

# Zeitaufgelöste PIV-Untersuchungen zur Strömungskontrolle mittels elektro- magnetischer Kräfte in schwach leitfähigen Fluiden

Christian Cierpka

April 2009

Wissenschaftlich-Technische Berichte  
**FZD-516**  
April 2009

Christian Cierpka

**Zeitaufgelöste PIV-Untersuchungen  
zur Strömungskontrolle mittels elektromagnetischer  
Kräfte in schwach leitfähigen Fluiden**



**Forschungszentrum  
Dresden Rossendorf**

# **Zeitaufgelöste PIV-Untersuchungen zur Strömungskontrolle mittels elektromagnetischer Kräfte in schwach leitfähigen Fluiden**

Der Fakultät Maschinenwesen

der

Technischen Universität Dresden

zur

Erlangung des Grades

Doktoringenieur (Dr.–Ing.)

vorgelegte Dissertation

Dipl.–Ing. Christian Cierpka

geb. am 7. März 1980 in Radebeul

Tag der Einreichung: 22. September 2008

Vorsitzender: Prof. Dr.–Ing. S. Fasoulas

Gutachter: Prof. Dr.–Ing. R. Grundmann  
Prof. Dr.–Ing. habil. J. Fröhlich  
Dr. rer. nat. G. Gerbeth

Tag der Verteidigung: 24. März 2009

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>1</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>5</b>
1.1. Die Tragflügelumströmung und Magneto hydrodynamik . . . . .	6
1.2. Die Lorentzkraft in schwach leitfähigen Fluiden . . . . .	12
1.3. Aktive Strömungskontrolle mit zeitlich veränderlichem Impulseintrag . . . . .	15
1.3.1. Impulskoeffizient . . . . .	17
1.3.2. Frequenz . . . . .	17
1.3.3. Wellenform . . . . .	20
<b>2. Experimenteller Aufbau</b>	<b>23</b>
2.1. Die angestellte Platte und das NACA0015-Profil . . . . .	23
2.1.1. Die angestellte Platte . . . . .	23
2.1.2. Elektrische und magnetische Feldverteilungen . . . . .	24
2.1.3. Das NACA0015-Profil . . . . .	25
2.1.4. Stromversorgung . . . . .	27
2.2. Elektrolytströmungskanäle am Forschungszentrum Dresden-Rossendorf . . . . .	27
2.2.1. Kleiner Elektrolytströmungskanal . . . . .	29
2.2.2. Großer Elektrolytströmungskanal . . . . .	29
2.2.3. Kraftmesseinrichtung . . . . .	31
2.3. Particle Image Velocimetry . . . . .	32
2.3.1. Tracerpartikel . . . . .	35
2.3.2. Zeitabstände . . . . .	36
2.3.3. Kalibrierung . . . . .	38
<b>3. Datenanalyse</b>	<b>41</b>
3.1. Einleitung . . . . .	41
3.2. Wirbelidentifizierung mittels Waveletanalyse . . . . .	43
3.2.1. Einleitung . . . . .	43
3.2.2. Kalibrierung des Wavelets . . . . .	45

3.2.3.	Implementierung des Algorithmus und synthetische Testbilder . . . . .	49
3.3.	Proper Orthogonal Decomposition . . . . .	55
3.3.1.	Einleitung . . . . .	55
3.3.2.	Singulärwertzerlegung . . . . .	57
3.3.3.	Schnappschussmethode . . . . .	60
3.4.	Frequenzanalyse, Ausreißertest und Mittelwertbildung . . . . .	61
3.4.1.	Frequenzanalyse . . . . .	61
3.4.2.	Ausreißertest und gleitender Mittelwert . . . . .	63
3.4.3.	Phasenmittelung . . . . .	63
3.5.	Adaptive PIV Auswertung . . . . .	64
3.5.1.	Einleitung . . . . .	64
3.5.2.	Kriterien der adaptiven PIV-Auswertung . . . . .	68
3.5.2.1.	Kriterium der optimalen Verschiebung . . . . .	69
3.5.2.2.	Kriterium der 1. Ableitung der Geschwindigkeit . . . . .	70
3.5.2.3.	Validierungskriterien . . . . .	71
3.6.	Zylinderumströmung . . . . .	73
3.6.1.	Fourier Transformation . . . . .	76
3.6.2.	Phasenmittelung . . . . .	77
3.6.3.	Waveletanalyse der ablösenden Wirbelstrukturen . . . . .	79
3.6.4.	POD-Zerlegung von $\omega, u, v$ . . . . .	83
<b>4.</b>	<b>Ergebnisse der Untersuchungen an der ebenen angestellten Platte</b>	<b>89</b>
4.1.	Einfluss der Anregungsfrequenz . . . . .	90
4.2.	Einfluss des Impulskoeffizienten . . . . .	95
4.3.	Einfluss der Wellenform der Anregung . . . . .	98
4.4.	Zusammenfassung . . . . .	102
<b>5.</b>	<b>Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil</b>	<b>105</b>
5.1.	Einleitung . . . . .	105
5.2.	Ablösekontrolle bei $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	109
5.2.1.	Einfluss der Frequenz . . . . .	109
5.2.2.	Einfluss des Impulskoeffizienten . . . . .	110
5.2.3.	Einfluss der Wellenform . . . . .	113
5.3.	Kontrolle abgelöster Strömung bei $\alpha = 20^\circ$ und $22^\circ$ . . . . .	116
5.3.1.	Einfluss der Frequenz . . . . .	116
5.3.2.	Einfluss des Impulskoeffizienten . . . . .	120
5.3.3.	Einfluss der Wellenform . . . . .	125
5.4.	Zusammenfassung . . . . .	130
5.4.1.	Ablösekontrolle . . . . .	130

5.4.2. Abgelöste Strömung . . . . .	131
<b>6. Elektrochemie</b>	<b>133</b>
6.1. Einleitung . . . . .	133
6.2. Lorentzkräfte in einer zylindrischen Elektrolysezelle . . . . .	135
6.2.1. Experimenteller Aufbau . . . . .	136
6.2.2. Ergebnisse der PIV-Messungen und Rechnungen an der modifizierten Zelle . . . . .	140
6.2.3. Berechnung der Strömung in der Originalzelle mit Fluent . . . . .	142
6.2.4. Zusammenfassung . . . . .	143
6.3. Lorentzkraftgetriebene Konvektion an Millielektroden . . . . .	144
6.3.1. Experimenteller Aufbau . . . . .	144
6.3.2. Berechnungen der dreidimensionalen Strömung mit Ansys CFX . . . . .	146
6.3.3. Hintergrundschlierenmethode . . . . .	148
6.3.4. Zusammenfassung . . . . .	150
<b>7. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>153</b>
7.1. Zusammenfassung . . . . .	153
7.2. Ausblick . . . . .	156
<b>A. Anhang</b>	<b>159</b>
A.1. Wirbelstärkeberechnung . . . . .	159
A.2. Das $\lambda_2$ -Kriterium . . . . .	161
A.3. Das DEG-Kriterium . . . . .	163
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>165</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>169</b>
<b>Danksagung</b>	<b>181</b>

## Kurzfassung

Die vorwiegend experimentelle Arbeit befasst sich mit der systematischen Untersuchung von Parametervariationen bei der aktiven Strömungskontrolle mit elektromagnetischen Kräften. An einer angestellten Platte und einem NACA0015-Profil wurde die saugseitige abgelöste Strömung durch das Einbringen einer periodischen wandparallelen Lorentzkraft an der Vorderkante beeinflusst und experimentell mittels zeitaufgelöster Particle Image Velocimetry (PIV) untersucht. Dabei wurde für verschiedene Anstellwinkel und Reynoldszahlen die Frequenz der Anregung, deren Impulseintrag und der zeitliche Kraftverlauf variiert.

Die zeitaufgelöste PIV-Technik erlaubt die zeitliche und räumliche Erfassung der für die Strömungsvorgänge essentiellen Wirbelstrukturen. Die zusätzliche Synchronisierung mit dem Kraftsignal der Anregung und der Auftriebs- sowie Widerstandsmessung zeigt die direkte Abhängigkeit der aerodynamischen Beiwerte von den in der Strömung generierten Wirbelstrukturen. Zusätzlich zur Phasenmittlung wurde für die Untersuchung der Vektorfelder nach Wirbelstrukturen ein Algorithmus entwickelt, welcher auf der kontinuierlichen Waveletanalyse beruht. Durch eine Kalibrierung mit dem theoretischen Wirbelmodell eines Lamb-Oseen Wirbels können charakteristische Daten wie beispielsweise Position, Größe, Geschwindigkeit und Stärke der Wirbelstrukturen ermittelt werden. Die statistische Auswertung der Wirbelcharakteristik mittels des Waveletalgorithmus liefert einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Wirkung der Anregung auf die Strömungsform und ermöglicht somit die Wirkung bei unterschiedlichen Parametern der Anregung direkt zu evaluieren. Als weitere Methode die Daten auf wesentliche Informationen zu untersuchen dient die Orthogonalmodenzerlegung. Angewandt auf die Wirbelstärke liefert sie enstrophieoptimale Moden der Strömung. Die enstrophiereichsten Moden zeigen dabei sehr deutlich Gebiete hohen Impulsaustausches. Die experimentell gewonnenen Orthogonalmoden können zur Aufstellung eines reduzierten Modellsystems der Umströmung genutzt werden. Die Strömungskontrolle durch Lorentzkräfte kann anhand eines solchen Modells mit mathematischen Methoden optimiert werden.

Die Messgenauigkeit kann für zeitaufgelöste Daten erhöht werden, indem lokal der Bildabstand für die PIV Auswertung variiert wird. In der Arbeit werden Beiträge dazu vorgestellt. Verschiedene Optimierungskriterien zeigen hier signifikante Verbesserungen anhand synthetischer Partikelbilder. Aufgrund des hohen Rechenaufwandes bei der Auswertung wurden diese



Methoden für die Messungen jedoch nicht verwendet.

Grundlegende Unterschiede in der Wirkung der Anregung stellen sich in Abhängigkeit vom Anstellwinkel ein. Für kleine Anstellwinkel (hier  $\alpha \leq 16^\circ$ ,  $Re = 10^4 \dots 10^5$ ) kann von Ablösekontrolle gesprochen werden. Hier kann mit kleinen Impulskoeffizienten die Strömung komplett wieder angelegt werden, der Auftrieb steigt, der Widerstand sinkt. Im Bereich der Ablösekontrolle zeigt die Erhöhung des Impulskoeffizienten hinsichtlich des Auftriebes ein nichtmonotones Verhalten. Als optimal stellte sich  $c'_\mu \approx 0.2\%$  heraus. Eine starke Frequenzabhängigkeit konnte nicht beobachtet werden. Günstige Wellenformen sind Rechteckpulse, die gegenüber allen anderen Wellenformen die besten Gleitzahlen lieferten.

Für hohe Anstellwinkel (hier  $\alpha > 16^\circ$ ) kann mit kleinen Impulskoeffizienten die Strömung nicht mehr komplett angelegt werden. Hier kommt es zur dynamischen Auftriebssteigerung durch Wirbelstrukturen. Dabei zeigte sich, dass eine im zeitlichen Mittel möglichst lange Stabilisierung eines geschlossenen Rezirkulationsgebietes über der zweiten Hälfte der Profilloberfläche günstig wirkt. Die Anregung mit einem Dreiecksignal zeigte hier für höhere Impulskoeffizienten günstigere Ergebnisse gegenüber der Anregung mit einem Sinus- bzw. Rechtecksignal. Bei den Untersuchungen stellte sich weiterhin heraus, dass die optimale Frequenz der Anregung um den Auftrieb zu steigern vom Anstellwinkel des Profils abhängig ist. Sie fällt im untersuchten Parameterbereich mit der in der unbeeinflussten Strömung dominierenden Frequenz der Kraftbeiwerte zusammen und liegt im Bereich von  $F^+ = 0.7 \dots 0.4$  für  $\alpha = 16^\circ \dots 30^\circ$ . Für die Ablösekontrolle konnte der Auftriebsbeiwert um bis zu 80% für kleine Impulskoeffizienten gesteigert werden. Für hohe Anstellwinkel, also vollständig abgelöste Strömung entspricht die optimale dimensionslose Frequenz einer Strouhalzahl von  $St = 0.2$ . Hier scheint eine günstige Kopplung der saugseitigen forcierten Wirbelstrukturen mit dem Nachlauf ursächlich zu sein. Die optimale Frequenz erlaubt außerdem die Interaktion und das Verschmelzen der Wirbelstrukturen innerhalb einer Periode der Anregung über der Saugseite. Die vollständige Ablösung kann hier um bis zu  $8^\circ$  herausgezögert werden.

Strömungsmechanische Untersuchungen experimenteller und numerischer Natur wurden für eine elektrochemische Zelle und den Fall der Elektrolyse an Millielektroden unter dem Einfluss externer Magnetfelder durchgeführt. Die Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Geschwindigkeitsfelder war dabei sehr gut. Entgegen der Annahme, dass im Falle homogener Magnetfelder keine Strömungen induziert werden, konnte nachgewiesen werden, dass durch die lokale Krümmung der elektrischen Feldlinien in Elektrodennähe starke Lorentzkräfte generiert werden. Dies führt zu sehr komplexen Primär- und Sekundärströmungen. Die gleichen Effekte bewirken ebenfalls in der Nähe von Millielektroden starke Lorentzkräfte in homogenen magnetischen Feldern. Die experimentellen Beobachtungen an Millielektroden von Leventis et. al (2005), welche zum Beweis der Konzentrationsgradientenkraft herangezogen wurden, konnten alle auf das Wirken lokaler Lorentzkräfte zurückgeführt werden. Der experimentelle Nachweis der Konzentrationsgradientenkraft steht damit weiterhin aus. Zur Messung der Konzentrationen

in elektrochemischen Systemen wurde erstmals das Hintergrundschlierenverfahren angewendet. Dieses Verfahren erlaubt die Bestimmung der räumlichen Konzentrationsgradienten mit erheblich weniger messtechnischen Aufwand gegenüber spektroskopischen Methoden und der Schlierentechnik.

## *Inhaltsverzeichnis*

# 1. Einleitung

Bevor man sich mit der Strömungskontrolle einer abgelösten Tragflügelumströmung beschäftigt, ist es wert die Strömung zunächst einmal in ihrer Grundform zu betrachten. Ein Tragflügelprofil soll in den meisten Fällen Auftrieb liefern, um beispielsweise ein Flugzeug in den Himmel zu heben. Tragflügelprofile werden auch in Seiten-, Höhen- und Querrudern eingesetzt und kommen dort auch im Schiffbau vor. Dabei ist es immer das Ziel mit möglichst geringem Aufwand an Ressourcen möglichst große, definierte Steuerkräfte zu erzeugen.

