60 Tage in Anspruch – bei der Nutzung der größten verfügbaren Rechenkapazität von 600 Kernen. Für eine effektive Widerstandsreduktion an einem Fahrzeugkörper wird jedoch nicht nur ein einzelner, sondern eine Vielzahl an Aktuatoren benötigt, deren Wirkbereiche ebenfalls eine feine Vernetzung erfordern. Eine Diskretisierung mit der Zell- und Zeitschrittgröße aus Kombination 1 für die Simulation eines vollständigen Fahrzeugkörpers mit mehreren Aktuatoren würde demnach eine Rechenzeit von einigen Monaten beanspruchen und ist daher nicht praktikabel. Die insgesamt deutlich gröbere Diskretisierung mit Kombination 3 zeigt eine gute qualitative Übereinstimmung mit Kombination 1 und kaum Unterschiede zu Kombination 2, sodass für die weiteren Untersuchungen

Zellgröße und Zeitschritt entsprechend Kombination 3 gewählt werden. Zum Vergleich: Mit dieser Konfiguration benötigt die Simulation von 1 s physikalischer Zeit nicht 60, sondern lediglich 2 Tage Rechenzeit.

Anhang C

Bewertung der Modendynamik

Über die in Kapitel 4.1.2 beschriebene Bewertung der Modenintensität lassen sich Aussagen darüber treffen, welchen Einfluss ein positiver oder negativer Modalkoeffizient einer Mode auf den Widerstandsbeiwert hat. Jedoch erlaubt es keinerlei Schlussfolgerungen darüber, inwiefern die Dynamik der Mode mit dem c_x -Wert zusammenhängt, also, ob beispielsweise eine häufige Invertierung des Modenbildes oder das Schwanken der Modenfrequenz Auswirkungen auf den Widerstandskoeffizienten haben. Um diese und ähnliche Fragen zu klären, kann eine Nulldurchgangszählung (NDGZ) durchgeführt werden, oder die Ausprägung der energiereichsten Frequenzlinie aus einer Wavelet-Analyse herangezogen werden.

Nulldurchgangszählung

Abbildung 118 zeigt eine berechnete POD-Mode des Drucks in einer y -Ebene mittig hinter einem umströmten stumpfen Körper.

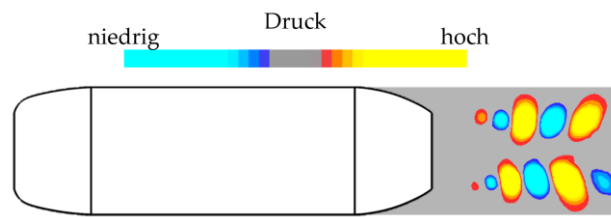


Abbildung 118: POD-Mode der Druckverteilung hinter einem umströmten stumpfen Körper.

Diese Druckschwankung entsteht durch die am Heck des Körpers ablösenden und abwandernden Wirbelstrukturen. Um das Abwandern der Wirbel zu erfassen, gilt es, Invertierungen der Mode und damit die Vorzeichenwechsel des Modalkoeffizienten zu beachten. Abbildung 119 verdeutlicht, wie das Vorzeichen des Modalkoeffizienten mit der Position der Wirbel zusammenhängt. Bei positivem Modalkoeffizienten (linkes Bild) herrscht in den blauen Bereichen der Mode niedrigerer Druck als in den gelben. Ist der Koeffizient negativ (rechtes Bild), so kehren sich die Mode und damit die Charakteristik des Druckfeldes um. Von der Verteilung des Drucks lässt sich über die Tatsache, dass großskalige Turbulenzen lokal Gebiete reduzierten Drucks verursachen, auf die Position von Wirbeln schließen.

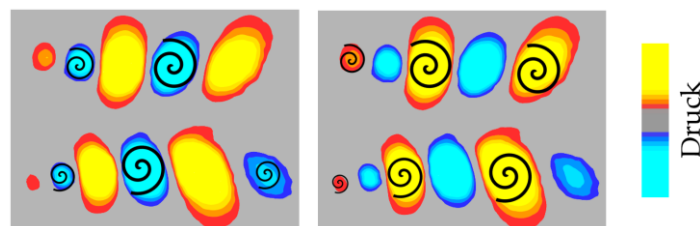


Abbildung 119: Schematische Darstellung der Wirbelpositionen bei positivem (links) und negativem (rechts) Modalkoeffizienten.

Folglich kann, um den Einfluss der Wirbelabwanderung auf den Widerstandskoeffizienten bewerten zu können, die Häufigkeit des Vorzeichenwechsels des Modalkoeffizienten dem zeitveränderlichen Widerstandskoeffizienten gegenübergestellt werden. Hierzu wird, wie in Abbildung 120 beispielhaft gezeigt, der Auswertungszeitraum des c_x -Verlaufs (blau) in n gleichgroße Zeitabschnitte unterteilt (hellgraue vertikale Linien). Für jeden dieser Abschnitte werden die darin auftretenden Vorzeichenwechsel des Modalkoeffizienten (graue, rot umrandete Säulen) und der abschnittsgemittelte Widerstandskoeffizient $c_{x,n}$ (kurze schwarze Horizontalen) berechnet. Der Verlauf des Modalkoeffizienten ist in Abbildung 120 nicht dargestellt, jedoch in Abbildung 122 zu sehen. In Abbildung 120 ist bereits erkennbar, dass der Widerstandskoeffizient c_x (blau) und der Verlauf der Nulldurchgangszählung (graue, rot umrandete Säulen) eine ähnliche Grundform aufweisen. Um diese Korrelation zu visualisieren, werden n Wertepaare aus den abschnittsgemittelten Widerstandskoeffizienten $c_{x,n}$ und den Nulldurchgangszählungen gebildet und in ein Streudiagramm eingetragen (Abbildung 121). Auch hier kann die Steigung einer Regressionsgeraden zur numerischen Bewertung der Korrelation herangezogen werden.

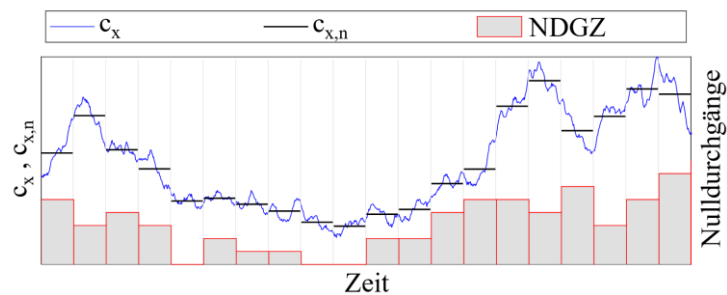


Abbildung 120: Gegenüberstellung der abschnittsgemittelten Widerstandsbeiwerte $c_{x,n}$ (linke Ordinate) und der kumulierten Nulldurchgänge des Modalkoeffizienten (rechte Ordinate) für n Zeitabschnitte.

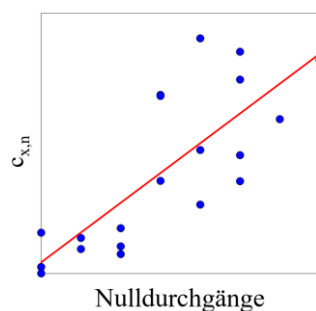


Abbildung 121: Streudiagramm der Wertepaare aus abschnittsgemitteltem Widerstandskoeffizient und Nulldurchgängen des Modalkoeffizienten inklusive Regressionsgerade.

Bei der Wahl der Abschnittsgröße gilt es zu beachten, dass der Zeitraum groß genug sein sollte, um darin mehrere Vorzeichenwechsel zu erfassen. Er sollte jedoch auch nicht zu groß sein, da sonst unter Umständen wesentliche Schwankungen im c_x -Verlauf herausgemittelt und dadurch nicht berücksichtigt werden. Bei der Zählung der Vorzeichenwechsel beziehungsweise Nulldurchgänge kann bei Bedarf außerdem eine Rückstellbreite definiert werden, wie in Abbildung 122 beispielhaft dargestellt. Sind vor allem deutliche Invertierungen des

Modenbildes interessant, kann durch Wahl einer geeigneten Rückstellbreite die Zählung kleinerer Schwankungen des Modalkoeffizienten unterbunden werden. Dabei ist es sinnvoll, mehrere verschiedene Rückstellbreiten zu testen und die Ergebnisse auf Konsistenz zu prüfen. Auch ist es beispielsweise möglich eine mittlere Steigung aus den entsprechenden Regressionsgeraden zu berechnen und diese für die Bewertung heranzuziehen.