Links in Abbildung 1.1 ist die von Prandtl (1956) als „gesund“ bezeichnete, vollständig angelegte Profilmströmung dargestellt. Prandtl verwendete zur Visualisierung von Strömungen Aluminiumpartikel, die er auf die freie Oberfläche der Flüssigkeit in einem von ihm entwickelten Strömungskanal gab. In diesen Kanal konnte er verschiedene Probekörper einbringen und somit die Phänomene an Tragflügeln systematisch untersuchen. Für den Fall der stationären Strömung visualisieren die Partikelbahnen der Aluminiumglitter die Stromlinien. Diese umschließen die gesamte Kontur bündig.

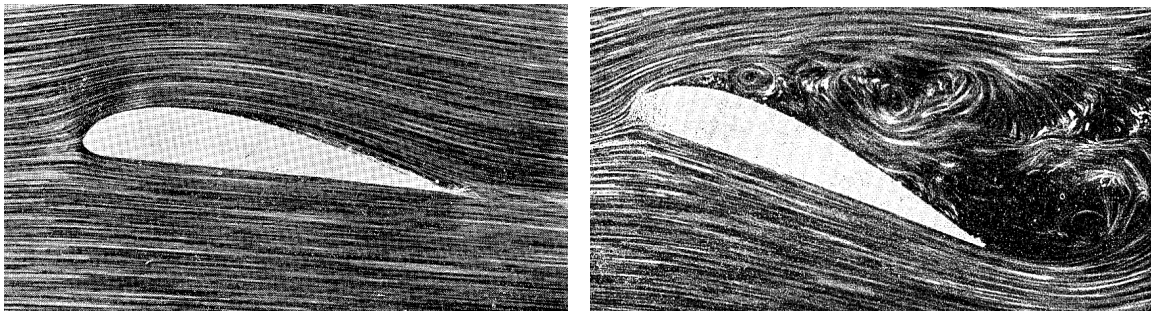


Abb. 1.1.: Gesunde Tragflügelumströmung (links) und abgelöste Strömung (rechts) nach Prandtl (1956).

Mit der Erhöhung des Winkels zwischen Profilsehne und Anströmrichtung (Anstellwinkel  $\alpha$ ) erhöht sich zunächst der Auftrieb. Durch Reibung wird allerdings die kinetische Energie der Strömung in Wärme umgewandelt und somit der Strömung entzogen. Durch die Verzögerung der Strömung, also dem positiven Druckgradienten in Strömungsrichtung kommt es ab einem kritischen Anstellwinkel zum Strömungsabriss. In Abhängigkeit von der Profilform und der Reynoldszahl entwickeln sich Rezirkulationsgebiete an der Profilkontur. Bei den in dieser

## 1. Einleitung

Arbeit behandelten Profilformen und Reynoldszahlen geschieht dies vornehmlich an der Vorderkante. Auf der rechten Seite von Abbildung 1.1 ist eine solche abgelöste Strömung dargestellt. Deutlich sind das Ablösen der Strömung an der Vorderkante und das große Rezirkulationsgebiet mit den starken Verwirbelungen über der Saugseite zu erkennen.

Um diesen in Natur und Technik unerwünschten Vorgängen zu begegnen, gibt es eine Vielzahl unterschiedlicher Ansätze. Die vorliegende Arbeit befasst sich im Hauptteil mit der Strömungskontrolle mittels elektromagnetischer Kräfte an der abgelösten Profilmströmung in elektrisch schwach leitfähigen Fluiden. Die Charakterisierung der Umströmung und eine systematische Untersuchung verschiedener Anregungsparameter stand dabei im Vordergrund der überwiegend experimentell ausgerichteten Arbeit.

Der Aufbau der Experimente in den Elektrolytströmungskanälen des Forschungszentrum Dresden–Rossendorf, insbesondere des neuen zeitaufgelösten Particle Image Velocimetry Systems (TR-PIV), wird in Kapitel 2 näher erläutert. Die neue Messtechnik erlaubt zeitaufgelöste Messungen kompletter Strömungsfelder. Die enorme Datenmenge macht jedoch den Einsatz spezieller Auswerte- und Datenanalyseverfahren notwendig.

Die Entwicklung und Anwendung geeigneter Verfahren, auf welche in Kapitel 3 eingegangen wird, war daher ein wichtiger Teil der Arbeit. Verschiedene konventionelle Ansätze (Abschnitte 3.4 und 3.5) sowie die Anwendung der Wavelet Analyse und der Karhunen-Loève oder Hauptkomponenten-Zerlegung werden in den Abschnitten 3.2 und 3.3 diskutiert. Alle Algorithmen wurden anhand einer unbeeinflussten Zylinderumströmung (Abschnitt 3.6) getestet.

In den folgenden zwei Kapiteln werden die Ergebnisse der Experimente an der ebenen angestellten Platte und dem NACA0015-Profil dargestellt. Die angestellte Platte (Kapitel 4) wurde im Vorfeld untersucht um die Datenauswertelgorithmen auf ihre Tauglichkeit hin zu überprüfen und gleichzeitig interessante Parameterbereiche zu ermitteln. Im großen Elektrolytkanal wurden dann gekoppelte PIV- und Kraftmessungen am NACA0015-Profil durchgeführt. Diese sind in Kapitel 5 beschrieben.

Die verwendeten Verfahren eignen sich ebenfalls sehr gut zur Strömungsuntersuchung an elektrochemischen Systemen. Einen kurzen Exkurs auf die Anwendung der Strömungskontrolle mit Lorentzkräften im Bereich der Elektrochemie soll Kapitel 6 geben.

Schließlich folgt eine Zusammenfassung und ein kurzer Ausblick auf zukünftige Arbeiten in Kapitel 7.

### 1.1. Die Tragflügelumströmung und Magnetohydrodynamik

Die Methoden der Strömungskontrolle werden im Allgemeinen in aktive und passive Methoden unterteilt und sind seit einiger Zeit schon Gegenstand der Forschung. Sie sollen im Folgenden kurz dargestellt werden, um die Einordnung der Arbeit zu erleichtern.

## 1.1. Die Tragflügelumströmung und Magnetohydrodynamik

Gerade im Zuge der stärker werdenden Forderung nach Energieeinsparungen bei der Fortbewegung durch ein Fluid ist es von immer größerem Interesse ungünstige Eigenschaften der Körperumströmung mit geeigneten Mitteln zu verändern. Dabei geht es zum einen um die Reduzierung des Aufwandes, um beispielsweise einen bestimmten Auftrieb zu erzielen (Widerstandsminimierung bei gleichzeitigem Beibehalten des Auftriebs), zum anderen um die Verbesserung der Leistungsfähigkeit der Komponenten (Erhöhung des Maximalauftriebes).

Die Auftriebs- und Widerstandskraft eines Profils wird üblicherweise normiert mit dem Druck der Anströmung und der Profilfläche aufgetragen. Auftriebs- und Widerstandsbeiwert berechnen sich zu:

$$c_A = \frac{F_A}{\rho/2 u_\infty^2 cs} \quad (1.1)$$

$$c_W = \frac{F_W}{\rho/2 u_\infty^2 cs}. \quad (1.2)$$

$F_A$  bezeichnet hierbei die Kraft senkrecht zur Anströmrichtung, die Kraft  $F_W$  wirkt in Anströmrichtung.  $\rho$  ist die Dichte des Fluids,  $s$  bezeichnet die Spannweite,  $c$  die Profiltiefe und die Anströmgeschwindigkeit wird mit  $u_\infty$  bezeichnet.

Wie bereits dargelegt, reißt die hier untersuchte Profilmströmung bei hohen Anstellwinkeln ab. Dadurch bildet sich ein großes Totwassergebiet auf der Saugseite. Dieses wird auch als Ablösegebiet bezeichnet und verursacht einen Einbruch im Auftrieb bei gleichzeitiger starker Widerstandserhöhung. In Abbildung 1.2 ist der an einem NACA0015-Profil im Elektrolytkanal des Forschungszentrums Dresden-Rossendorf gemessene Verlauf des Auftriebs und des Widerstands bei Erhöhung des Anstellwinkels dargestellt.

Typisch für die Auftriebspolare ist ein zunächst fast linearer Anstieg des Auftriebs für kleine Anstellwinkel. Bei  $\alpha \approx 15^\circ$  kommt es dann für das hier untersuchte Profil bei einer Reynoldszahl von  $Re = 1 \cdot 10^5$  zum Strömungsabriss. Der Auftrieb erhöht sich danach nur langsam. Es kann im weiteren Verlauf zu einem erneuten Maximum des Auftriebs kommen, da quasi ein um das Ablösegebiet aufgedickter Flügel umströmt wird (Wu u. a., 1991). Der Widerstandsbeiwert steigt gleichzeitig extrem stark von  $c_W = 0.3$  auf  $c_W = 0.5$  an.

Um der Ablösung der Strömung zu begegnen wurde eine Vielzahl unterschiedlicher Kontrollmethoden entwickelt. Man unterscheidet hier in passive und aktive Methoden. Passive Strömungskontrolle grenzt sich von aktiver dadurch ab, dass hier keine zusätzliche Energie in das System eingetragen wird. Im Gegensatz dazu muss bei aktiver Strömungskontrolle immer Energie aufgebracht werden.

Passive Methoden sind oft mit strukturellen Veränderungen am umströmten Objekt verbunden. In der Natur zählen zum Beispiel die strukturierte Haifischhaut zur Senkung des Widerstandes, die Flossenaufdickungen bei Buckelwalen oder der Daumenfittich bei Stockenten und Turmfalken zu den bekannteren Kontrollmethoden. Technisch adaptiert wurden diese Methoden beispielsweise als „Dimpel“ auf Golfbällen, Vorflügel, Klappen und Turbulatoren unterschied-

## 1. Einleitung

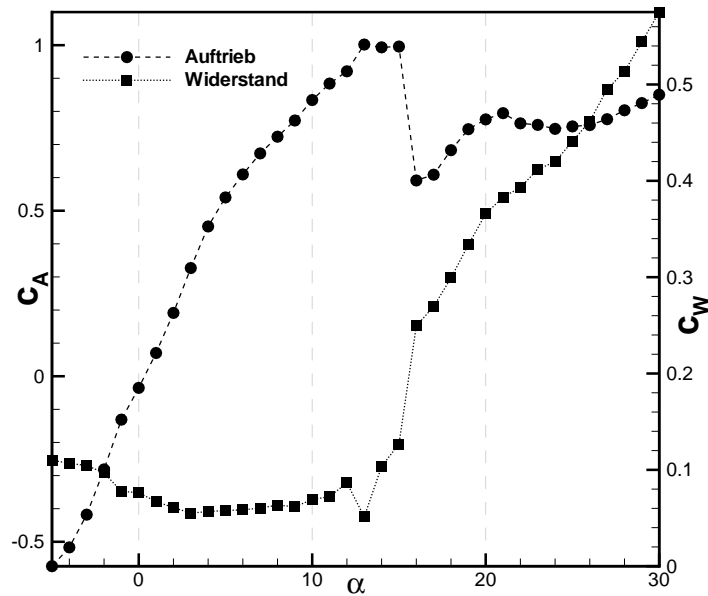


Abb. 1.2.: Auftriebspolare und Entwicklung des Widerstands über dem Anstellwinkel  $\alpha$  am NACA0015-Profil für  $Re = 1 \cdot 10^5$ .

lichster Bauart an Flugzeugen. Passive Methoden sind sehr robust, führen aber zu Einschränkungen im Design, was ihrem Einsatz, beispielsweise im Automobilbau, oft hinderlich ist (Hucho, 2005). Ein weit schwerwiegenderer Nachteil ist allerdings die Beschränkung auf einen Strömungszustand. So müssen Start- und Landeklappen beispielsweise im Reiseflug eingefahren werden, da sie sonst erheblichen Widerstand produzieren.

Der große Vorteil der aktiven Methoden ist daher deren Reaktivität. Der Kontrollmechanismus kann auf verschiedene Strömungszustände unterschiedlich reagieren. Damit müsste z.Bsp. bei Flugzeugen nur bei Start und Landung oder in Extremsituationen ein Kontrollmechanismus zugeschaltet werden. Im Reiseflug würde die Leistung des Flügelprofils nicht verändert werden. Bei aktiver Strömungskontrolle wird zusätzlich in Methoden unterteilt, bei denen das Kontrollregime von vornherein festliegt (Steuerung) und in Methoden die auf Veränderungen in der Strömung reagieren (Regelung). Viele aktive Methoden bringen zusätzlich Impuls in die Strömung ein. Aber auch die Kühlung oder Erwärmung von Wänden, um lokal die Viskosität und die dadurch hervorgerufene Reibung zu beeinflussen, zählt zur aktiven Strömungskontrolle. Die Viskosität kann bei Flüssigkeiten durch Erwärmung der Wände vermindert werden, bei Gasen verhält es sich umgekehrt und es muss gekühlt werden.

Um die an der Wand verzögerte Strömung zu beschleunigen, wurden schon früh mitbewegte Wände untersucht. Erste Experimente zu rotierenden Zylindern führte Prandtl bereits Anfang des letzten Jahrhunderts durch. Eine Übersicht zu mitbewegten Wänden findet sich bei Modi (1997).

Eine weitere Methode ist das Absaugen/Ausblasen von Fluid in der wandnahen Strömung,

## 1.1. Die Tragflügelumströmung und Magnetohydrodynamik

wie sie in der klassischen Aerodynamik häufig angewandt wird. Mit genügend großen Absauggeschwindigkeiten kann die abgelöste Strömung wieder angelegt (Attinello, 1961), oder aber auch der Auftrieb verdoppelt werden (Knight und Bamber, 1929). Absaugung ist dabei technisch eher schwieriger zu realisieren, da das maximal zur Verfügung stehende Druckgefälle durch den Maximaldruck in der Strömung festgelegt ist. Für die Anwendung bei Flugzeugen ist es technisch ebenfalls schwieriger den möglichst geringen Gegendruck aufzubauen. Beim Ausblasen besteht diese Limitierung nicht. Im Gegenteil, durch die Triebwerke steht permanent Druckluft zur Verfügung und kann der Strömungskontrolle zugeführt werden.

Die Mechanismen, welche zur Veränderung der Strömung führen, sind noch nicht für alle Aktuatoren in allen Einzelheiten verstanden. Im Allgemeinen kann man davon ausgehen, dass zum einen der Impulseintrag direkt, z.Bsp. zur Widerstandsreduzierung beiträgt, zum anderen gibt es unterschiedlichste Wechselwirkungen mit der Strömung.

Während bei der direkten Abhängigkeit gilt, je mehr Energie der Strömung zugeführt wird, desto höher ist der Kontrolleffekt, kann bei geeigneter Anfachung von Wechselwirkungen mit der Grundströmung mit wesentlich geringerem Energieaufwand die Umströmung stark verbessert werden. Dazu werden zeitabhängige Kontrollmechanismen wie periodisches Ausblasen, oder für den Fall der schwach leitfähigen Fluide, periodische Beeinflussung mit Lorentzkraften verwendet. Wagnanski (1997) konnte beispielsweise mit periodischer Anregung den gleichen mittleren Auftrieb mit einem um Größenordnungen geringerem Energieeintrag im Vergleich zu stationärer Strömungskontrolle erzielen. Während in der Aerodynamik der Impulseintrag üblicherweise an einen Massenstrom gekoppelt ist, kann dieser in elektrisch leitfähigen Flüssigkeiten durch eine Volumenkraft realisiert werden.

Diese Volumenkraft, die Lorentzkraft, kann durch Anlegen elektromagnetischer Felder direkt im Medium erzeugt werden. Hinsichtlich der benötigten Felder kann man dabei in Fluide mit sehr hohen elektrischen Leitfähigkeiten  $\sigma_e$ , wie Flüssigmetalle ( $\sigma_e \approx 10^6 \text{ Sm}^{-1}$ ) und Plasmen ( $\sigma_e \approx 10^3 \dots 10^5 \text{ Sm}^{-1}$ ) und in Fluide mit geringen Leitfähigkeiten wie Seewasser und Elektrolyte ( $\sigma_e \approx 10 \text{ Sm}^{-1}$ ) unterscheiden.

Für hohe Leitfähigkeiten entstehen durch das Anlegen externer Magnetfelder in der Strömung hohe Stromdichten. Die Lorentzkraft, welche durch das Vektorprodukt von magnetischer Flussdichte und elektrischer Stromdichte beschrieben wird, ist stark genug, um die Strömung direkt zu beeinflussen. Diese Phänomene sind Bestandteil der traditionellen Magnetohydrodynamik (MHD). Die Lorentzkraft hat dabei zum einen Einfluss auf die Strömung, zum anderen kann die Struktur der Turbulenz beeinflusst werden (Eckert, 1998). Anwendung finden diese Phänomene beim Gießen von Flüssigmetallen und der Züchtung von Halbleitereinkristallen und sind dort mittlerweile gängige Praxis (Davidson, 1999, Moffatt, 1991). Im Rahmen des Sonderforschungsbereiches SFB 609 der Technischen Universität Dresden werden hierzu am Forschungszentrum Dresden–Rossendorf umfangreiche Untersuchungen durchgeführt.

Wenn die Leitfähigkeit eher gering ist, reichen die in der Strömung induzierten Stromdich-



## 1. Einleitung

ten nicht aus um eine Lorentzkraftdichte ausreichender Stärke zu generieren. Um die Strömung dennoch beeinflussen zu können, müssen zusätzlich äußere elektrische Felder aufgeprägt werden. Die Lorentzkraftverteilung ist dadurch von der Strömung komplett entkoppelt und kann a priori aus den Feldverteilungen berechnet werden.

Erste Überlegungen zur Anwendung von Lorentzkräften in der Aerodynamik datieren auf die späten 1950er Jahre (Meyer, 1958, Resler und Sears, 1958, Rossow, 1957). Dabei ging es in den ersten Überlegungen darum den Wärmeübergang für Wiedereintrittskörper günstig zu beeinflussen. Durch starke Magnetfelder und induzierte Ströme in der ionisierten Luft um ein Wiedereintrittsobjekt sollte die Temperaturverteilung an der Flugkörperwand kontrolliert werden. Einige dieser Ansätze sind Gegenstand jüngerer Untersuchungen.

Für die schwach leitfähigen Fluide, hier im speziellen Seewasser, wurde von Rice (1961) das gleichzeitige Anlegen elektrischer und magnetischer Felder zum Antrieb verschiedener Schwimmkörper vorgeschlagen. Gailitis und Lielausis (1961) verfolgten ein ähnliches Konzept zur Stabilisierung einer Plattengrenzschicht. Henoch und Stace (1995) untersuchten die Beeinflussung einer turbulenten Grenzschicht in Salzwasser mit Lorentzkräften und Weier (2005) griff das Thema für eine laminare Plattengrenzschicht wieder auf und untersuchte erstmals experimentell erfolgreich diese Art der Strömungsbeeinflussung. Das Blasiusprofil einer ebenen Platte konnte in ein exponentielles Geschwindigkeitsprofil umgewandelt werden, die Transition kann somit verzögert werden. Aktuelle Arbeiten beschäftigen sich auch in der Aerodynamik mit Transitionsverzögerung (Grundmann und Tropea, 2007). Hier verwendet man allerdings keine Lorentzkraft- sondern Plasmaaktuatoren.

Die Untersuchungen in den folgenden Jahren beschränkten sich auf die Anwendung elektromagnetischer Felder in Seewasser für Schiffsantriebe und endeten mit dem Bau eines Prototypen in Japan (YAMAMOTO-1). Die Effizienz eines solchen Antriebes ist allerdings mehr als unbefriedigend. Um ausreichend Vortrieb zu gewährleisten, muss ein möglichst großes Fluidvolumen mit möglichst hohen Stromdichten durchsetzt werden. Dies führt zu hohen ohmschen Verlusten. Für die Kontrolle von Grenzschichten ist die energetische Effizienz allerdings von nicht ganz so großer Bedeutung. Hier muss zum einen die Lorentzkraft nur unmittelbar in Wandnähe wirken (Weier, 2005), was die ohmschen Verluste einschränkt, zum anderen ist in einigen Fällen die Änderung des Strömungszustandes das Anwendungsziel und die energetische Bilanz spielt nur eine untergeordnete Rolle. Dies ist z.Bsp. bei Hartruderlagen oder bei der Auftriebserhöhung an Stabilisierungsflossen der Fall.

In den 1990er Jahren richteten sich die Untersuchungen zur Anwendung elektromagnetischer Effekte in schwach leitfähigen Fluiden vor allem auf die Widerstandsreduzierung in turbulenten Grenzschichten. Dazu wurden in überwiegend numerischen Arbeiten wandnormale und wandparallele Kräfte in Spannweitenrichtung und Strömungsrichtung untersucht.

Unter anderem wurde die elektromagnetische Beeinflussung mit wandparallelen Kräften von Weier (2005) anhand einer ebenen Plattengrenzschicht und im stationären Fall an Zylindern

und ebenen Profilen umfassend untersucht. Dabei konnten die theoretisch vorhergesagten Geschwindigkeitsprofilformen erstmals experimentell nachgewiesen werden. Mit stationären Lorentzkräften in Strömungsrichtung konnte an einem Zylinder die Ablösung und die Kármánsche Wirbelstraße komplett unterdrückt werden. An symmetrischen Profilen konnte der Widerstand reduziert und der Auftrieb um bis zu 188% erhöht werden. Bei der Auftriebserhöhung wirken im stationären Fall zwei Mechanismen. Zum einen wird durch die saugseitige Beschleunigung die Zirkulation um das Profil erhöht, zum anderen wird durch die Unterdrückung der Ablösung der kritische Anstellwinkel, bei dem die Strömung abreißt, erhöht, wodurch der Maximalauftrieb steigt. Für die Zirkulationskontrolle hat sich gezeigt, dass der Maximalauftrieb proportional der Quadratwurzel des angelegten Impulscoeffizienten ist. Die elektrische Leistung, die für diese Art der Auftriebssteigerung nötig ist, skaliert allerdings mit der vierten Potenz der Anströmgeschwindigkeit. Dies steht dem Einsatz, vor allem an schnelllaufenden Schiffen, entgegen. Eine bessere energetische Bilanz ist von der oszillierenden Strömungskontrolle zu erwarten.

Die Experimente mit oszillierenden Kräften an Zylindern und Profilen zeigen, dass hier ebenfalls der Auftrieb gesteigert werden kann. Bei den untersuchten Reynoldszahlen kommt es zu dem weitgehend von der Frequenz unabhängigen Effekt der Transition der Grenzschicht. Die turbulente Strömung kann der Kontur besser folgen und der Auftrieb wird gesteigert. Dieser Effekt kommt an den untersuchten Profilen bei kleineren Anstellwinkeln zum Tragen ( $\alpha \leq 16^\circ$ ). Man spricht hier von Ablösekontrolle. Bei höheren Anstellwinkeln löst die Strömung immer ab. Hier kann eine Auftriebssteigerung durch ein gezieltes Wechselwirken der oszillierenden Lorentzkräfte mit der Scherschicht, bzw. dem Nachlauf erreicht werden. Diese Effekte sind nun nicht mehr frequenzunabhängig und fallen in das Gebiet der Kontrolle abgelöster Strömungen. Weiterhin hat sich gezeigt, dass bei konstantem Anstellwinkel und konstanter Frequenz ein deutlicher Knick in der Verteilung der Auftriebsbeiwerte über dem Impulscoeffizienten zu beobachten ist. Dieser Knick ist mit einem Maximum des Widerstandes verbunden. Dies könnte auf zwei unterschiedliche Wirkmechanismen zurückzuführen sein und muss intensiver untersucht werden. Der Zusammenhang der verschiedenen Parameter (Frequenz, Impulscoeffizient, Anstellwinkel, Wellenform und Reynoldszahl) bei der aktiven Strömungskontrolle ist allerdings sehr vielschichtig und wird noch nicht hinreichend genau verstanden. An dieser Stelle möchte die vorliegende Arbeit anknüpfen und zum Verständnis der Strömungsvorgänge beitragen. Die bei den Experimenten am Lorentzkraftaktor gewonnenen Ergebnisse lassen sich anschließend sehr gut auf gängige Anregungsmethoden der Aerodynamik übertragen und sind deshalb auch über das Gebiet der Magnetohydrodynamik hinaus von Interesse. Die Untersuchungen sind als direkte Fortsetzung der Arbeit von Weier (2005) zu verstehen. Aufbauend auf den Erkenntnissen zur Beeinflussung der Tragflügelumströmung wurden Untersuchungen an einer ebenen, angestellten Platte sowie einem NACA0015-Profil durchgeführt. Dabei wurde die Arbeit in zwei grundlegende Arbeitspakete untergliedert.

1. Es wurden zeitaufgelöste Messungen der saugseitigen Geschwindigkeitsfelder an einer

## 1. Einleitung

angestellten ebenen Platte und einem NACA0015-Profil in den verschiedenen Elektrolytströmungskanälen des Forschungszentrum Dresden–Rossendorf durchgeführt, um die Wirkmechanismen der Anregung zu verstehen. Dabei wurden die zeitaufgelöste Particle Image Velocimetry und Kraftmessungen eingesetzt, um die Strömung im Bereich von  $Re = 10^4 \dots 10^5$  für unterschiedliche Anregungsfrequenzen, Impulskoeffizienten und Wellenformen zu untersuchen.

2. Um ein besseres Verständnis der Strömung zu erlangen, wurden zeitaufgelöste und phasengemittelte Messwerte herangezogen. In diesen wurden kohärente Strukturen identifiziert. Dazu wurden die Karhunen-Loève-Zerlegung, Waveletanalyse und alternative Methoden verwendet. Die experimentellen Daten können außerdem als Grundlage einer numerischen Modellbildung reduzierter Ordnung dienen.

In den folgenden Abschnitten wird das Konzept des Lorentzkraftaktuators (1.2) und dessen Einsatz für die aktive Strömungskontrolle (1.3) besprochen.

### 1.2. Die Lorentzkraft in schwach leitfähigen Fluiden

Eine adiabate Strömung kann durch die Navier-Stokes Gleichungen und die Kontinuitätsgleichung (unter Angabe von Anfangs- und Randbedingungen) vollständig beschrieben werden. Für die hier betrachteten inkompressiblen Strömungen ergibt sich

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{\mathbf{F}}{\rho} \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1.4)$$

$t$  steht hier für die Zeit,  $\mathbf{u}$  bezeichnet das dreidimensionale Geschwindigkeitsfeld  $\mathbf{u} = (u, v, w)$ ,  $\rho$  die Dichte des Mediums und  $\nu$  dessen kinematische Viskosität. Auf der rechten Seite in Gleichung 1.3 taucht die Lorentzkraft als Volumenkraftdichte  $\mathbf{F}$  auf. Die Lorentzkraftdichte berechnet sich aus dem Vektorprodukt der elektrischen Stromdichte  $\mathbf{j}$  und der magnetischen Flussdichte  $\mathbf{B}$ .

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1.5)$$

Das Ohmsche Gesetz für leitfähige Flüssigkeiten lautet:

$$\mathbf{j} = \sigma_e (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (1.6)$$

$\mathbf{E}$  bezeichnet hierin die elektrische Feldstärke und  $\sigma_e$  die elektrische Leitfähigkeit des Mediums. Beide Gleichungen koppeln nun die Strömung mit dem elektromagnetischen Feld. Über das Vektorprodukt aus Geschwindigkeit und magnetischer Flußdichte ( $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ ) im Ohmschen Gesetz

## 1.2. Die Lorentzkraft in schwach leitfähigen Fluiden

(1.6) wird bei der Bewegung eines Leiters in einem Magnetfeld eine Stromdichteverteilung induziert. Die daraus resultierende Lorentzkraft bremst die Strömung. Dieser Effekt wird bei der Bewegung eines festen Leiters in einem Magnetfeld „Lenzsche Regel“ benannt.

Die magnetische Reynoldszahl  $R_m$  beschreibt nun das Verhältnis von konvektivem Transport eines Magnetfeldes durch eine Strömung zu dessen Diffusion.

$$R_m = \mu_0 \sigma_e u_\infty l \quad (1.7)$$

Hierbei steht  $u_\infty$  für die Anströmgeschwindigkeit,  $l$  für eine charakteristische Länge und  $\mu_0$  für die magnetische Permeabilität des Vakuums. Kleine magnetische Reynoldszahlen<sup>1</sup> können auch als das Verhältnis von induziertem zu aufgeprägtem Magnetfeld aufgefasst werden. Die induzierte Stromdichte kann mit dem Ohmschen Gesetz (1.6) zu  $\sigma_e u_\infty B_0$  abgeschätzt werden. Der Anteil des induzierten Magnetfeldes ergibt sich nach dem Ampèreschen Gesetz zu  $\sigma_e u_\infty B_0 \mu_0 l = R_m B_0$  (Weier, 2005). Eine Übersichtsrechnung mit  $u_\infty = 5 \text{ m/s}$ ,  $\sigma_e = 10 \text{ S/m}$  und  $l = 0.2 \text{ m}$  liefert  $R_m \approx 10^{-5}$ . Die strömungsbedingte Änderung des Magnetfeldes kann daher vernachlässigt werden.