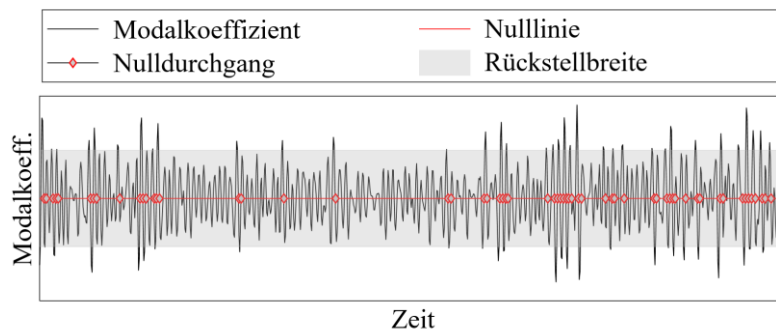


Abbildung 122: Nulldurchgangszählung des Modalkoeffizienten unter Berücksichtigung einer Rückstellbreite.

Frequenzanalyse

Mit Hilfe der Diskreten Fourier-Transformation (DFT) kann ein abgetastetes Signal in eine endliche Reihe einfrequenter Grundschwingungen zerlegt werden. Sie ist das zeitdiskrete, weiterentwickelte Pendant zur Fourierreihe, mit welcher sich eine kontinuierliche Funktion $f(t)$ in einzelne, unterschiedlich stark ausgeprägte, Sinus- und Kosinusfunktionen aufspalten lässt:

$$f(t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{k=0}^{\infty} A_k \cos(kt) + B_k \sin(kt) \quad (\text{Gl. 45})$$

Jeder dieser harmonischen Schwingungen ist eine zeitkonstante Frequenz zugeordnet. Der energetische Anteil einer jeden Schwingung an der Ursprungsfunktion $f(t)$, und damit die Relevanz der zugehörigen Frequenz, wird über deren spektrale Leistungsdichte (PSD) im Wirkleistungsspektrum quantifiziert. Wird der Verlauf des Widerstandsbeiwerts c_x einer Diskreten Fourier-Transformation unterzogen, stechen meist einzelne Frequenzen aus dem berechneten Spektrum heraus. Um herauszufinden an welcher Stelle des Körpers bzw. Strömungsfeldes diese Frequenzen auftreten, können für die an den Mess-/Datenpunkten aufgezeichneten Entwicklungen des Drucks, der Geschwindigkeit etc. ebenfalls DFTs durchgeführt werden. Anschließend können die für alle Punkte berechneten spektralen Leistungsdichten für eine beliebige Frequenz visualisiert werden (siehe Abbildung 123). Auf gleiche Weise kann auch für die Modalkoeffizienten geprüft werden, inwieweit die Dynamik und räumliche Ausdehnung des durch die Mode beschriebenen Schwankungsphänomens am Körper oder im Strömungsfeld wiederzufinden ist.

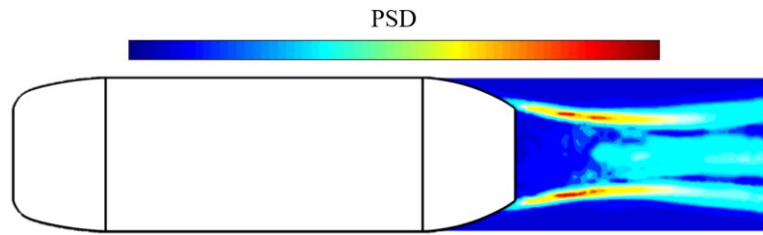


Abbildung 123: Verteilung der spektralen Leistungsdichte hinter einem umströmten Körper für eine ausgewählte Frequenz.

Die DFT zerlegt das zu analysierende Signal in praktisch endlose harmonische Schwingungen. Dies hat zur Folge, dass das berechnete Spektrum nur Aufschluss darüber gibt, wie stark die unterschiedlichen Frequenzen innerhalb des gesamten Signals ausgeprägt sind. Informationen darüber, welche Frequenzen zu einem bestimmten Zeitpunkt auftreten, oder wie sich die spektralen Leistungsdichten über die Zeit verhalten, liefert die DFT jedoch nicht.

Wavelet-Analyse

Abhilfe schafft hier das sogenannte Wavelet Synchrosqueezing, welches eine diskretisierte Form der kontinuierlichen Wavelet Transformation (Continuous Wavelet Transform - CWT) nutzt. Mit der CWT kann ein Signal $f(t)$ in sogenannte Wavelets $\psi_{T,S}$ zerlegt werden. Hierbei handelt es sich um kurze, schnell auf- und wieder abklingende Wellen. Ausgangspunkt ist ein Mutter-Wavelet ψ , welches zur Frequenzvariiierung durch Skalierung S gestaucht oder gestreckt, und über die Translation T zeitlich verschoben wird (Grossmann & Morlet, 1984; Mallat, 2008).

$$\psi_{T,S}(t) = \frac{1}{\sqrt{|S|}} \psi\left(\frac{t-T}{S}\right) \quad (\text{Gl. 46})$$

Ergebnis der CWT sind die Waveletkoeffizienten $W_k(T,S)$, mit deren Hilfe das zerlegte Signal folgendermaßen rekonstruiert werden kann (Grossmann & Morlet, 1984; Mallat, 2008):

$$f(t) = \frac{2}{C_\psi} \int_0^\infty \left[\int_0^\infty W_k(T,S) \psi_{T,S}(t) dT \right] \frac{dS}{S^2} \quad (\text{Gl. 47})$$

Die Waveletkoeffizienten geben letztlich Aussage darüber, wie gut die einzelnen Tochterwavelets $\psi_{T,S}$ die zu jedem Zeitpunkt vorliegenden Frequenzen abbilden. Dadurch lassen sich, im Gegenteil zur DFT, auch Aussagen über das zeitveränderliche Verhalten der auftretenden Frequenzen treffen. Analog zur Verteilung der spektralen Leistungsdichte aus der DFT kann für die Wavelet-Analyse die Verteilung der Wavelet-Magnitude über der Zeit dargestellt werden. Die Ergebnisse einer Wavelet-Analyse werden typischerweise in einem sogenannten Skalogramm dargestellt, wie es beispielsweise in Abbildung 124 zu sehen ist. Darin wird über eine Farbskala die Magnitude M einer Frequenz zum jeweiligen Zeitpunkt angegeben. Die Magnitude ist ein Maß für den energetischen Anteil der Frequenz an der vorliegenden Schwingung und entspricht dem Betrag der Waveletkoeffizienten.

$$M = |W_k(T,S)| \quad (\text{Gl. 48})$$

Wird eine Wavelet-Analyse für den c_x -Verlauf oder einen Modalkoeffizienten durchgeführt, so treten in dieser Zeit-Frequenz-Darstellung meist durchgehende, möglicherweise auch schwankende, Linien auf (vergleiche Abbildung 124), die ausgeprägte instationäre Strömungsphänomene vermuten lassen.

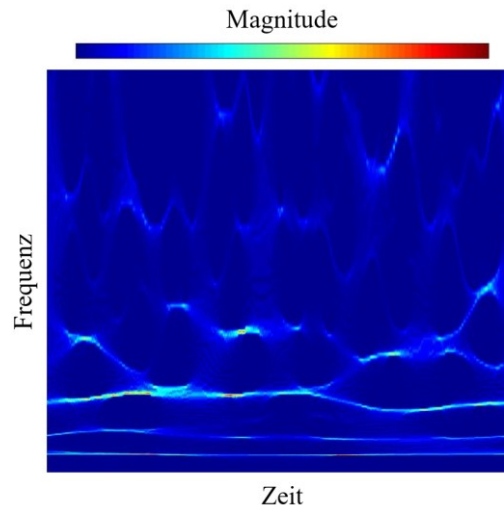


Abbildung 124: Skalogramm zur Darstellung der Ergebnisse einer Wavelet-Analyse.