Aufgrund der geringen elektrischen Leitfähigkeit des Fluids und der moderaten Flussdichte von Permanentmagneten ( $B_0 \sim 1 \text{ T}$ ) ist die induzierte Stromdichte  $\sigma_e u_\infty B_0$  ebenfalls klein. Um trotzdem eine Kraft zu generieren, welche groß genug ist die Strömung zu beeinflussen, muss ein elektrisches Feld  $E_0$  angelegt werden.

Je nach Anordnung der Elektroden und Magnete kann die Lorentzkraftrichtung wandnormal/wandparallel in Spannweiten- oder Strömungsrichtung eingestellt werden. Für die in dieser Arbeit verwendeten Aktuatoren wirkt die Lorentzkraft immer in Strömungsrichtung  $x$ . In Abbildung 1.3 ist der prinzipielle Aufbau des verwendeten Lorentzkraftaktuator gezeigt. Für den Fall des in  $x$ -Richtung unendlich ausgedehnten Aktuator mit streifenweiser Anordnung von Magneten und Elektroden gleicher Breite  $a$  besitzen diese nur Feldkomponenten in  $y$ - und  $z$ -Richtung.

Eine analytische Lösung zu deren Beschreibung wurde von Avilov (1998) hergeleitet. Ein Ausdruck für die über die Spannweite gemittelte Lorentzkraftdichte kann in Abhängigkeit vom Wandabstand nach Gleichung 1.8 formuliert werden.

$$F_x(y) = \frac{\pi}{8} j_0 M_0 \exp\left(-\frac{\pi}{a} y\right) \quad (1.8)$$

Für in  $y$ -Richtung unendlich ausgedehnte Magnete lässt sich die Magnetisierung als  $M_0 = 2B_0$  ausdrücken. Über die Steuerung des Stromes kann eine zeitlich veränderliche Kraft eingestellt werden. Die Stromdichte  $j_0$  ist dann zeitabhängig  $j(t)$ . Die Richtung der Lorentzkraft kann mit der Umpolung der Elektroden geändert werden.

---

<sup>1</sup>Die Einschränkung wird hier getroffen, da bei sehr großen magnetischen Reynoldszahlen das Feld vollständig mit der Strömung transportiert wird und daher der Begriff „aufgeprägt“ an sich fraglich ist (Weier, 2005).

## 1. Einleitung

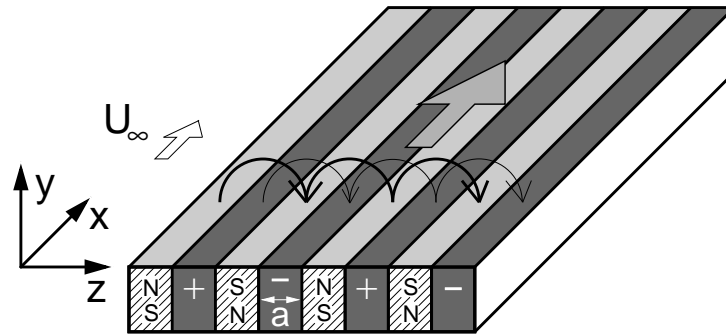


Abb. 1.3.: Aktuatorprinzip mit in Strömungsrichtung unendlich ausgedehnten Magneten und Elektroden.

Das Verhältnis von aufgeprägtem zu induziertem elektrischen Feld wird Lastfaktor  $\phi$  genannt.

$$\phi = \frac{E_0}{B_0 u_\infty} \gg 1. \quad (1.9)$$

Da die strömungsinduzierten Stromstärken vernachlässigt werden können, ist die Lorentzkraftdichteverteilung vollkommen unabhängig von der Strömung und kann a priori berechnet werden. Dass diese Überlegungen auch der praktischen Überprüfung standhalten, zeigt die numerische Strömungssimulation in einer Elektrolysezelle und deren Validierung mit dem Experiment von Cierpka u. a. (2007b). Der Lastfaktor steht gleichzeitig für das Verhältnis von elektrischer ( $\sim jE_0$ ) zu mechanischer Leistung ( $\sim jU_\infty B_0$ ). Ein großer Lastfaktor impliziert daher einen hohen Energieaufwand für die Impulserzeugung im Medium. Der Energiebedarf für die elektromagnetische Kontrolle von Strömungsablösungen ist bei der Verwendung von Permanentmagneten allein durch den Aufwand an elektrischer Energie zur Speisung der Elektroden bestimmt (Weier, 2005). Für die Widerstandsreduzierung einer turbulenten Wandgrenzschicht mittels Lorentzkraftaktuators wurden von Shatrov und Gerbeth (2007) numerische Untersuchungen zur Effizienz angestellt. Der Wirkungsgrad  $\eta$  ist dabei in erster Näherung zum Lastfaktor  $\phi$  umgekehrt proportional (Abbildung 1.4). Um eine möglichst gute Energiebilanz zwischen Aufwand und Nutzen zu erzielen, muss mit möglichst großen Magnetfeldern gearbeitet werden. Der in diesem Fall maximal erzielbare Wirkungsgrad ist mit  $\eta_{max} = 0.7$  zwar noch nicht positiv, aber dennoch deutlich höher als die in der Literatur üblicherweise mit  $\eta \approx O(10^{-4})$  angegebenen. Prinzipiell ist ein energetisch effizienter Lorentzkraftaktuators möglich. Die dafür benötigten hohen magnetischen Feldstärken sind allerdings technisch schwer zu realisieren.

Im Fall der abgelösten Profilmströmung ist es nicht einfach einen Wirkungsgrad zu definieren. Hier kann die Strömung grundlegend verändert werden. Bei einigen Anwendungen ist daher nicht die Frage nach dem Wirkungsgrad, sondern die maximale Erhöhung des Auftriebs vordergründig. Bei Nachbrennern in Flugzeugtriebwerken ist ebenfalls nicht der Wirkungsgrad ausschlaggebend, sondern allein die Tatsache, dass der Maximalschub erhöht werden kann. Dessen ungeachtet wird der Lorentzkraftaktuators mit den derzeit verfügbaren Permanentmag-

### 1.3. Aktive Strömungskontrolle mit zeitlich veränderlichem Impulseintrag

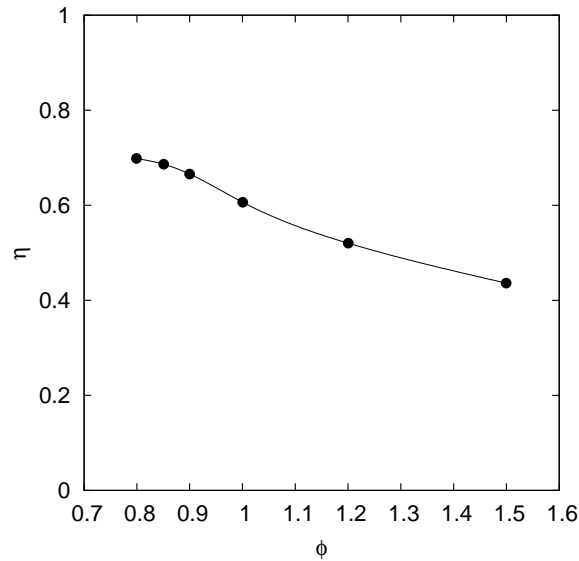


Abb. 1.4.: Energetische Effizienz über dem Lastfaktor für die Widerstandsreduzierung einer turbulenten Grenzschicht nach Shatrov und Gerbeth (2007).

neten immer eine sehr niedrige Effizienz haben. Trotz dieser niedrigen energetischen Effizienz hat der Lorentzkraftaktuator besonders für die Grundlagenforschung im Labor sehr attraktive Eigenschaften.

Im Gegensatz zu den meisten anderen Methoden zur Strömungsbeeinflussung wird hier eine Volumenkraft direkt im Fluid generiert. Die Aktuierung kommt damit vollständig ohne Massenstrom aus. Durch das Wegfallen mechanischer Komponenten wird die Frequenzantwort des Systems quasi unendlich. Mit schnellen Reaktionszeiten eignet sich der Lorentzkraftaktuator auch für eine Regelung. Nicht zuletzt ist durch die Verwendung eines Signalgenerators praktisch jeder zeitliche Kraftverlauf frei einstellbar, wodurch eine weitere Optimierung hinsichtlich der Reduzierung des Energieaufwandes möglich wird.

### 1.3. Aktive Strömungskontrolle mit zeitlich veränderlichem Impulseintrag

Nachdem im Abschnitt 1.1 die Strömungskontrolle im Allgemeinen kurz erläutert wurde, soll an dieser Stelle die aktive Strömungskontrolle mit zeitlich veränderlicher (hier im speziellen periodischer) Anregung behandelt werden. Gegenstand zahlreicher Untersuchungen ist diese Methode, da hier mit weniger Aufwand eine gleichwertige oder größere Wirkung in der Strömung erzielt werden kann als bei stationärer Anregung. Im Gegensatz zur stationären Strömungskontrolle, wo der Impulsverlust in der Grenzschicht durch die direkte Impulszufuhr ausgeglichen werden muss, treten für den Fall der abgelösten Tragflügelumströmung durch geeignete Anregung Vermischungsvorgänge zwischen der impulsreichen Außenströmung und dem impulsarmen Ablösegebiet auf. Die durch die Vermischung zusätzlich eingebrachte Energie muss

## 1. Einleitung

nicht bilanziert werden, wodurch eine größere Wirkung bei gleichem Aufwand realisiert werden kann. Wygnanski (1997) gibt an, dass bei oszillierender Anregung ein um drei Größenordnungen geringerer Impulseintrag zum gleichen Auftriebsgewinn im Vergleich zur stationären Anregung führt.

Als Grundlage der günstigen Effekte bei der periodischen Anregung gilt die Scherschicht. Eine Scherschicht entsteht, wenn zwei Fluidschichten mit unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeit ( $u_1 \leq u_2$ ), aber gleicher Strömungsrichtung aufeinander treffen. Zwischen den beiden Schichten wird sich ein Bereich starker Geschwindigkeitsgradienten ausbilden. Dieser Bereich wächst mit zunehmender Lauflänge an, wobei sich die Scherschicht ausdehnt. Im Falle der Plattenumströmung entwickelt sich eine Scherschicht zwischen dem Ablösegebiet und der freien Außenströmung. Zur Beschreibung der Scherschicht kann die normierte Geschwindigkeit oder Scherrate  $R$  und die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{u} = (u_1 + u_2)/2$  verwendet werden.

$$R = \frac{u_2 - u_1}{u_2 + u_1} \quad (1.10)$$

Eine Stabilitätsanalyse des Geschwindigkeitsprofils der Scherschicht zeigt, dass diese in einem sehr breiten Bereich empfänglich für kleine Störungen ist (Batchelor u. a., 2000). Durch diese bilden sich zunächst kleinere Kelvin-Helmholtz Wirbel, die sich weiter stromab zu großen kohärenten Strukturen vereinigen. Langsames Fluid ( $u_1$ ) wird dadurch beschleunigt und schnelles ( $u_2$ ) abgebremst. Es findet ein vertikaler Impulsaustausch zwischen den beiden Schichten statt. Die so mitgenommene Menge an Fluid (engl. Entrainment) ist dabei proportional der Lauflänge der freien Scherschicht (Ho und Huerre, 1984). Sehr eindrucksvolle Visualisierungen dieser Phänomene finden sich bereits bei Brown und Roshko (1974).

Eine freie Scherschicht ist aufgrund des Wendepunktes im Geschwindigkeitsprofil stets reibungsfrei instabil. Sie wird ab einer Scherrate von  $R = 1.31$  global instabil (Darabi und Wygnanski, 2004). Für angeregte Scherschichten ist die mitgenommene Fluidmenge  $M_e$  proportional der Scherschichtcharakteristik und der Frequenz der Anregung. Greenblatt und Wygnanski (2000a) geben für den maximalen Mitnahmeeffekt  $R \cdot F^+ = 1 \dots 1.5$  an. Für die dimensionslose Frequenz der Anregung wird hier das Verhältnis von Abstand zur Quelle der Anregung zur mittleren Geschwindigkeit definiert  $F^+ = (x - x_E)/\bar{u}$ . Auf die Wahl der dimensionslosen Frequenz für angestellte Tragflügelprofile wird in Abschnitt 1.3.2 noch näher eingegangen.

Eine zeitlich veränderliche Anregung bedeutet für den Fall der Beeinflussung mit Lorentzkraften und der Verwendung von Permanentmagneten die Nutzung von Wechselstrom. Dies hat außerdem den weiteren entscheidenden Vorteil, dass die Korrosion durch die elektrochemische Zersetzung des Wassers an den Elektroden vermindert werden kann. Dadurch wird die Standzeit des Systems erhöht. Eine ausführliche Darstellung der elektrochemischen Vorgänge an den Elektroden findet sich ebenfalls bei Weier (2005). Einzelheiten zum Aktuatordesign werden in Kapitel 2 diskutiert.

### 1.3. Aktive Strömungskontrolle mit zeitlich veränderlichem Impulseintrag

Durch die Verwendung zeitveränderlicher Lorentzkräfte ist prinzipiell eine Variation des Impulseintrages, der Frequenz des Impulseintrages und dessen zeitlichen Verlaufes (im Folgenden Wellenform) möglich.

#### 1.3.1. Impulscoeffizient

Zur Charakterisierung des Impulseintrages wird der dimensionslose effektive Impulscoeffizient  $c'_\mu$  verwendet. Dieser berechnet sich zu

$$c'_\mu = \frac{1}{2} \cdot \frac{abB_0}{\rho u_\infty^2 c} \cdot j' \quad (1.11)$$

im Gegensatz zur stationären Kontrolle wird hier der Effektivwert der Stromdichte  $j'$

$$j' = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T j(t)^2 dt} \quad (1.12)$$

verwendet.  $a$  und  $b$  bezeichnen hierbei die Länge und Breite der Elektroden bzw. Magnete,  $t$  die Zeit und  $T$  die Periodendauer der Anregung.  $B_0$  steht für die magnetische Flußdichte an der Oberfläche der Magnete. Für stationäre Kontrolle steigt der Kontrolleffekt monoton mit dem Impulscoeffizienten an.