Um herauszufinden, an welcher Stelle des umströmten Körpers die Ursache für das Zustandekommen einer solche Linie liegt, und so das verantwortliche Strömungsphänomen aufzuspüren, kann wie folgt vorgegangen werden:

1. Zunächst wird der durch die Linie beschriebene diskrete, zeitliche Verlauf der Frequenz extrahiert. Auf diese Weise wird jedem diskreten Zeitpunkt t_i eine durch diese Frequenzlinie definierte Frequenz f_i zugeordnet.
2. Anschließend werden an allen Mess-/Datenpunkten einzelne Wavelet-Analysen für die Druck- oder Geschwindigkeitsverläufe durchgeführt. Auf diese Weise können für jeden Zeitschritt und einen jeden Punkt die Verteilung der Wavelet-Magnituden im Frequenzraum berechnet werden. Diese Ergebnisse können für jeden Mess-/Datenpunkt in einem eigenen Skalogramm visualisiert werden.
3. In einem weiteren Schritt wird aus den einzelnen Skalogrammen der Mess-/Datenpunkte (siehe 2.) für jeden Zeitpunkt t_i der an der (über die Linie) zugeordneten Frequenz f_i (siehe 1.) vorliegende Magnitudenwert abgegriffen. Die dadurch für jeden Mess-/Datenpunkt erzeugten zeitlichen Magnitudenverläufe beschreiben, wie stark die über die Linie (siehe 1.) charakterisierte Frequenz zu jedem Zeitpunkt an dem jeweiligen Punkt auftritt.
4. Diese Werte können schließlich in einer Bildfolge visualisiert werden, welche zu fortschreitenden Zeitpunkten die räumliche Verteilung der Magnitude (siehe 3.) für diese Frequenzlinie (siehe 1.) darstellt.

Für die im Skalogramm des c_x -Verlaufs oder Modalkoeffizienten auftretenden Frequenzlinien kann auf diese Weise geschlussfolgert werden, an welcher Stelle am Körper oder im Strömungsfeld diese Linien verursacht werden und, ob sich die dafür zuständigen Phänomene über die Zeit räumlich verschieben.

Als Alternative zur Nulldurchgangszählung kann die energiereichste Zeit-Frequenz-Linie (fortan Wavelet-Linie genannt) des Skalogramms eines Modalkoeffizienten genutzt werden, um den Zusammenhang zwischen Modendynamik und Luftwiderstandskoeffizienten zu bewerten. Wird beispielsweise eine Wavelet-Analyse für die Mode der oben gezeigten Wirbelabwanderung durchgeführt, ergibt sich folgendes Skalogramm:

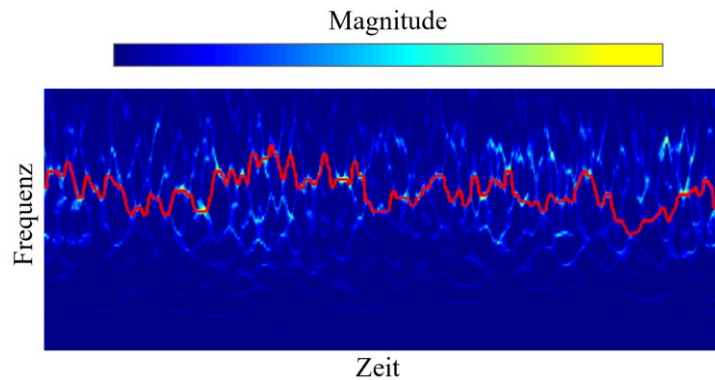


Abbildung 125: Skalogramm mit Kennzeichnung der energiereichsten Zeit-Frequenz-Linie.

Für die in Abbildung 125 rot dargestellte Wavelet-Linie kann die zeitliche Entwicklung der Frequenz und Magnitude extrahiert werden. Die Frequenz des durch die Mode beschriebenen Phänomens wandert leicht und ebenso die Schwankungsstärke (beschrieben durch die Magnitude) ändert sich über die Zeit. Auch an dieser Stelle können bivariate Histogramme genutzt werden, um darzustellen, inwieweit die Frequenz und Magnitude der Wavelet-Linie mit dem Luftwiderstand korrelieren. Folgende drei Relationen können hierbei gebildet werden:

Relation zwischen c_x und Magnitude der Wavelet-Linie

Nachdem die Magnitude durch die Schwankungsamplitude des Modalkoeffizienten bestimmt wird, kann das bivariate Histogramm eine Alternative zur NDGZ mit Rückstellbreite darstellen.

Relation zwischen c_x und Frequenz der Wavelet-Linie

Mit Hilfe eines Histogramms des c_x -Werts und der Frequenz kann leichter nachvollzogen werden, ob bestimmte Frequenzen bei niedrigeren c_x -Werten auftreten als andere.

Relation zwischen Frequenz und Magnitude der Wavelet-Linie

Die Relation kann Auskunft über jene Frequenzen geben, bei denen das durch die Mode beschriebene Phänomen stärker, beziehungsweise schwächer ausgeprägt ist.

Bei den bivariaten Histogrammen können ebenfalls wieder Annäherungspolynome genutzt werden, um die Relationen numerischen bewerten zu können.

Anhang D

Kreuzvergleich

Um Abhängigkeiten und Relationen zwischen einzelnen Moden aufzudecken, können in Kreuzvergleichen folgende Verläufe unter Zuhilfenahme von bivariaten Histogrammen oder Streudiagrammen hinsichtlich möglicher Korrelationen überprüft werden:

- Modalkoeffizienten
- 1. Ableitung der Modalkoeffizienten
- Nulldurchgänge (mit unterschiedlichen Rückstellbreiten)
- Frequenzverläufe von Wavelet-Linien
- Magnitudenverläufe von Wavelet-Linien

Hierbei können auch Moden aus unterschiedlichen Bereichen des Strömungsfeldes oder Körpers in Relation zueinander gesetzt werden. Es ist denkbar, dass sich schnelle Änderungen im Druckfeld einer Strömung aufgrund der Trägheit des Fluids erst nach einer gewissen Zeitverzögerung auf die Geschwindigkeitsverteilung auswirken. So könnte es vorkommen, dass die Modalkoeffizienten einer Druck- und einer Geschwindigkeitsmode, die dasselbe Phänomen beschreiben zwar einen ähnlichen Charakter aufweisen, jedoch zeitlich zueinander verschoben sind. Bei der Korrelationsbildung können derartige Zeitverzögerungen zu einer Unterschätzung der linearen Abhängigkeit führen. Weiterhin ist es möglich, dass ein im Frontbereich des Körpers entstehendes Phänomen mit dem Luftstrom stromabwärts getragen wird und mit dem Totwasser des Körpers interagiert. In diesem Fall kommt es ebenfalls zu einer Zeitverschiebung zwischen den Modalkoeffizienten jener Moden, die das Auftreten des Phänomens vorne und die Reaktion im Heckbereich repräsentieren. Um solche Zeitverzögerungen zwischen Verläufen zu berücksichtigen, wird die Kreuzkorrelationsfunktion verwendet. Werden zwei Verläufe zeitlich zueinander verschoben, gibt diese Funktion an, bei welcher Verschiebung die Übereinstimmung der beiden Verläufe am höchsten ist. Beim Kreuzvergleich wird die Bestimmung der linearen Abhängigkeit zweier Verläufe dann genau für diese Zeitverschiebung durchgeführt.

Werden sehr viele Moden mittels Kreuzvergleich gegenübergestellt, entsteht aufgrund der verschiedenen hierfür nutzbaren Verläufe eine riesige Anzahl an Kombinationsmöglichkeiten. Für eine Sortierung der Verlaufspaare hinsichtlich Relevanz, können mit Hilfe von Regressionsgeraden oder der Berechnung von Korrelationskoeffizienten lineare Abhängigkeiten numerisch erfasst werden. Um die verschiedenen Verläufe miteinander in Bezug setzen zu können, gilt es zuvor alle Verläufe auf ein Standardformat zu normalisieren (z.B. Amplitude von 0 bis 1).

Anhang E

Geschwindigkeitsverhältnisse für einen einzelnen Aktuator

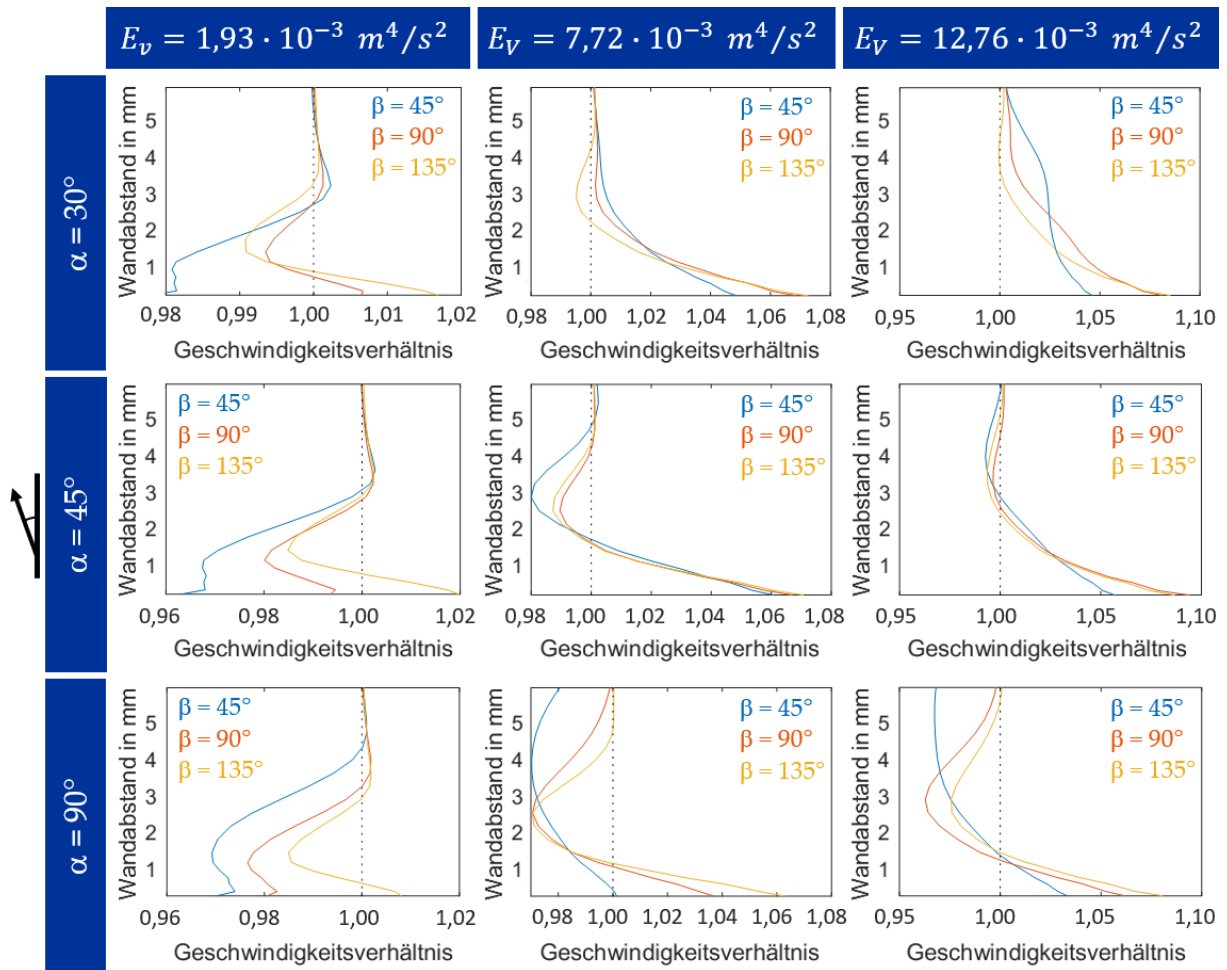


Abbildung 126: Geschwindigkeitsverhältnisse (ermittelt über Weg 1) in Abhängigkeit des Wandabstandes für einen einzelnen Aktuator für verschiedene Verbrauchskoeffizienten E_V , Austrittswinkel α und Spreizungswinkel β .

Anhang F

Ergebnisse der Dimensions- und Korrelationsanalyse eines einzelnen Aktuators

Der Austrittswinkel α ...

... zeigt keine relevante Relation zu dem Geschwindigkeitsverhältnis $u_{V,Wand}$:

$$u_{V,Wand} \neq f(\alpha)$$

... verursacht je nach Größe Wirbel mit unterschiedlich hoher Wirbelstärke ω :

$$\omega(\alpha = 45^\circ) > \omega(\alpha = 90^\circ) > \omega(\alpha = 30^\circ)$$

... sorgt für Wirbel unterschiedlichen Durchmessers d :

$$d(\alpha = 45^\circ) > d(\alpha = 90^\circ) > d(\alpha = 30^\circ)$$

... weist keinen Zusammenhang zu der lateralen Position y_A der Längswirbel auf:

$$y_A \neq f(\alpha)$$

Der Spreizungswinkel β ...

... sorgt mit zunehmender Größe für ein höheres Geschwindigkeitsverhältnis nahe der Wand $u_{V,Wand}$:

$$u_{V,Wand}(\beta = 135^\circ) > u_{V,Wand}(\beta = 90^\circ) > u_{V,Wand}(\beta = 45^\circ)$$

... erhöht mit zunehmender Größe die Wirbelstärke ω der erzeugten Längswirbel:

$$\omega(\beta = 135^\circ) > \omega(\beta = 90^\circ) > \omega(\beta = 45^\circ)$$

... zeigt keinen wesentlichen Einfluss auf den Durchmesser der Längswirbel d :

$$d \neq f(\beta)$$

... weist einen direkten Zusammenhang mit der lateralen Position y_A der Längswirbel auf:

$$y_A(\beta = 135^\circ) > y_A(\beta = 90^\circ) > y_A(\beta = 45^\circ)$$

Der Verbrauchskoeffizient $E_V = \dot{V}_A \cdot u_A$...

... erhöht mit zunehmender Größe das Geschwindigkeitsverhältnis an der Wand $u_{V,Wand}$ sowie die Wirbelstärke ω und den Durchmesser d der Längswirbel:

$$\dot{V}_A \cdot u_A \uparrow \Rightarrow u_{V,Wand} \uparrow$$

$$\dot{V}_A \cdot u_A \uparrow \Rightarrow \omega \uparrow$$

$$\dot{V}_A \cdot u_A \uparrow \Rightarrow d \uparrow$$

... zeigt kaum einen Einfluss auf die laterale Position y_A der Längswirbel, beziehungsweise nur in sehr niedrigen Bereichen:

$$y_A \neq f(\dot{V}_A \cdot u_A)$$

Die Austrittsgeschwindigkeit u_A ...

... erhöht mit zunehmender Größe des Geschwindigkeitsverhältnis an der Wand $u_{V,Wand}$ sowie die Wirbelstärke ω der Längswirbel:

$$u_A \uparrow \Rightarrow u_{V,Wand} \uparrow$$

$$u_A \uparrow \Rightarrow \omega \uparrow$$

... zeigt nur einen sehr schwachen Zusammenhang mit dem Durchmesser d der Längswirbel:

$$u_A \uparrow \uparrow \Rightarrow d \uparrow$$

... hat keinen Einfluss auf die laterale Position y_A der Längswirbel:

$$y_A \neq f(u_A)$$

Der Austrittsvolumenstrom \dot{V}_A ...

... verursacht bei starker Erhöhung für einen konstanten Spreizungswinkel β einen Anstieg des wandnahen Geschwindigkeitsverhältnisses $u_{V,Wand}$:

$$\dot{V}_A \uparrow \uparrow \Rightarrow u_{V,Wand} \uparrow, \text{ wenn } \beta = \text{const.}$$

... erhöht mit zunehmender Größe für einen konstanten Spreizungswinkel β die Wirbelstärke ω :

$$\dot{V}_A \uparrow \Rightarrow \omega \uparrow, \text{ wenn } \beta = \text{const.}$$

... sorgt bei Anstieg für größere Wirbeldurchmesser d :

$$\dot{V}_A \uparrow \Rightarrow d \uparrow$$

... hat keinen Einfluss auf die laterale Position y_A der Längswirbel:

$$y_A \neq f(\dot{V}_A)$$

Anhang G

Stromversorgung und luftführendes System des Versuchsaufbaus

In Abbildung 127 ist die gesamte Stromversorgung und das luftführende System des Versuchsaufbaus des BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodells zur aktiven Strömungsbeeinflussung dargestellt. Die mit dem Buchstaben „V“ gekennzeichneten, hellgrauen Rechtecke repräsentieren dabei die mit den Verteilerrohren (dunkelgrau) verbundenen Ventile.