Bei der periodischen Strömungskontrolle besonders für niedrige Reynoldszahlen und geringe Anstellwinkel kommt es bei kleinen Impulscoeffizienten zunächst zur Transition. Die turbulente Strömung neigt weniger stark zum Ablösen, wodurch der Auftrieb erhöht werden kann. Wird der Impulscoeffizient bei einer ungeeigneten Frequenz weiter erhöht, kann es dadurch sogar zu einer negativen Beeinflussung des Auftriebes kommen. Margalit u. a. (2002) beobachten dies an einem Deltaflügel bei sehr hohen Anstellwinkeln und  $F^+ = 8.2$  (basierend auf der Profiltiefe) und  $c'_\mu = 3.8\%$ .

Für die vollständig abgelöste Umströmung (hoher Anstellwinkel) und die Verwendung der richtigen Frequenz steigt der Kontrolleffekt üblicherweise monoton mit zunehmendem Impulscoeffizienten an, wobei verschiedene Anstiegsregime unterschieden werden können. Dies soll an späterer Stelle diskutiert werden.

#### 1.3.2. Frequenz

Die Frequenz der Anregung  $f_e$  wird ebenfalls entdimensionalisiert und als  $F^+$  bezeichnet.  $F^+ = f_e/f_n$ , wobei  $f_n$  eine charakteristische Bezugsfrequenz der natürlichen, unbeeinflussten Strömung ist. Die Wahl einer charakteristischen Frequenz zur Entdimensionalisierung wird in der Literatur kontrovers diskutiert, da der Wirkmechanismus noch nicht eindeutig geklärt ist. Es



## 1. Einleitung

ist außerdem sehr wahrscheinlich (und die vorliegende Arbeit kommt zu demselben Schluss), dass hier Phänomene mit unterschiedlichen Frequenzen zusammenspielen und gemeinsam betrachtet werden müssen. Ein Überblick über die am häufigsten verwendeten möglichen alternativen Frequenzen findet sich bei Mittal u. a. (2005).

Für die Tragflügelumströmung kann man grundsätzlich in Abhängigkeit vom Anstellwinkel  $\alpha$  drei Bereiche unterscheiden. In Abbildung 1.5 sind die unterschiedlichen Phänomene schematisch dargestellt.

Für die vollständig angelegte Strömung (Fall A) kommt es wie bei jeder Körperumströmung zur Ausbildung eines Nachlaufes. Dieser kann bei größeren Reynoldszahlen instabil werden, es kommt zur Wirbelbildung. Durch die Beschleunigung des Fluids auf der Saugseite (beispielsweise durch einen Lorentzkraftaktuator) und den daraus resultierenden Geschwindigkeitsgradienten an der Hinterkante des Profils kann es dazu kommen, dass der Nachlauf wesentlich eher instabil wird und die entstehenden Wirbel auf das Profil rückwirken. Die charakteristische Frequenz ergibt sich also aus der Betrachtung des Nachlaufs zu

$$f_{Wake} \sim \frac{u_\infty}{\delta_{Wake}}, \quad (1.13)$$

wobei  $\delta_{Wake}$  die Ausdehnung des Nachlaufs angibt. Für zunehmende Anstellwinkel entsteht nun an der Vorderkante des Tragflügels eine Scherschicht (Fall B). Die charakteristische Frequenz der Scherschicht ist proportional der mittleren Geschwindigkeit der Scherschicht  $\bar{u}$  und deren Impulsverlustdicke  $\delta_{2SL}$ .

$$f_{SL} \sim \frac{\bar{u}}{\delta_{2SL}} \quad (1.14)$$

Kommt es zur Ausbildung eines Ablösegebietes (Fall B,C) lässt sich mit der Länge des Ablösegebietes eine Bezugsfrequenz formulieren.

$$f_{Sep} \sim \frac{u_\infty}{L_{Sep}} \quad (1.15)$$

$L_{Sep}$  bezeichnet hierbei die Ausdehnung des Ablösegebietes entlang der Profilschne. Wenn das Ablösegebiet nicht geschlossen ist, wird für  $L_{Sep}$  der Abstand von der Hinterkante bis zum Ablösepunkt  $x_{TE}$  verwendet. Wenn das Profil Vorderkantenablösung aufweist, wird die Profiltiefe  $c$  verwendet.

Die Wahl der Bezugsfrequenz ist sicherlich auch davon abhängig, welcher Mechanismus beeinflusst werden soll. Neuere Untersuchungen (Raju u. a., 2007) haben gezeigt, dass Anregung mit Frequenzen, die der Frequenz des Ablösegebietes entsprechen, den besten Effekt im Bezug auf die Verringerung der Größe des Ablösegebietes haben. Gleichzeitig konnte die aerodynamische Qualität, die Gleitzahl  $c_A/c_W$  stark erhöht werden. Eine Anregung mit der Scherschicht-

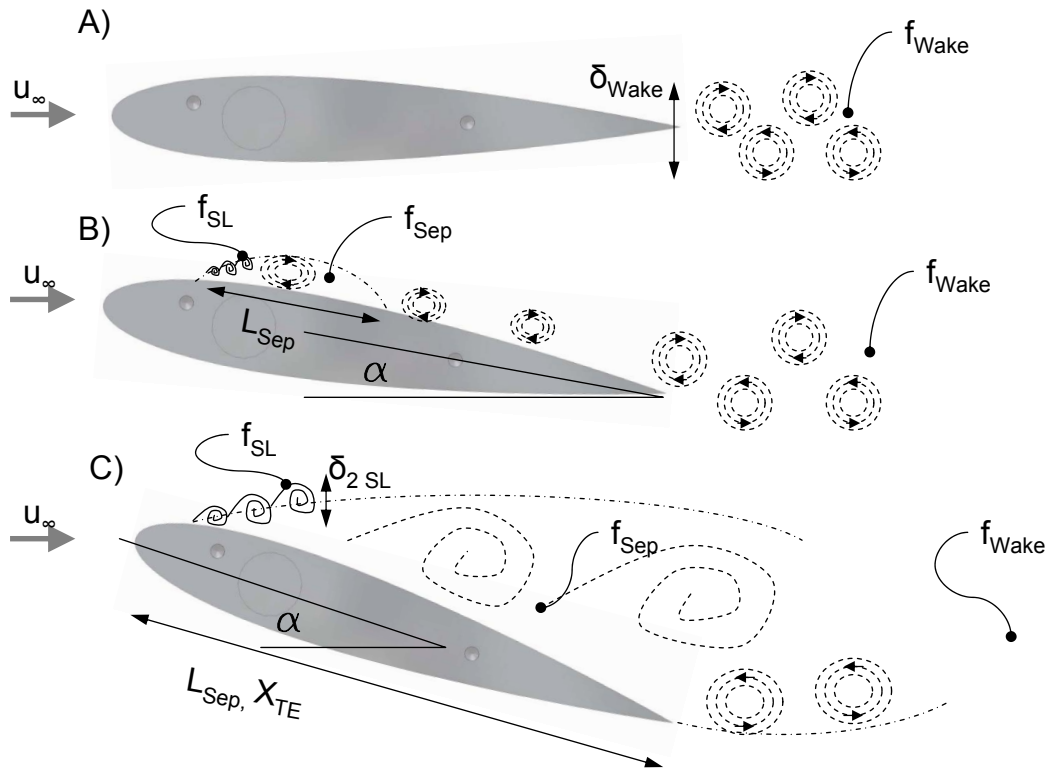


Abb. 1.5.: Schematische Darstellung möglicher Bezugsfrequenzen für die Tragflügelumströmung mit steigendem Anstellwinkel  $\alpha$ .

frequenz hatte wenig Einfluss auf das Ablösegebiet, es bildeten sich jedoch in der Scherschicht stark organisierte kohärente Strukturen, die zu einer Aufweitung derselben führten. Die Scherschicht ist darüber hinaus für ein breites Spektrum von Frequenzen empfänglich.

In den meisten Untersuchungen zur aktiven Strömungskontrolle wird die Verkleinerung des Ablösegebietes als Kontrollziel definiert und als Bezugsfrequenz die Frequenz des Ablösegebietes verwendet. Bei vollständig abgelöster Profilmströmung ist diese Frequenz am einfachsten zugänglich. Darabi und Wygnanski (2004), Greenblatt und Wygnanski (2000b), Washburn und Amitay (2004) und Weier und Gerbeth (2004), um nur einige zu nennen, kommen zu dem Schluss, dass die Anregung mit  $F^+ \sim O(1)$  am wirkungsvollsten ist. Dies kann ebenfalls daran liegen, dass die unterschiedlichen dominanten Frequenzen der Strömung in der selben Größenordnung liegen.

Für  $f_n$  wird daher auch in dieser Arbeit die Anströmgeschwindigkeit und die Länge des umströmten Profils  $c$  verwendet. Die dimensionslose Anregungsfrequenz wird damit zu

$$F^+ = \frac{f_n c}{u_\infty} \quad (1.16)$$

Als erste Übersichtsgröße ist diese Frequenz durchaus geeignet, trotzdem muss bei der Tragflügelumströmung in zwei unterschiedliche Bereiche unterschieden werden. Mit steigen-

## 1. Einleitung

dem Anstellwinkel ändert sich die Dominanz der Strömungsphänomene aus Abbildung 1.5. Diese Änderung hängt natürlich auch von der Anströmung und dem Aktuatoreinsatz selbst ab.

Mittal u. a. (2005) kommen daher zu dem Schluss, dass die Wahl der dimensionslosen Frequenz nach Gleichung 1.16 die Längenskale (hier  $c$ ) für voll abgelöste Strömungen stets überbewerten. Diese Aussage konnte an eigenen Kraftmessungen nachvollzogen werden. Entscheidend ist die „gewinnbringende“ Organisation von großen Wirbelstrukturen und deren Zusammenspiel mit den Wirbelstrukturen, welche an der Unterseite des Profils entstehen. Die Nachlauf Frequenz ist somit oft dominierend, und liegt für die hier untersuchten Anstellwinkel und Reynoldszahlen im Bereich von  $F^+ = 0.5 \dots 0.6$ .

Als wesentliches Kontrollziel wurde in der vorliegenden Arbeit die Auftriebssteigerung gesehen. Daher wurde eine Untersuchung der im Kraftsignal für den Auftrieb enthaltenen dominanten Frequenzen am NACA0015-Profil durchgeführt. Die Ergebnisse finden sich in Abschnitt 5.1.

### 1.3.3. Wellenform

Der Begriff Wellenform wird in dieser Arbeit als zeitliche Variation des Lorentzkrafteintrages über eine Periode verstanden. In Abbildung 2.4 sind die hier verwendeten Wellenformen grafisch dargestellt. Der Untersuchung des Einflusses der Wellenform hat bisher eher weniger Beachtung gegolten. Dies liegt sicherlich auch daran, dass mit anderen Aktuatoren die Variation der Wellenformen recht schwierig zu gestalten ist. Mit dem Aufkommen von Plasmaaktuatoren in der Aerodynamik wurden aber auch in diesem Bereich Untersuchungen, vor allem mit kurz gepulster Anregung, vorgenommen (Göksel u. a., 2007). Gepulste Anregung zeigte sich auch mit Piezoaktuatoren als vielversprechende Optimierung (Melton u. a., 2004). Margalit u. a. (2002) finden ebenfalls mit Piezoaktuatoren, dass Sägezahn (Rampen) und gepulste Wellenformen stationärer Anregung und Anregung mit Dreieckwellenformen überlegen sind und führen dies auf das breitere Frequenzspektrum zurück. Der Lorentzkraftaktor ermöglicht hier gegenüber den anderen Systemen die größte Freiheit, da praktisch jeder zeitliche Kraftverlauf eingestellt werden kann. Die deutlichen Unterschiede bei Wellenformvariation der Anregung mit Dreieck-, Rechteck- und Rampensignalen, sowie gepulster Anregung wurden von Cierpka (2004) und Cierpka u. a. (2007a, 2008) diskutiert. Auch zusammengesetzte Wellenformen (Rampe und Rechteck) zeigten große Veränderungen in den Geschwindigkeitsmessungen. Besonders für höhere Impulskoeffizienten kann festgestellt werden, dass durch kurze gezielte Pulse die Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbelstrukturen stark variiert. Dadurch kommt es zu einem vermehrten Vermischen und die Strömung kann im zeitlichen Mittel wieder angelegt werden. Aber auch in der klassischen Aerodynamik kann mit der Veränderung der Pulslänge die Effektivität erhöht werden. Scholz u. a. (2006) konnten bei einem Tastgrad (Zeit innerhalb einer Periode mit Kraftwirkung) von 25% eine Auftriebssteigerung von 12% im Vergleich zu stationärer Anregung erzielen.

### *1.3. Aktive Strömungskontrolle mit zeitlich veränderlichem Impulseintrag*

Als Fazit muss festgestellt werden, dass die unterschiedlichen Parameter wie Frequenz, Impulseintrag und Wellenform stark miteinander verknüpft sind. Die Wirkung verändert sich zusätzlich noch mit dem Anstellwinkel und der Reynoldszahl. Das Problem und dessen Beschreibung ist somit äußerst komplex. Diese Komplexität ermöglicht aber auch ein Zusammenspiel unterschiedlicher Wirkmechanismen in der Strömung, welche richtig verstanden und sinnbringend technisch kombiniert, die Effizienz des Systems deutlich steigern können.

Um den Parameterbereich einzugrenzen, wurden zuerst PIV-Untersuchungen an der angeordneten Platte und Kraftmessungen am NACA0015-Profil durchgeführt. Später wurden für ein NACA0015-Profil Kraft- und PIV-Messungen synchronisiert. Im Folgenden sollen nun die experimentellen Aufbauten und die Messtechnik kurz vorgestellt werden.

## *1. Einleitung*

## 2. Experimenteller Aufbau

### 2.1. Die angestellte Platte und das NACA0015-Profil

#### 2.1.1. Die angestellte Platte

Auf die Einzelheiten für den Bau der angestellten Platte soll hier nicht weiter eingegangen werden. Hier sei auf Cierpka (2004) verwiesen. Die Platte besteht aus PVC und hat eine Profiltiefe von  $c = 13$  cm, eine Dicke von  $d = 1$  cm und eine Spannweite von  $s = 14$  cm. Die Vorderkante ist abgerundet, die Hinterkante läuft ab  $x = 11$  cm spitz zu. Der große Vorteil der angestellten Platte ist die einfache Herstellung des Aktuators. Dieser ist direkt nach der abgerundeten Vorderkante (vgl. Abbildung 2.1, Bildeinschub) eingebracht und besitzt daher gerade Kanten. Die Elektroden und Magnete haben jeweils eine quadratische Grundfläche von  $5 \times 5$  mm<sup>2</sup> und sind in gleicher Zahl plan eingearbeitet. Dadurch werden abgesehen von Endeffekten nur Felder in  $y$ - und  $z$ -Richtung generiert, wodurch die resultierende Lorentzkraft lediglich eine Komponente in Strömungsrichtung besitzt.