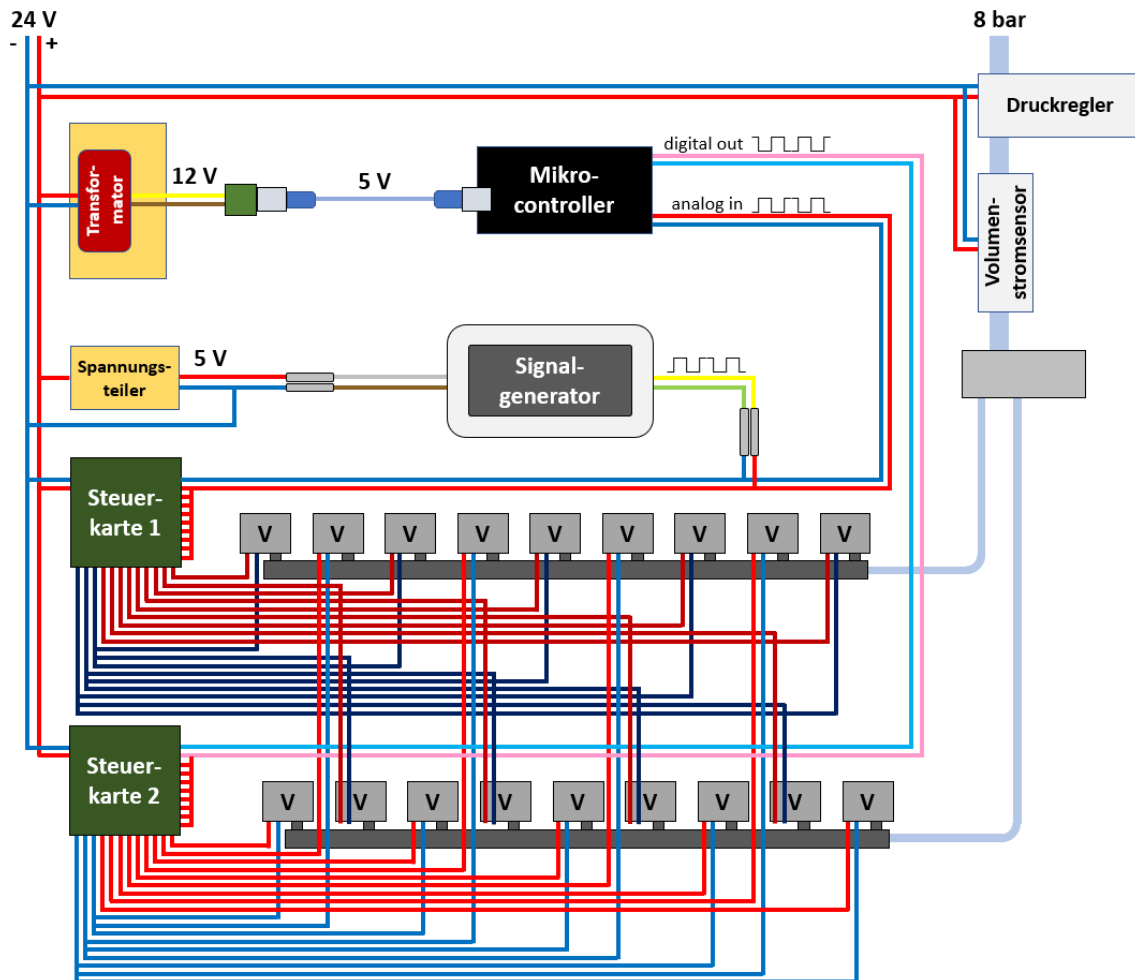


Abbildung 127: Schematische Darstellung der Stromversorgung und des luftführenden Systems des Versuchsaufbaus des BMW 5er Touring (E61) Fahrzeugmodells zur aktiven Strömungsbeeinflussung.

Literaturverzeichnis

- Aider, J.-L., Joseph, P., Ruiz, T., Gilotte, P., Eulalie, Y., Edouard, C., & Amandolese, X. (2014). Active flow control using pulsed microjets on a full-scale production car. *International Journal of Flow Control*, 6. <https://doi.org/10.1260/1756-8250.6.1.1>
- Amitay, M., & Glezer, A. (2002). Role of Actuation Frequency in Controlled Flow Reattachment over a Stalled Airfoil. *AIAA Journal*, 40(2), 209–216. <https://doi.org/10.2514/2.1662>
- Arwatz, G., Fono, I., & Seifert, A. (2008). Suction and Oscillatory Blowing Actuator. In J. F. Morrison, D. M. Birch, & P. Lavoie (Hrsg.), *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS* (S. 33–44). Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6858-4_4
- Barkley, D., & Henderson, R. D. (1996). Three-dimensional Floquet stability analysis of the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 322, 215–241. <https://doi.org/10.1017/S0022112096002777>
- Barros, D., Jacques, B., Noack, B., Spohn, A., & Ruiz, T. (2016). Bluff body drag manipulation using pulsed jets and Coanda effect. *Journal of Fluid Mechanics*, 805, 422–459. <https://doi.org/10.1017/jfm.2016.508>
- Barros, D., Ruiz, T., Jacques, B., & Noack, B. (2014). Control of a three-dimensional blunt body wake using low and high frequency pulsed jets. *International Journal of Flow Control*, 6, 61–74. <https://doi.org/10.1260/1756-8250.6.1.61>
- 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. <https://doi.org/10.1017/S0022112065000162>
- Berger, E., Scholz, D., & Schumm, M. (1990). Coherent vortex structures in the wake of a sphere and a circular disk at rest and under forced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, 4(3), 231–257. [https://doi.org/10.1016/S0889-9746\(05\)80014-3](https://doi.org/10.1016/S0889-9746(05)80014-3)
- Berkooz, G., Holmes, P., & Lumley, J. L. (1993). The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 25(1), 539–575. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.25.010193.002543>
- Bibus GmbH. (2014). *Druckluftqualität nach DIN ISO 8573-1* [Datenblatt].
- Bibus GmbH. (2016). *Einzelventil 821: Spezifikation* [Datenblatt].
- Bibus GmbH. (2019a). *Elektronischer Druckregler SPR 700 & SPR 900* [Datenblatt].
- Bibus GmbH. (2019b). *HSDB-1000 Steuerkarten – Anschlussplan* [Datenblatt].
- BMW Group. (2011). *Aerodynamic Test Center*.
- Bohorquez, P., Sanmiguel-Rojas, E., Sevilla, A., Jiménez-González, J. I., & Martínez-Bazán, C. (2011). Stability and dynamics of the laminar wake past a slender blunt-based axisymmetric body. *Journal of Fluid Mechanics*, 676, 110–144. <https://doi.org/10.1017/jfm.2011.35>
- Bonnaivon, G., Cadot, O., Évrard, A., Herbert, V., Parpais, S., Vigneron, R., & Détery, J. (2017). On multistabilities of real car's wake. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 164, 22–33. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2017.02.004>

- Brackston, R. D., Cruz, J. M. G. de la, Wynn, A., Rigas, G., & Morrison, J. F. (2016). Stochastic modelling and feedback control of bistability in a turbulent bluff body wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 802, 726–749. <https://doi.org/10.1017/jfm.2016.495>
- Browand, F., Radovich, C., & Boivin, M. (2005). *Fuel Savings by Means of Flaps Attached to the Base of a Trailer: Field Test Results* (SAE Technical Paper 2005-01-1016). SAE International. <https://doi.org/10.4271/2005-01-1016>
- Bruneau, C.-H., Creusé, E., Depeyras, D., Gilliéron, P., & Mortazavi, I. (2010). Coupling active and passive techniques to control the flow past the square back Ahmed body. *Computers & Fluids*, 39(10), 1875–1892. <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2010.06.019>
- Bruneau, C.-H., Creusé, E., Depeyras, D., Gilliéron, P., & Mortazavi, I. (2011). Active procedures to control the flow past the Ahmed body with a 25° rear window. *Int. J. of Aerodynamics*, 1, 299–317. <https://doi.org/10.1504/IJAD.2011.038847>
- Buresti, G., Fedeli, R., & Ferraresi, A. (1997). Influence of afterbody rounding on the pressure drag of an axisymmetrical bluff body. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 69–71, 179–188. [https://doi.org/10.1016/S0167-6105\(97\)00153-0](https://doi.org/10.1016/S0167-6105(97)00153-0)
- Bury, Y., & Jardin, T. (2012). Transitions to chaos in the wake of an axisymmetric bluff body. *Physics Letters A*, 376(45), 3219–3222. <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2012.09.011>
- Cabitza, S. (2014). *Active control of the wake from a rectangular-sectioned body* [Dissertation]. Imperial College London.
- Cadot, O., Evrard, A., & Pastur, L. (2015). Imperfect supercritical bifurcation in a three-dimensional turbulent wake. *Physical Review E*, 91(6), 063005. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.91.063005>
- Carini, M. (2013). *Stability and control of bluff body flows* [Dissertation]. Politecnico di Milano.
- Chun, K. B., & Sung, H. J. (1996). Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing. *Experiments in Fluids*, 21(6), 417–426. <https://doi.org/10.1007/BF00189044>
- CKD Corporation. (2017). *Instruction manual small size flow sensor rapiflow® FSM3 Series (LCD indicator type)* [Datenblatt].
- Compton, D. A., & Johnston, J. P. (1992). Streamwise vortex production by pitched and skewed jets in a turbulent boundary layer. *AIAA Journal*, 30(3), 640–647. <https://doi.org/10.2514/3.10967>
- Cottet, G.-H., Hildebrand, R., Koumoutsakos, P., Mimeau, C., Mortazavi, I., & Poncet, P. (2014). Passive and active flow control using vortex methods. *6th International Conference on Vortex Flows and Vortex Models*. <https://hal.science/hal-01063292>
- Dalla Longa, L., Morgans, A. S., & Dahan, J. A. (2017). Reducing the pressure drag of a D-shaped bluff body using linear feedback control. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 31(5), 567–577. <https://doi.org/10.1007/s00162-017-0420-6>
- Demel, D. (2017). *CFD-Validierung von Pkw-Vollheckformen* [Masterarbeit]. Technische Universität Darmstadt.
- Duell, E. G., & George, A. R. (1999). *Experimental Study of a Ground Vehicle Body Unsteady Near Wake* (SAE Technical Paper 1999-01-0812). SAE International. <https://doi.org/10.4271/1999-01-0812>

- Duell, E. G., Kharazi, A., Muller, S., Ebeling, W., & Mercker, E. (2010). *The BMW AVZ Wind Tunnel Center* (SAE Technical Paper 2010-01-0118). SAE International. <https://doi.org/10.4271/2010-01-0118>
- Eckelmann, H. (1997). *Einführung in die Strömungsmesstechnik*. Vieweg+Teubner Verlag.
- Eichinger, S. (2012). *Active flow separation control of ground transportation vehicle configurations* [Dissertation]. Technische Universität Berlin.
- El-Alti, M., Chernoray, V., Kjellgren, P., Hjelm, L., & Davidson, L. (2016). Computations and Full-Scale Tests of Active Flow Control Applied on a VOLVO Truck-Trailer. In A. Dillmann & A. Orellano (Hrsg.), *The Aerodynamics of Heavy Vehicles III* (S. 253–267). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-20122-1_16
- Eulalie, Y., Fournier, E., Gilotte, P., Holst, D., Johnson, S., Nayeri, C., Schütz, T., & Wieser, D. (2018). Active flow control analysis at the rear of an SUV. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 28. <https://doi.org/10.1108/HFF-06-2017-0230>
- Evrard, A., Cadot, O., Herbert, V., Ricot, D., Vigneron, R., & Délery, J. (2016). Fluid force and symmetry breaking modes of a 3D bluff body with a base cavity. *Journal of Fluids and Structures*, 61, 99–114. <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2015.12.001>
- Ferziger, J. H., & Perić, M. (2008). *Numerische Strömungsmechanik*. Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-68228-8>
- Gaertlein, S., Woszidlo, R., Ostermann, F., Nayeri, C., & Paschereit, C. O. (2014). The Time-Resolved Internal and External Flow Field Properties of a Fluidic Oscillator. In *52nd Aerospace Sciences Meeting*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.2014-1143>
- Gentile, V., Schrijer, F. F. J., Van Oudheusden, B. W., & Scarano, F. (2016). Low-frequency behavior of the turbulent axisymmetric near-wake. *Physics of Fluids*, 28(6), 065102. <https://doi.org/10.1063/1.4953150>
- Geropp, D., & Odenthal, H.-J. (2000). Drag reduction of motor vehicles by active flow control using the Coanda effect. *Experiments in Fluids*, 28(1), 74–85. <https://doi.org/10.1007/s003480050010>
- Gilliéron, P., & Kourta, A. (2010). Aerodynamic drag reduction by vertical splitter plates. *Experiments in Fluids*, 48(1), 1–16. <https://doi.org/10.1007/s00348-009-0705-7>
- Gong, J. (2016). Strömungsablösung und Instabilität. In J. Gong (Hrsg.), *Grundlagenuntersuchung zur aktiven Beeinflussung der abgelösten Strömung* (S. 17–40). Springer Fachmedien. https://doi.org/10.1007/978-3-658-12219-5_3
- Grandemange, M., Cadot, O., Courbois, A., Herbert, V., Ricot, D., Ruiz, T., & Vigneron, R. (2015). A study of wake effects on the drag of Ahmed's squareback model at the industrial scale. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 145, 282–291. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2015.03.004>
- Grandemange, M., Cadot, O., & Gohlke, M. (2012). Reflectional symmetry breaking of the separated flow over three-dimensional bluff bodies. *Physical Review E: Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 86(3), 035302. <https://doi.org/10.1103/physreve.86.035302>

- Grandemange, M., Gohlke, M., & Cadot, O. (2013a). Bi-stability in the turbulent wake past parallelepiped bodies with various aspect ratios and wall effects. *Physics of Fluids*, 25, 5103. <https://doi.org/10.1063/1.4820372>
- Grandemange, M., Gohlke, M., & Cadot, O. (2013b). Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. Part 1. Global modes and bi-stability. *Journal of Fluid Mechanics*, 722, 51–84. <https://doi.org/10.1017/jfm.2013.83>
- Grandemange, M., Gohlke, M., & Cadot, O. (2014a). Statistical axisymmetry of the turbulent sphere wake. *Experiments in Fluids*, 55(11), 1838. <https://doi.org/10.1007/s00348-014-1838-x>
- Grandemange, M., Gohlke, M., & Cadot, O. (2014b). Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. Part 2. Experimental sensitivity analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, 752, 439–461. <https://doi.org/10.1017/jfm.2014.345>
- Grandemange, M., Ricot, D., Vartanian, C., Ruiz, T., & Cadot, O. (2014). Characterisation of the flow past real road vehicles with blunt afterbodies. *International Journal of Aerodynamics*, 4(1–2), 24–42. <https://doi.org/10.1504/IJAD.2014.057797>
- Gritskevich, M. S., Garbaruk, A. V., Schütze, J., & Menter, F. R. (2012). Development of DDES and IDDES Formulations for the $k-\omega$ Shear Stress Transport Model. *Flow, Turbulence and Combustion*, 88(3), 431–449. <https://doi.org/10.1007/s10494-011-9378-4>
- Grossmann, A., & Morlet, J. (1984). Decomposition of Hardy Functions into Square Integrable Wavelets of Constant Shape. *SIAM Journal on Mathematical Analysis*, 15(4), 723–736. <https://doi.org/10.1137/0515056>
- Haffner, Y., Borée, J., Spohn, A., & Castelain, T. (2020a). Mechanics of bluff body drag reduction during transient near-wake reversals. *Journal of Fluid Mechanics*, 894. <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.275>
- Haffner, Y., Borée, J., Spohn, A., & Castelain, T. (2020b). Unsteady Coanda effect and drag reduction for a turbulent wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 899. <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.494>
- Haffner, Y., Castelain, T., Borée, J., & Spohn, A. (2021). Manipulation of three-dimensional asymmetries of a turbulent wake for drag reduction. *Journal of Fluid Mechanics*, 912. <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.1133>
- Haucke, F., & Nitsche, W. (2011). *Active Flow Control on the Flap of a 2D High-Lift Wing Section at $Re=10e6$* . 29th AIAA Applied Aerodynamics Conference 2011. <https://doi.org/10.2514/6.2011-3359>
- Henning, L., Becker, R., Feuerbach, G., Muminovic, R., King, R., Brunn, A., & Nitsche, W. (2008). Extensions of adaptive slope-seeking for active flow control. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part I: Journal of Systems and Control Engineering*, 222(5), 309–322. <https://doi.org/10.1243/09596518JSCE490>
- Henning, L., Pastoor, M., King, R., Noack, B. R., & Tadmor, G. (2007). Feedback Control Applied to the Bluff Body Wake. In R. King (Hrsg.), *Active Flow Control* (S. 369–390). Springer. https://doi.org/10.1007/978-3-540-71439-2_23