Als Elektrodenmaterial wurde der Edelstahl X6CrNiTi1810 verwendet um die hohen Korrosionsraten des ursprünglichen X6Cr17 zu vermindern. Allerdings baut der verwendete Edelstahl durch eines seiner Legierungselemente eine dunkle Passivsschicht auf, wodurch sich der elektrische Übergang zum Fluid verändert. Für die Messung ist dies unerheblich, da der Verstärker als Stromquelle geregelt wurde. Platinelektroden sind aufgrund ihrer Korrosionsbeständigkeit am Besten geeignet. Da die Herstellung der Elektroden im Gegensatz zum NACA0015-Profil sehr einfach ist und sie leicht ausgetauscht werden können, wurde hier trotzdem der Edelstahl verwendet.

Die verwendeten Seltenerdenpermanentmagnete aus Neodymium-Eisen-Bor (NdFeB) haben eine magnetische Flussdichte, welche direkt an der Oberfläche  $B_0 = 0.35$  T beträgt. Die Zwischenräume wurden mit Epoxidharz vergossen. Das Harz wird besonders durch die verbleibenden Poren von der Lauge angegriffen und muss daher lackiert werden. Um Reflexionen des Laserlichtschnittes auf der Oberfläche zu vermeiden, wurde ein matt schwarzer Revell Modellbaulack (RAL 9005), welcher sich als erstaunlich widerstandsfähig gegenüber der Lauge zeigte, verwendet. Zur Minimierung von Einflüssen der Randumströmung wurden Endscheiben benutzt. Aufgrund der Erfahrungen aus den Laser Doppler Anemometer Messungen von

## 2. Experimenteller Aufbau

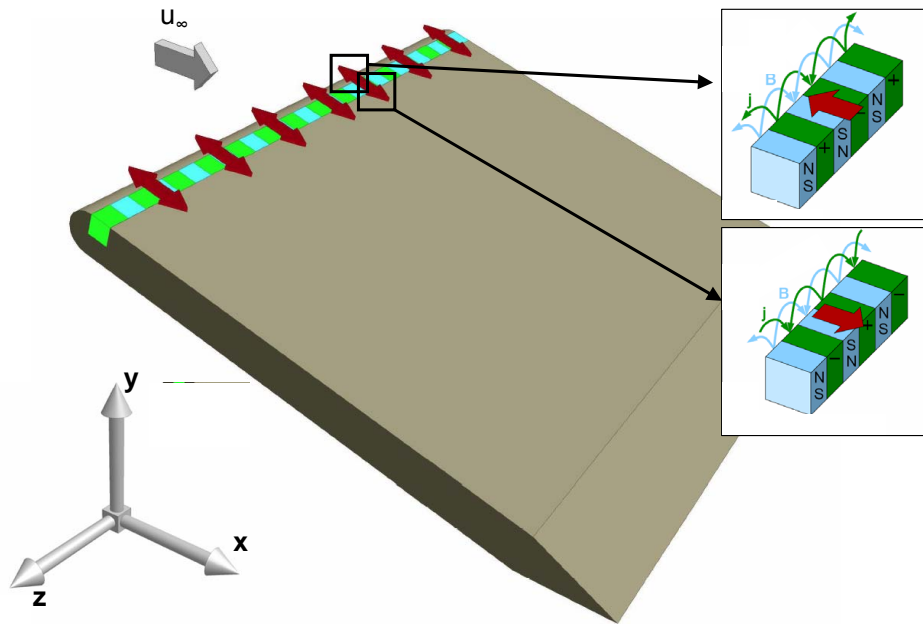


Abb. 2.1.: Angestellte Platte im kleinen Elektrolytströmungskanal und Aktuatorregion vergrößert. Wenn das elektrische Feld die Richtung ändert, ändert sich auch die Richtung der resultierenden Lorentzkraft.

Cierpka (2004) wurden diese soweit vergrößert, dass sie vom Boden der Messstrecke bis zur freien Oberfläche reichten. Die Platte im kleinen Elektrolytkanal mit verwendetem Koordinatensystem ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

### 2.1.2. Elektrische und magnetische Feldverteilungen

Aufgrund der endlichen Dimensionen der Magnete und Elektroden im Modell wird es in der Lorentzkraftverteilung Unterschiede zu der theoretisch ermittelten Verteilung für den unendlich ausgedehnten Aktuator geben (Gleichung 1.8). Für die tatsächliche Geometrie an der angestellten Platte wurden mit dem numerischen Löser für die Maxwell-Gleichungen OPERA 3d die Feldverteilungen des elektrischen und magnetischen Feldes ermittelt.

Die zweidimensionale Berechnung von Avilov (1998) und die daraus resultierende über die Spannweite gemittelte Lorentzkraftverteilung stimmen selbst für den kurzen Aktuator an der angestellten Platte in erster Näherung sehr gut überein.

$$F_L = a^2 \int_{y=0}^{2a} \frac{\pi}{8} j_0 M_0 \exp\left(-\frac{\pi}{a}y\right) dy \quad (2.1)$$

Für die Simulationen mit Opera 3d wurde ein hoch aufgelöstes unstrukturiertes Gitter verwendet. In Abbildung 2.2 ist die Lorentzkraftdichteverteilung über dem Aktuator dargestellt. Augenscheinlich sind die Inhomogenitäten an den Übergängen von den Elektroden zu den Magneten. Diese Singularitäten sind allerdings lokal sehr begrenzt. Wenn man die integral eingetra-

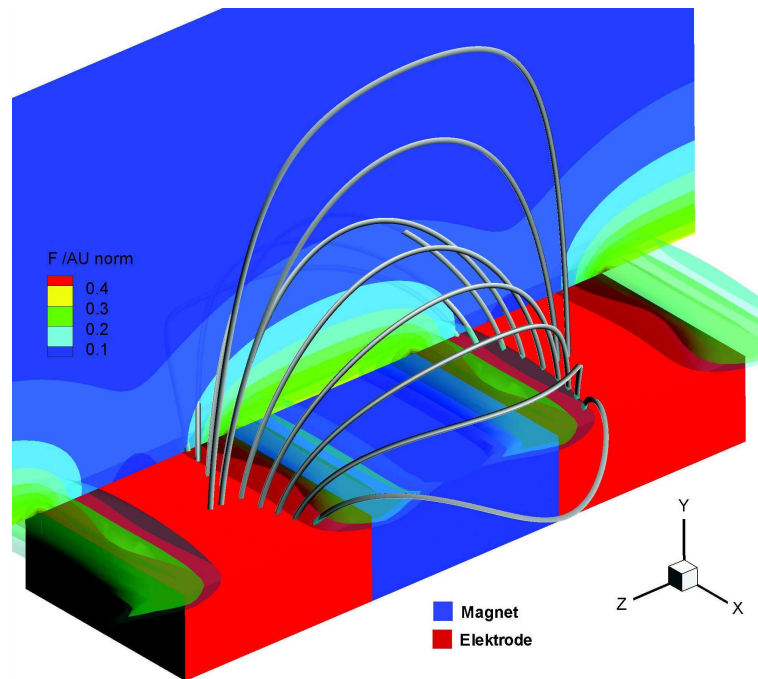


Abb. 2.2.: Lorentzkraftverteilung für den Aktuator an der angestellten Platte. Die Röhren sind ausgewählte Stromlinien des elektrischen Feldes.

genen Lorentzkraft aus der 3d Simulation mit dem Integral der von Avilov (1998) angegebenen Funktion vergleicht, ergibt sich lediglich eine Abweichung von 4%. Mit  $B_0 = 0.5M_0$  ergibt sich  $F_L = 0.961 F_{L(\text{opera})}$ . Der integral eingetragene Impuls kann daher sehr gut mit den theoretischen Abschätzungen beurteilt werden.

Eine sehr gute Übereinstimmung zwischen berechneter Strömung mit berechneter Lorentzkraftverteilung und deren experimentelle Überprüfung findet sich in Cierpka u. a. (2007b). Die Gleichungen werden also richtig gelöst und alle getroffenen Annahmen für kleine magnetische Reynoldszahlen sind zulässig.

### 2.1.3. Das NACA0015-Profil

Das NACA0015-Profil eignet sich besonders für Grundlagenuntersuchungen, weil es sich dabei um ein gängiges symmetrisches Profil handelt, für welches in der Literatur eine Vielzahl von Daten vorhanden sind. Die Profilform wird hierbei von der Summe aus einer Wurzel und einem Polynom vierten Grades beschrieben. Die Profilkontur  $s(x)$  ist in Gleichung 2.2 angegeben.

$$s(x) = \pm 0.15c \left[ a_1 \sqrt{\frac{x}{c}} + a_2 \left( \frac{x}{c} \right) + a_3 \left( \frac{x}{c} \right)^2 + a_4 \left( \frac{x}{c} \right)^3 + a_5 \left( \frac{x}{c} \right)^4 \right] \quad (2.2)$$

Die Koeffizienten sind nach Abbott und von Doenhoff (1959)  $a_1 = 1.4845$ ,  $a_2 = -0.6300$ ,  $a_3 = -1.7580$ ,  $a_4 = 1.4215$ , und  $a_5 = -0.5057$ .



## 2. Experimenteller Aufbau

Die Profiltiefe betrug  $c = 16$  cm und die maximale Profildicke demnach  $0.15c = 2.4$  cm, die Spannweite  $s = 26$  cm. Insgesamt wurden 22 Elektroden und 23 Magnete einer Breite von 5 mm verbaut. Dieses Maß wurde aufgrund numerischer Ergebnisse von Mutschke (2003) gewählt, welche zeigten, dass mit geringerer Eindringtiefe der Lorentzkraft eine Zunahme der Effektivität eintrat.

In verschiedenen experimentellen Arbeiten (Greenblatt und Wagnanski, 2000a, Hsiao u. a., 1990) als auch von Mutschke (2003) wurde die Vorderkante als optimaler Ort für den Aktuator angegeben. Der Aktuator am verwendeten Profil folgt der Profilkontur und hat die Abmessungen von  $x = 0 \dots 15$  mm auf der Profilhöhe.

Die Fertigung der Magnete folgte der von Weier (2005) vorgeschlagenen Methode. Aus einem Stück NdFeB Typ 360/95 wurden unter Beachtung der Vorzugsrichtung die Grundkörper erodiert und anschließend magnetisiert. Zum Schutz vor der Lauge wurden die einzelnen Magnetkörper vor dem Magnetisieren vernickelt.

Im Gegensatz zu den von Weier (2005) ursprünglich verwendeten Elektroden aus beschichtetem Titan, welche bei zunehmender Standzeit starke Korrosion aufwiesen, wurde als Elektrodenmaterial Platinblech verwendet. Technologisch gestaltete sich dies jedoch relativ kompliziert. Eine schematische Zeichnung des Aktuator-Designs ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Die verwendeten Platinbleche wurden auf Elektrodenkörpern aus Epoxidharz, welche in einem ersten Schritt durch Aushärten in erodierten Edelstahlformen hergestellt wurden, aufgezogen. Durch die Überlappungen an den Enden, welche später mit dem Grundkörper des Profils vergossen wurden, werden die Bleche fixiert. Der elektrische Kontakt wurde über angeschweißte Platindrähte hergestellt, welche auf zwei Kuperschienen geführt wurden.

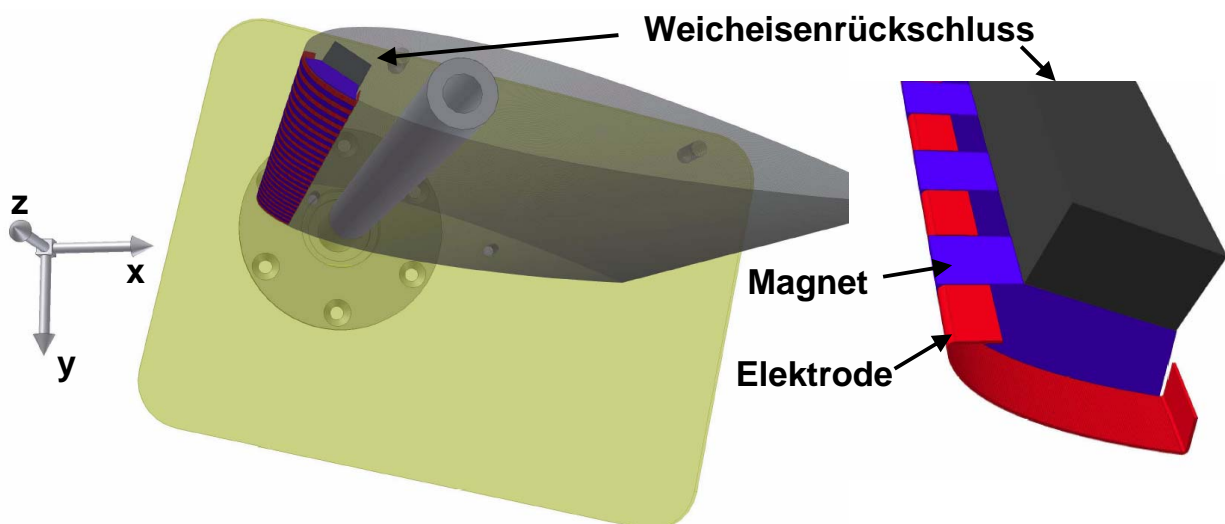


Abb. 2.3.: NACA0015-Profil mit Kanalkoordinatensystem (links) und vergrößerte Darstellung des Aktuators mit Platinblechen an der Vorderkante des Profils (rechts).

Durch die räumliche Trennung der Stromschienen von den Elektroden konnte für die Mag-

nete ein durchgängiger Weicheisenrückschluss verwendet werden, womit die mittlere magnetische Flußdichte auf der Magnetoberfläche gegenüber der angestellten Platte um 43% auf  $B_0 = 0.502 \text{ T}$  gesteigert werden konnte. Dadurch kann für die Generierung eines bestimmten Impulskoeffizienten das angelegte elektrische Feld reduziert werden, was einerseits die Standzeit, andererseits den Wirkungsgrad verbessert (Shatrov und Gerbeth, 2007).