- Hsu, T.-Y., Hammache, M., & Browand, F. (2004). Base Flaps and Oscillatory Perturbations to Decrease Base Drag. In R. McCallen, F. Browand, & J. Ross (Hrsg.), *The Aerodynamics of Heavy Vehicles: Trucks, Buses, and Trains* (S. 303–316). Springer. https://doi.org/10.1007/978-3-540-44419-0_27
- Hucho, W.-H. (2012). *Aerodynamik der stumpfen Körper*. Vieweg+Teubner Verlag. <https://doi.org/10.1007/978-3-8348-8243-1>
- Islam, A., Gaylard, A., & Thornber, B. (2017). A detailed statistical study of unsteady wake dynamics from automotive bluff bodies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 171, 161–177. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2017.09.009>
- Johnston, J. P., & Nishi, M. (1990). Vortex generator jets—Means for flow separation control. *AIAA Journal*, 28(6), 989–994. <https://doi.org/10.2514/3.25155>
- Joseph, P., Amandolèse, X., & Aider, J.-L. (2012). Drag reduction on the 25° slant angle Ahmed reference body using pulsed jets. *Experiments in Fluids*, 52(5), 1169–1185. <https://doi.org/10.1007/s00348-011-1245-5>
- Jungmann, J. (2020). *Eine experimentell validierte Methodik zur numerischen Simulation und Analyse des aerodynamischen und fahrdynamischen Verhaltens von Personenkraftwagen bei realitätsnaher, querdynamischer Fahrzeuganregung* [Dissertation]. Technische Universität Darmstadt.
- Karhunen, K. (1946). Zur Spektraltheorie stochastischer Prozesse. *Annales Academiae Scientiarum Fennicae A. I. Mathematica*, 34.
- Khalighi, B., Chen, K.-H., & Iaccarino, G. (2012). Unsteady Aerodynamic Flow Investigation Around a Simplified Square-Back Road Vehicle With Drag Reduction Devices. *Journal of Fluids Engineering*, 134(6): 061101. <https://doi.org/10.1115/1.4006643>
- Khalighi, B., Zhang, S., Koromilas, C., Balkanyi, S. R., Bernal, L. P., Iaccarino, G., & Moin, P. (2001). *Experimental and Computational Study of Unsteady Wake Flow Behind a Bluff Body with a Drag Reduction Device* (SAE Technical Paper 2001-01–1042). SAE International. <https://doi.org/10.4271/2001-01-1042>
- Kornev, N., & Cherunova, I. (2013). *Lectures on computational fluid dynamics and heat transfer with applications to human thermodynamics* [Vorlesungsskript]. Universität Rostock.
- Krentel, D., Muminovic, R., Brunn, A., Nitsche, W., & King, R. (2010). Application of Active Flow Control on Generic 3D Car Models. In R. King (Hrsg.), *Active Flow Control II* (S. 223–239). Springer. https://doi.org/10.1007/978-3-642-11735-0_15
- Kutz, J. N., Brunton, S. L., Brunton, B. W., & Proctor, J. L. (2016). *Dynamic Mode Decomposition*. Society for Industrial and Applied Mathematics. <https://doi.org/10.1137/1.9781611974508>
- Lanser, W. R., Ross, J. C., & Kaufman, A. E. (1991). *Aerodynamic Performance of a Drag Reduction Device on a Full-Scale Tractor/Trailer* (SAE Technical Paper 912125). SAE International. <https://doi.org/10.4271/912125>
- Leder, A. (1992). *Abgelöste Strömungen—Physikalische Grundlagen*. Vieweg.
- Li, R., Barros, D., Borée, J., Cadot, O., Noack, B. R., & Cordier, L. (2016). Feedback control of bimodal wake dynamics. *Experiments in Fluids*, 57(10), 158. <https://doi.org/10.1007/s00348-016-2245-2>

- Liu, K., Zhang, B., & Zhou, Y. (2021). Correlation between drag variation and rear surface pressure of an Ahmed body. *Experiments in Fluids*, 62(6), 124. <https://doi.org/10.1007/s00348-021-03214-7>
- Liu, Z., Pan, T., Wang, S., & Yan, Z. (2022). Characteristics of a Fluidic Oscillator with Low Frequency and Low Speed and Its Application to Stall Margin Improvement. *Actuators*, 11(12), Art. 12. <https://doi.org/10.3390/act11120341>
- Loève, M. (1945). Fonctions Aléatoires de Second Ordre. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 220.
- Lucas, J.-M., Cadot, O., Herbert, V., Parpais, S., & Déleroy, J. (2017). A numerical investigation of the asymmetric wake mode of a squareback Ahmed body – effect of a base cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 831, 675–697. <https://doi.org/10.1017/jfm.2017.654>
- Lumley, J. L. (1970). *Stochastic Tools in Turbulence*. Academic Press.
- Magarvey, R. H., & Bishop, R. L. (1961). Transition ranges for three-dimensional wakes. *Canadian Journal of Physics*, 39(10), 1418–1422. <https://doi.org/10.1139/p61-169>
- Mair, W. A. (1965). The Effect of a Rear-Mounted Disc on the Drag of a Blunt-Based Body of Revolution. *Aeronautical Quarterly*, 16(4), 350–360. <https://doi.org/10.1017/S0001925900003589>
- Mair, W. A. (1969). Reduction of Base Drag by Boat-Tailed Afterbodies in Low-Speed Flow. *Aeronautical Quarterly*, 20(4), 307–320. <https://doi.org/10.1017/S0001925900005126>
- Mallat, S. (2008). *A Wavelet Tour of Signal Processing: The Sparse Way* (3. Aufl.). Academic Press.
- Marquet, O., & Larsson, M. (2015). Global wake instabilities of low aspect-ratio flat-plates. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 49, 400–412. <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2014.05.005>
- Mauil, D. J. (1978). Mechanisms of Two and Three-Dimensional Base Drag. In G. Sovran, T. Morel, & W. T. Mason (Hrsg.), *Aerodynamic Drag Mechanisms of Bluff Bodies and Road Vehicles* (S. 137–159). Springer US. https://doi.org/10.1007/978-1-4684-8434-2_6
- Menter, F. R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8), 1598–1605. <https://doi.org/10.2514/3.12149>
- Mittal, R. (1999). Planar Symmetry in the Unsteady Wake of a Sphere. *AIAA Journal*, 37(3), 388–390. <https://doi.org/10.2514/2.722>
- Mockett, C. (2009). *A comprehensive study of detached-eddy simulation* [Dissertation]. Technische Universität Berlin.
- Modi, V. J. (1997). Moving surface boundary-layer control: A review. *Journal of Fluids and Structures*, 11(6), 627–663. <https://doi.org/10.1006/jfls.1997.0098>
- Nakagawa, M., Michaux, F., Kallweit, S., & Maeda, K. (2015). *Unsteady Flow Measurements in the Wake Behind a Wind-tunnel Car Model by Using High-speed Planar PIV*. 11TH International Symposium on Particle Image Velocimetry, Santa Barbara, California. <https://doi.org/10.21269/7598>
- Oertel, H. (Hrsg.). (2012). *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre: Grundlagen und Phänomene*. Springer Fachmedien. <https://doi.org/10.1007/978-3-8348-2315-1>

- Ostermann, F., Woszidlo, R., Nayeri, C., & Paschereit, C. O. (2015). Experimental Comparison between the Flow Field of Two Common Fluidic Oscillator Designs. In *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.2015-0781>
- Osth, J., Krajnovic, S., Barros, D., Cordier, L., Noack, B. R., Boree, J., & Ruiz, T. (2013). *Active flow control for drag reduction of vehicles using large eddy simulation, experimental investigations and reduced order modeling*. Eighth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena. <https://doi.org/10.1615/TSFP8.1140>
- Pavia, G., & Passmore, M. (2018). Characterisation of Wake Bi-stability for a Square-Back Geometry with Rotating Wheels. In J. Wiedemann (Hrsg.), *Progress in Vehicle Aerodynamics and Thermal Management* (S. 93–109). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-67822-1_6
- Pavia, G., Passmore, M., & Sardu, C. (2017). Evolution of the bi-stable wake of a square-back automotive shape. *Experiments in Fluids*, 59(1), 20. <https://doi.org/10.1007/s00348-017-2473-0>
- Pemenol. (2019). *Pemenol Signalgenerator Drehzahlregler* [Datenblatt].
- Peterson, R. L. (1981). *Drag Reduction Obtained by the Addition of a Boattail to a Box Shaped Vehicle* [Dissertation]. California Polytechnic State University.
- Pier, B. (2008). Local and global instabilities in the wake of a sphere. *Journal of Fluid Mechanics*, 603, 39–61. <https://doi.org/10.1017/S0022112008000736>
- Poisson-Quinton, P. (1984). *Recherches théoriques et expérimentales sur le contrôle de couche limite*. 7th Congress of Applied Mechanics, London.
- Pujals, G., Depardon, S., & Cossu, C. (2010). Drag reduction of a 3D bluff body using coherent streamwise streaks. *Experiments in Fluids*, 49(5), 1085–1094. <https://doi.org/10.1007/s00348-010-0857-5>
- Raman, G., & Raghu, S. (2004). Cavity Resonance Suppression Using Miniature Fluidic Oscillators. *AIAA Journal*, 42(12), 2608–2612. <https://doi.org/10.2514/1.521>
- Rigas, G., Oxlade, A. R., Morgans, A. S., & Morrison, J. F. (2014). Low-dimensional dynamics of a turbulent axisymmetric wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 755, R5. <https://doi.org/10.1017/jfm.2014.449>
- Roshko, A. (1955). On the Wake and Drag of Bluff Bodies. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 22(2), 124–132. <https://doi.org/10.2514/8.3286>
- Roumeas, M., Gilliéron, P., & Kourta, A. (2006). Analyze & Control of the Near-Wake Flow over a Square Back Geometry. In *3rd AIAA Flow Control Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.2006-3336>
- Sakamoto, H., & Haniu, H. (1990). A Study on Vortex Shedding From Spheres in a Uniform Flow. *Journal of Fluids Engineering*, 112(4), 386–392. <https://doi.org/10.1115/1.2909415>
- Schatzman, D., Wilson, J., Arad, E., Seifert, A., & Shtendel, T. (2014). Drag-Reduction Mechanisms of Suction-and-Oscillatory-Blowing Flow Control. *AIAA Journal*, 52(11), 2491–2505. <https://doi.org/10.2514/1.J052903>
- Schlichting, H., & Gersten, K. (2006). *Grenzschicht-Theorie* (10. Aufl.). Springer-Verlag. <https://doi.org/10.1007/3-540-32985-4>