Elektroden und Magnete wurden anschließend in eine Form gelegt und mit Epoxidharz zum gesamten Profil vergossen. Auch das NACA0015-Profil wurde matt schwarz lackiert und zusätzlich mit einer Schicht Autowachs überzogen um ein Eindringen der Lauge in die Poren des Epoxidharzes zu verhindern.

Die Endscheiben mussten gegenüber den von Weier (2005) verwendeten vergrößert werden, damit störende Kanten auf den Bildern für die Geschwindigkeitsmessungen vermieden werden konnten. Bei der Auslegung wurden die Untersuchungen von Riley (1951) herangezogen, um den Einfluss auf die hydrodynamischen Eigenschaften so gering wie möglich zu halten.

### 2.1.4. Stromversorgung

Die Speisung der Elektroden, sowohl für die angestellte Platte, als auch für das NACA0015-Profil erfolgte über einen Hochleistungsverstärker vom Typ FM 1295 der Firma FM Elektronik Berlin. Dieser Verstärker kann ein anliegendes Signal bis auf 56 A und 250 V verstärken. Die Signale für die zeitveränderliche Lorentzkraft wurden mit einem Frequenzgenerator (Agilent 33120A bzw. Agilent 33220A) erzeugt. Die Signalform konnte mit diesen Geräten beliebig programmiert werden. Zwischen Frequenzgenerator und Verstärker wurde ein Widerstand geschaltet, welcher ein Verhältnis von Eingangsspeisespannung zu Ausgangsstromstärke von  $U_S/I = 178 \text{ mV/A}$  bewirkte. Über einen Präzisionswiderstand wurde der tatsächlich über die Elektroden fließende Strom zusätzlich gemessen. Für die Steuerung ist der Maximalwert des Stromes vorzugeben, zur Berechnung des Impulseintrages wird der Effektivwert herangezogen. Der Vollständigkeit halber sind daher in Tabelle 2.1 für die verwendeten Signalformen die Effektivwerte nach Gleichung 1.12 angeführt und in Abbildung 2.4 sind die zeitlichen Verläufe der Stromdichte für verschiedene Wellenformen dargestellt. Für die gepulsten Wellenformen ergibt sich der Effektivwert natürlich in Abhängigkeit vom Tastgrad (TG), welcher als das Verhältnis von der Zeit mit wirkender Lorentzkraft  $T_L$  zur Periodendauer  $T$  definiert ist  $TG = T_L/T$ .

## 2.2. Elektrolytströmungskanäle am Forschungszentrum Dresden-Rossendorf

Für die Erzeugung der Lorentzkräfte ist ein elektrisch leitfähiges Medium notwendig. Die vorhandenen Elektrolytströmungskanäle am Forschungszentrum Dresden-Rossendorf werden daher mit 0.25 molarer Natronlauge betrieben. Die Leitfähigkeit wurde dabei auf einen Wert von

## 2. Experimenteller Aufbau

Wellenform	Effektivwert
Sinus	$j' = 1/\sqrt{2} \hat{j}$
Dreieck	$j' = 1/\sqrt{3} \hat{j}$
Rechteck	$j' = \sqrt{TG} \hat{j}$

Tabelle 2.1.: Effektivwerte für die verwendeten Signalformen.

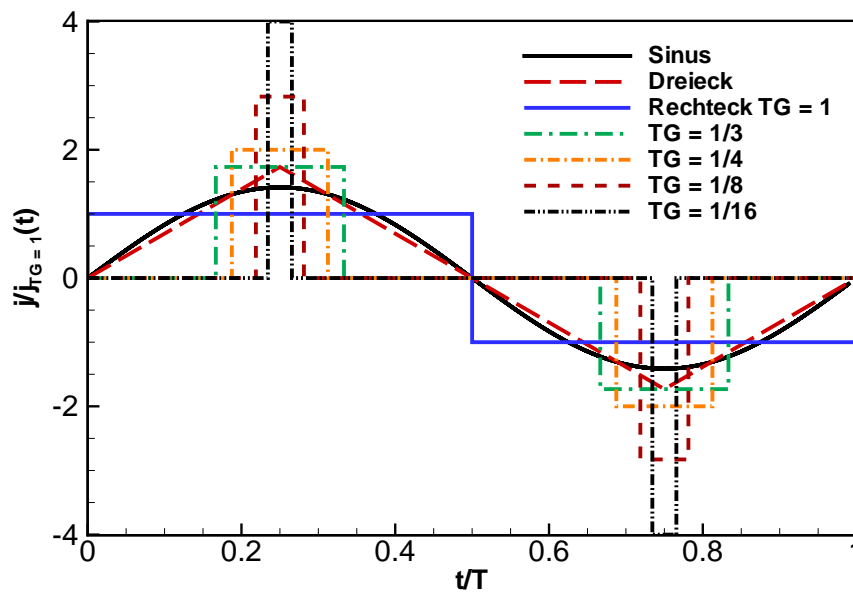


Abb. 2.4.: Zeitlicher Stromdichteverlauf für verschiedene Wellenformen (TG = Tastgrad).

$\sigma_e = 2.5 \text{ Sm}^{-1}$  eingestellt. Dies entspricht etwa der Hälfte des typischen Wertes für Seewasser. Die Verwendung von Natronlauge hat den entscheidenden Vorteil, dass im Gegensatz zur Kochsalzlösung an den Anoden kein Chlor entsteht. Das Chlor verursacht an den Anoden starke Korrosion, so dass die Standzeiten bei Wechselstrom selbst für beschichtete Elektroden sehr begrenzt sind. Dies stellte sich bei den Versuchen an der Hamburgischen Schiffsbau Versuchsanstalt (Weier, 2005) heraus. Bei Verwendung der Natronlauge entsteht an den Anoden Sauerstoff, der zwar auch korrosive Eigenschaften hat, jedoch weniger problematisch ist als Chlor. Die Ausbreitung des Chlors im Labor würde zusätzlich einen hohen arbeitsschutztechnischen Aufwand erfordern. Die ebenfalls entstehenden Mengen an Wasserstoff stellen dagegen kein Problem dar. Für eine detailliertere Analyse der Elektrodenreaktionen sei ebenfalls auf Weier (2005) verwiesen. Die Lauge ist in der verwendeten Konzentration nicht ätzend, sondern lediglich als reizend eingestuft. Sie wirkt außerdem auf den Stahl des großen Elektrolytströmungskanals passivierend.

### 2.2.1. Kleiner Elektrolytströmungskanal

Der kleine Elektrolytströmungskanal, wie in Abbildung 2.5 dargestellt, besitzt eine offene Messstrecke. Der obere Teil besteht aus Plexiglas und PVC, der untere Teil gliedert sich in Antrieb und Auffangbehälter aus Edelstahl. Angetrieben wird der Kanal durch eine Radialpumpe welche die Lauge in den oberen Bereich fördert. Durch Glasfaservliese wird die Flüssigkeit gefiltert und durch Gleichrichter werden Wirbel in der Zuströmung gedämpft. Die Natronlauge gelangt danach in eine Vorkammer, von wo sie durch eine Düse in die Messstrecke geleitet wird. Die offene Messstrecke besteht aus Plexiglas und ist somit von allen Seiten optisch zugänglich. Ihre Abmessungen betragen  $0.2 \times 0.2 \times 0.2 \text{ m}^3$ . Rückströmungen bzw. Störungen durch den Ablauf werden vermindert indem sich ein 1 m langer Kanal anschließt, dessen Ausflussöffnungen dem statischen Druckgefälle bei gefülltem Kanal angepasst sind.

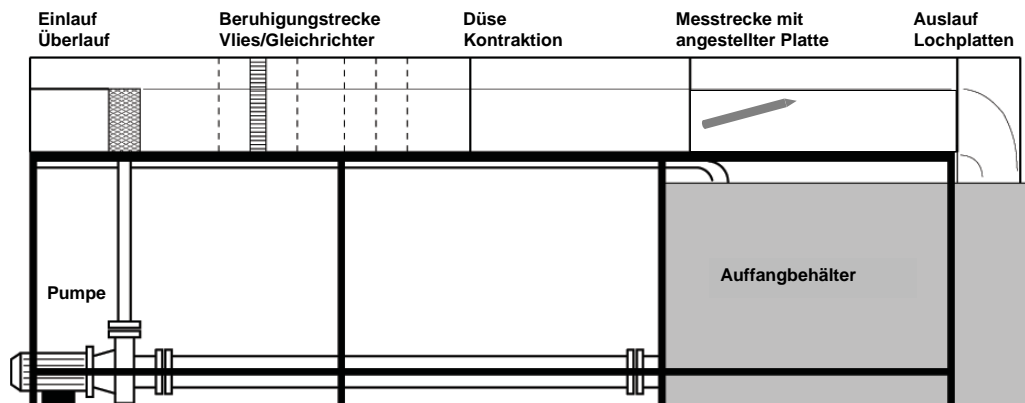


Abb. 2.5.: Schematische Darstellung des kleinen Elektrolytkanals am Forschungszentrum Dresden–Rossendorf nach Weier (2005).

Die Platte wurde unter verschiedenen Anstellwinkeln  $\alpha = 10^\circ, 13^\circ$  und  $17^\circ$  geneigt und so eingebaut, dass die Saugseite zur Kanalunterseite zeigt. An dieser Stelle soll vorweg genommen werden, dass der Laserlichtschnitt durch den Boden in die Messstrecke geführt wurde, da durch die freie Oberfläche zusätzliche Lichtbrechung und damit undefinierte Messbedingungen auftreten. Die Beobachtung mit der Kamera erfolgte von der Seite.

### 2.2.2. Großer Elektrolytströmungskanal

Der große Elektrolytströmungskanal am Forschungszentrum Dresden–Rossendorf wurde aus seewasser-festem Edelstahl (Material-Nr. 1.4571) gefertigt und ist schematisch in Abbildung 2.6 dargestellt. Der Kanal ist im wesentlichen einem Göttinger Wasserkanal nachempfunden. Angetrieben wird er von einer Axialpumpe, deren Lauf- und Leitrad aus glasfaserverstärktem Kunststoff gefertigt sind. Die Pumpe ist über einen Keilriementrieb mit einer 5:1 Untersetzung an einen 15 kW wassergekühlten Drehstrommotor angeschlossen. Ein luftgekühlter Frequen-

## 2. Experimenteller Aufbau

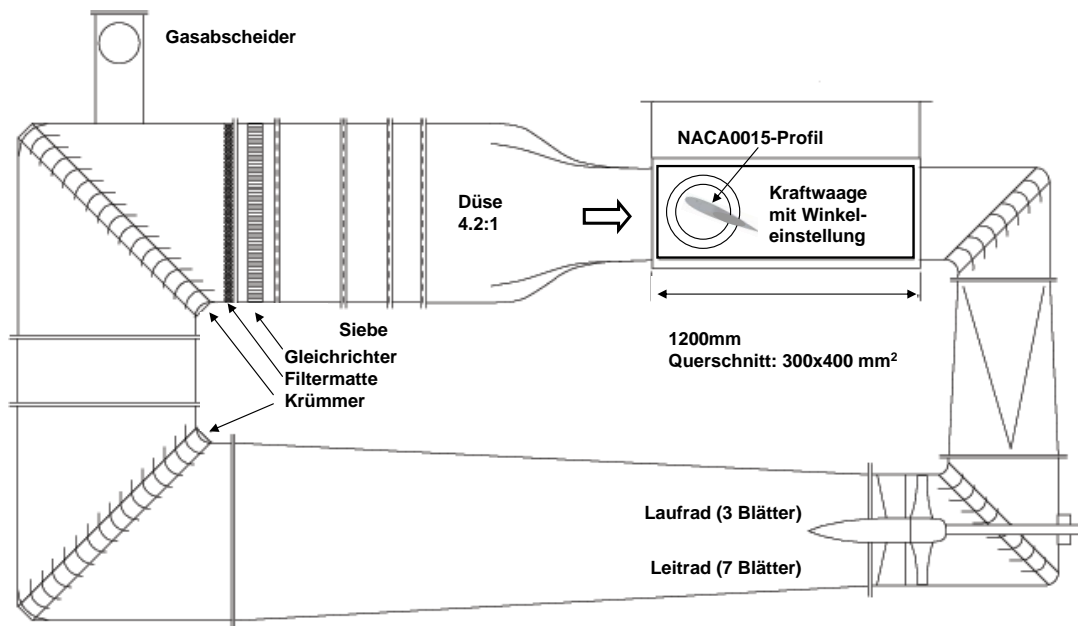


Abb. 2.6.: Schematische Darstellung des großen Elektrolytkanal am Forschungszentrum Dresden–Rossendorf nach Weier (2005).

zumrichter (UNITEC 2040, 18.5 kW) ermöglicht eine stufenlose Drehzahlregelung bis zu  $3000 \text{ min}^{-1}$ . Die Strömungsgeschwindigkeit ist von der Drehzahl linear abhängig und in Abbildung 2.7 dargestellt.

Über einen großen Diffusor ( $\varnothing = 480 \text{ mm}$ ) und zwei Krümmer mit Leitblechen wird das Fluid dann zur Düsenvorkammer ( $\varnothing = 800 \text{ mm}$ ) geführt. Dort befinden sich zwei Gleichrichter und vier Siebe abnehmender Maschenweite um die Strömung zu homogenisieren. Die anschließende Düse hat ein Kontraktionsverhältnis von 4.2:1. Mit der Düse wird gleichzeitig der Übergang von der runden Düse zum rechteckigen Querschnitt ( $300 \times 400 \text{ mm}^2$ ) der Messstrecke realisiert. Diese besteht aus in Stahlrahmen gefassten Plexiglasplatten und ist 1.2 m lang. Daran schließen sich ein Krümmer, ein Diffusor und ein erneuter Krümmer an. Durch die Plexiglasplatten ist prinzipiell der optische Zugang von den Seiten und von unten möglich. Durch die einseitig eingebaute Kraftmesseinrichtung wird dieser allerdings wieder beschränkt.

Der Druckabfall über die Düse wird über jeweils 4 Druckmessbohrungen vor und hinter der Düse mit einem Digibar II Druckaufnehmer von der Baldwin Messtechnik GmbH gemessen. Diese Ergebnisse wurden von Weier (2005) per LDA-Messungen überprüft. Der mit einer Heißfilmsonde ermittelte Turbulenzgrad lag für  $u_\infty = 0.31 \text{ ms}^{-1}$  bei  $Tu = 0.26 \%$  und steigt für  $u_\infty = 1.14 \text{ ms}^{-1}$  auf  $Tu = 0.7 \%$ .