- Schmid, P. J. (2010). Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *Journal of Fluid Mechanics*, 656, 5–28. <https://doi.org/10.1017/S0022112010001217>
- Schmidt, H.-J., Woszidlo, R., Nayeri, C. N., & Paschereit, C. O. (2015a). Drag reduction on a rectangular bluff body with base flaps and fluidic oscillators. *Experiments in Fluids*, 56(7), 151. <https://doi.org/10.1007/s00348-015-2018-3>
- Schmidt, H.-J., Woszidlo, R., Nayeri, C. N., & Paschereit, C. O. (2017). Separation control with fluidic oscillators in water. *Experiments in Fluids*, 58(8), 106. <https://doi.org/10.1007/s00348-017-2392-0>
- Schmidt, H.-J., Woszidlo, R., Nayeri, C. N., & Paschereit, C. O. (2018). The effect of flow control on the wake dynamics of a rectangular bluff body in ground proximity. *Experiments in Fluids*, 59(6), 107. <https://doi.org/10.1007/s00348-018-2560-x>
- Schmidt, H.-J., Woszidlo, R., Nayeri, C., & Paschereit, C. O. (2015b). Experimental Investigation of the Flow Field behind a Bluff Body Equipped with Fluidic Oscillators. In *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.2015-0786>
- Schütz, T. (Hrsg.). (2013). *Hucho - Aerodynamik des Automobils: Strömungsmechanik, Wärmetechnik, Fahrdynamik, Komfort*. Springer Fachmedien. <https://doi.org/10.1007/978-3-8348-2316-8>
- Schwarze, R. (2013). *CFD-Modellierung: Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen* (1. Aufl.). Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-24378-3>
- Seifert, A., Darabi, A., & Wyganski, I. (1996). Delay of airfoil stall by periodic excitation. *Journal of Aircraft*, 33(4), 691–698. <https://doi.org/10.2514/3.47003>
- Seifert, A., Dayan, I., Horrell, C., Grossmann, J., & Smith, A. (2016). Heavy Trucks Fuel Savings Using the SaOB Actuator. In A. Dillmann & A. Orellano (Hrsg.), *The Aerodynamics of Heavy Vehicles III* (S. 377–390). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-20122-1_24
- Seifert, A., Stalnov, O., Sperber, D., Arwatz, G., Palei, V., David, S., Dayan, I., & Fono, I. (2009). Large Trucks Drag Reduction using Active Flow Control. In F. Browand, R. McCallen, & J. Ross (Hrsg.), *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II: Trucks, Buses, and Trains* (S. 115–133). Springer. https://doi.org/10.1007/978-3-540-85070-0_10
- Shih, C., & Ho, C.-M. (1994). Three-Dimensional Recirculation Flow in a Backward Facing Step. *Journal of Fluids Engineering*, 116(2), 228–232. <https://doi.org/10.1115/1.2910259>
- Shur, M. L., Spalart, P. R., Strelets, M. Kh., & Travin, A. K. (2008). A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(6), 1638–1649. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.07.001>
- Sieber, M., Paschereit, C. O., & Oberleithner, K. (2016). Spectral proper orthogonal decomposition. *Journal of Fluid Mechanics*, 792, 798–828. <https://doi.org/10.1017/jfm.2016.103>
- Sirovich, L. (1987). Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures Part I: Coherent Structures. *Quarterly of Applied Mathematics*, 45(3), 561–571.
- Spurk, J., & Aksel, N. (2010). *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen* (8. Aufl.). Springer.

- Surek, D., & Stempin, S. (2017). Grenzschichtströmung. In D. Surek & S. Stempin (Hrsg.), *Technische Strömungsmechanik: Für Studium, Examen und Praxis* (S. 361–395). Springer Fachmedien. https://doi.org/10.1007/978-3-658-18757-6_8
- Tanner, M. (1967). *Ein Verfahren zur Berechnung des Totwasserdruckes und Widerstandes von stumpfen Körpern bei inkompressibler, nichtperiodischer Totwasserströmung* [Dissertation]. Max-Planck-Institut für Strömungsforschung.
- Thomas, F., Kozlov, A., & Corke, T. (2006). Plasma Actuators for Bluff Body Flow Control. In *3rd AIAA Flow Control Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.2006-2845>
- Thompson, M., Hourigan, K., & Sheridan, J. (1996). Three-dimensional instabilities in the wake of a circular cylinder. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 12(2), 190–196. [https://doi.org/10.1016/0894-1777\(95\)00098-4](https://doi.org/10.1016/0894-1777(95)00098-4)
- Varon, E., Aider, J.-L., Eulalie, Y., Edwige, S., & Gilotte, P. (2019). Adaptive control of the dynamics of a fully turbulent bimodal wake using real-time PIV. *Experiments in Fluids*, 60(8), 124. <https://doi.org/10.1007/s00348-019-2766-6>
- Varon, E., Eulalie, Y., Edwige, S., Gilotte, P., & Aider, J.-L. (2017). Chaotic dynamics of large-scale structures in a turbulent wake. *Physical Review Fluids*, 2(3), 034604. <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.2.034604>
- Verzicco, R., Fatica, M., Iaccarino, G., Moin, P., & Khalighi, B. (2002). Large Eddy Simulation of a Road Vehicle with Drag-Reduction Devices. *AIAA Journal*, 40(12), 2447–2455. <https://doi.org/10.2514/2.1613>
- Volpe, R., Devinant, P., & Kourta, A. (2015). Experimental characterization of the unsteady natural wake of the full-scale square back Ahmed body: Flow bi-stability and spectral analysis. *Experiments in Fluids*, 56(5), 99. <https://doi.org/10.1007/s00348-015-1972-0>
- von Gosen, F., Ostermann, F., Woszidlo, R., Nayeri, C., & Paschereit, C. O. (2015). Experimental Investigation of Compressibility Effects in a Fluidic Oscillator. In *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.2015-0782>
- Wäschle, A. (2006). *Numerische und experimentelle Untersuchung des Einflusses von drehenden Rädern auf die Fahrzeugaerodynamik* [Dissertation]. Universität Stuttgart.
- Wassen, E., Eichinger, S., & Thiele, F. (2010). Simulation of Active Drag Reduction for a Square-Back Vehicle. In R. King (Hrsg.), *Active Flow Control II* (S. 241–255). Springer. https://doi.org/10.1007/978-3-642-11735-0_16
- White, F. M. (2003). *Fluid Mechanics* (5th Edition). McGraw-Hill.
- Williamson, C. H. K. (1996). Vortex Dynamics in the Cylinder Wake. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 28(1), 477–539. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.28.010196.002401>
- Wong, D. T.-M., & Mair, W. A. (1983). Boat-tailed afterbodies of square section as drag-reduction devices. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 12(2), 229–235. [https://doi.org/10.1016/0167-6105\(83\)90071-5](https://doi.org/10.1016/0167-6105(83)90071-5)
- Woszidlo, R. (2011). *Parameters Governing Separation Control with Sweeping Jet Actuators* [Dissertation]. University of Arizona.

- Woszidlo, R., Stumper, T., Nayeri, C., & Paschereit, C. O. (2014). Experimental Study on Bluff Body Drag Reduction with Fluidic Oscillators. In *52nd Aerospace Sciences Meeting*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.2014-0403>
- Yun, G., Kim, D., & Choi, H. (2006). Vortical structures behind a sphere at subcritical Reynolds numbers. *Physics of Fluids*, *18*. <https://doi.org/10.1063/1.2166454>
- Zdravkovich, M. M. (1997). *Flow Around Circular Cylinders: Volume I: Fundamentals*. Oxford University Press.
- Zhang, X. (2000). An inclined rectangular jet in a turbulent boundary layer-vortex flow. *Experiments in Fluids*, *28*(4), 344–354. <https://doi.org/10.1007/s003480050393>