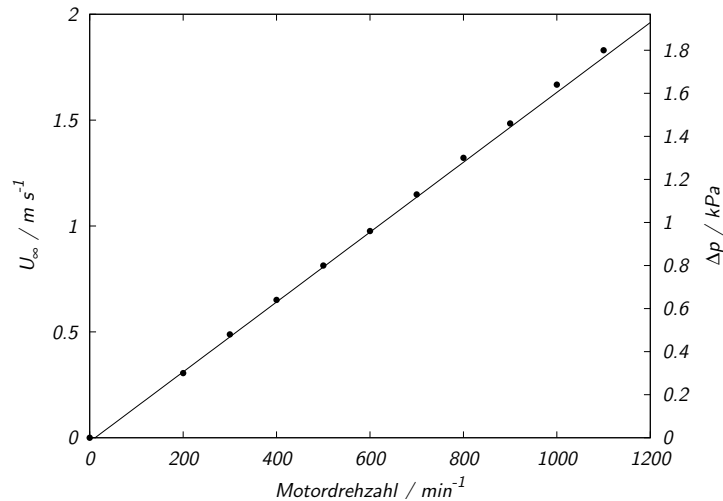


Abb. 2.7.: Kanalgeschwindigkeit und Druckabfall in der Düse über der Motordrehzahl nach Weier (2005).

### 2.2.3. Kraftmesseinrichtung

Zur Messung der auftretenden Kräfte steht am großen Elektrolytkanal eine Fünf-Komponenten Kraftmesswaage zu Verfügung. Die Waage ist starr am Profil befestigt und kann über eine Verdreheinrichtung um den Winkel  $\alpha$  bis zu  $360^\circ$  gegenüber dem Kanal verdreht werden. Die Aufhängung befindet sich nicht im Profilschwerpunkt, d.h. für jeden Winkel muss die Belastung durch das Eigengewicht ermittelt werden. Als Dichtung wurde ein Radialwellendichtring verwendet. Wenn hydromechanische Kräfte am Profil angreifen, so verformt sich der Doppelbiegebalken der Kraftmesswaage. Diese Verformungen werden über Dehnmessstreifen in elektrische Signale umgesetzt und können über den bekannten E-Modul in Kräfte umgerechnet werden. Mit der Waage lassen sich zwei Kräfte und drei Momente messen. Für die hier durchgeführten Untersuchungen waren nur die Kräfte von Interesse. Aus den Messwerten an der Waage  $F_{xw}$ ,  $F_{yw}$  lassen sich Auftrieb  $F_A$  und Widerstand  $F_W$  im Kanalkoordinatensystem durch Drehung des Waagenkoordinatensystems um den Anstellwinkel  $\alpha$  nach den Gleichungen 2.3 und 2.4 ermitteln.

$$F_A = -\sin(\alpha) K_x F_{xw} - \cos(\alpha) K_y F_{yw} \quad (2.3)$$

$$F_W = \cos(\alpha) K_x F_{xw} - \sin(\alpha) K_y F_{yw} \quad (2.4)$$

Die Kalibrierfaktoren wurden zu  $K_x = 1.0009$  und  $K_y = 1.0817$  bestimmt. In Abbildung 2.9 ist die Kalibrierkurve dargestellt. Die Widerstände der Elektronik sind leider stark temperaturabhängig. Daher wurde vor jeder Messung ein erneuter Nullabgleich bei ruhendem Kanal durchgeführt. Die Messbereichsobergrenze liegt für  $F_{xw}$  und  $F_{yw}$  bei jeweils 1 kN um Kraftmessungen

## 2. Experimenteller Aufbau

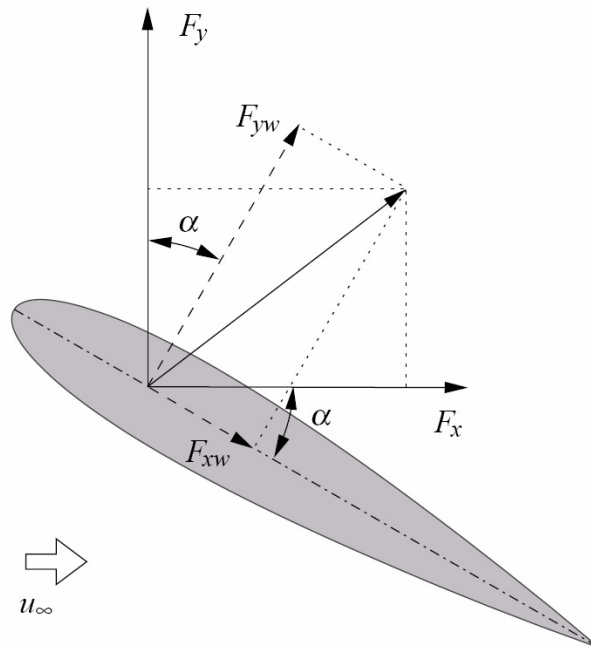


Abb. 2.8.: Profil mit Waagenkoordinatensystem (Index  $w$ ) und Kanalkoordinatensystem nach Weier (2005).

auch bei hohen Kanalgeschwindigkeiten durchführen zu können. Bei den hier untersuchten kleinen Reynoldszahlen und somit kleinen hydrodynamischen Kräften wurde die Sensitivität durch die Verwendung eines 16 bit Analog/Digital Wandlers gewährleistet.

Ein weit größeres Problem sind die elektromagnetischen Störungen, die der Frequenzumrichter des Kanals auf alle in der Nähe befindlichen elektronischen Bauteile überträgt. Die Gleichspannung zur Speisung der Brückenschaltung der Dehnmessstreifen wurde daher vom Netz getrennt und auf Batteriebetrieb umgestellt. Um die Einkopplung von Störungen in die Messkabel von der Brückenschaltung zu verhindern wurde ein Verstärker direkt an die Kraftmesswaage angebaut. Dort befindet sich auch der Analog/Digital Wandler. Die digitalen Signale werden durch Optokoppler in Lichtsignale umgewandelt, um störungsfrei übertragen werden zu können, und erst kurz vor dem Messrechner zurückgewandelt. Der Messrechner steht in einiger Entfernung zum Frequenzumrichter in einem Faradayschen Käfig. Durch diese Maßnahmen konnten die elektromagnetischen Störungen nahezu vollständig beseitigt werden. Dessen ungeachtet liegt auf den Kraftsignalen ein gewisses Rauschen, welchem bei der anschließenden Datenauswertung mit Filtern und einem Ausreißertest begegnet wurde.

### 2.3. Particle Image Velocimetry

Bei der Particle Image Velocimetry (PIV) handelt es sich um eine optische Messtechnik zur Ermittlung des zwei- oder auch dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes in einer Ebene einer Strömung. Neuere Entwicklungen ermöglichen mit der Anwendung holografischer (Hinsch

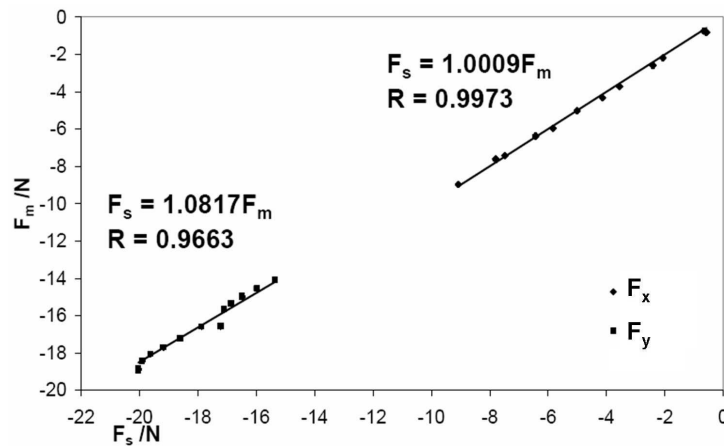


Abb. 2.9.: Kalibrierkurve für die Kraftmesswaage am großen Elektrolytkanal.

und Hinrichs, 1996) oder tomografischer (auch zeitaufgelöster) Methoden (Elsinga u. a., 2006, Schröder u. a., 2008) auch die Messung von momentanen Geschwindigkeitsfeldern aller drei Geschwindigkeitskomponenten im Raum. Damit ist ein direkter Vergleich zu Daten aus direkten numerischen Simulationen möglich (Scarano, 2008b).

Die ersten PIV-Systeme entwickelten sich aus der Laser Speckle Methode, die in der Festkörpermechanik eingesetzt wurde, um Oberflächenverformungen zu ermitteln. Dabei wurde die Verformung anhand der Verschiebung eines sogenannten Speckle Patterns gemessen. Die ersten Arbeiten gehen dabei auf Meynart (1983a,b) zurück. Bei diesen frühen Experimenten wurde noch mit chemischen Fotofilmen gearbeitet.

Mit dem Aufkommen immer schnellerer und größerer digitaler Sensoren (CCD- und später CMOS-Architektur, eine aktuelle Übersicht geben Hain u. a. (2007)) und deren immer günstigerem Preis und letztendlich auch mit der Verfügbarkeit immer leistungsfähigerer Laser setzte sich PIV schließlich als ein sehr leistungsfähiges Messprinzip für eine Vielzahl unterschiedlichster Strömungsphänomene durch. Eine der günstigen Eigenschaften der Technik für deren sehr breite Anwendung ist dabei die Robustheit der Algorithmen.

Die Untersuchung turbulenter Strömungsvorgänge und deren Verständnis steht seit jeher im Fokus strömungsmechanischer Untersuchungen. Die Hitzdrahttechnik wurde etwa ab 1930 (Comte-Bellot, 1976) von den Experimentatoren zur Messung turbulenter Geschwindigkeitsschwankungen eingesetzt und ist seither aus der Turbulenzforschung nicht mehr wegzudenken. In turbulenten Strömungen ist besonders das Auftreten sehr vieler Ereignisse unterschiedlicher zeitlicher als auch räumlicher Skalen schwer zu erfassen. Auch hier bietet die PIV-Technik entscheidende Vorteile, da sich strömungsmechanische Experimente nun nicht mehr auf einen oder wenige im Raum verteilte Punkte beschränken müssen. Durch diese Einschränkungen anderer Messtechniken wie Drucksonden, oder auch der Laser Doppler Anemometrie<sup>1</sup> konnten Strömungsvorgänge in ihrer Gänze immer nur statistisch betrachtet werden. Mit der PIV-Technik



## 2. Experimenteller Aufbau

hingegen erhält man Zugang zum Geschwindigkeitsfeld einer Strömung in einem sehr großen Gebiet zu einem bestimmten Zeitpunkt, d.h. Mehrpunktkorrelation und die Berechnung von Größen wie instantane Wirbelstärkeverteilung oder Scherung sind möglich. Dies hat stark zum grundlegenden Verständnis einiger strömungsmechanischer Phänomene beigetragen.

Eine der ersten Übersichten zum Thema Laser Velocimetry gibt Adrian (1991). Dabei sind die Grundlagen mit anderen optischen Messtechniken, wie Laser Visualisierung, Particle Tracking Velocimetry oder auch Laser Speckle Velocimetry durchaus vergleichbar. Unterschiedlich ist lediglich die räumliche Verteilungsdichte der Tracerpartikel.

Für praktische Anwendungen sei insbesondere auf das Buch von Raffel u. a. (1998) und dessen neuere Version Raffel u. a. (2007), in der auch erweiterte Auswerteverfahren wie iterative Multigrid-Verfahren und Auswertefensterdeformationstechniken (vgl. Abschnitt 3.5) beschrieben werden, verwiesen.

Für die Ermittlung eines Geschwindigkeitsfeldes werden der Strömung beim PIV-Verfahren Tracer Partikel zugesetzt. Diese Partikel sollten der Strömung nahezu schlupffrei folgen und somit die Strömung gut repräsentieren. Mittels eines gepulsten Lasers wird eine Ebene in der Strömung beleuchtet. Der so genannte Laserlichtschnitt wird durch die Auffächerung des Laserstrahls durch Zylinderlinsen erzeugt. Von der beleuchteten Partikelverteilung in dieser Ebene werden in kurzer zeitlicher Folge mit dem Abstand  $\Delta t$  zwei Bilder aufgenommen. Die Belichtungszeit der Einzelbilder kann dabei entweder durch einen Kamera Shutter gesteuert, oder durch die Länge der Laserpulse bestimmt werden. Die Umgebung sollte dabei möglichst abgedunkelt sein um zusätzliches Streulicht in den Bildern zu unterdrücken und somit das Signal- zu Rauschverhältnis zu verbessern. Diese Methode der Aufnahmetechnik wird im Englischen als Single Exposure - Double Frame bezeichnet (Raffel u. a., 1998) und wird heute am häufigsten angewendet.

Korreliert man nun die Grauwertverteilungen dieser beiden Bilder (dabei werden die zwei Aufnahmen in kleinere Bildabschnitte oder Korrelationsfenster zerlegt) so kann man eine mittlere Verschiebung der Partikel in einem Bildabschnitt ermitteln.

Die eigentliche Messgröße beim PIV Verfahren ist also nicht die Strömungsgeschwindigkeit des Fluids, sondern der Versatz  $\mathbf{x}$  der der Strömung beigefügten Tracerpartikel. Es ist damit möglich, ein zweidimensionales Vektorfeld der Geschwindigkeit zum Zeitpunkt  $t = t_1 + \Delta t/2$  zu ermitteln.

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{x}}{\Delta t} \quad (2.5)$$

Je kleiner dabei die Korrelationsfenster sind, desto größer ist die räumliche Auflösung. Verschiedene Methoden der Auswertung ermöglichen den Partikelversatz mit Genauigkeiten bis zu 0.01 Pixel (Raffel u. a., 2007), den so genannten Subpixelbereich, zu ermitteln. Die Probleme

---

<sup>1</sup>Ein räumlich auflösender LDA-Profilsensor wurde von Czarske (2001) entwickelt. Dieser Sensor kann jedoch nicht zwei gleichzeitige Ereignisse aufnehmen.

matik der Genauigkeit und Dynamik des Messverfahrens wird in Abschnitt 3.5 noch genauer behandelt. Dort werden auch entsprechende Auswertalgorithmen abgeleitet.

Im Folgenden soll nun ein ganz kurzer Überblick über die praktischen Aspekte der hier verwendeten PIV-Systeme, im Speziellen der zeitaufgelösten PIV-Technik, gegeben werden. Vollständigkeit ist dabei nicht zu erreichen und liegt auch nicht im Interesse dieser Arbeit, dennoch ist es notwendig einige wenige Besonderheiten zu erläutern, damit die Sinnfälligkeit der aufbauenden Datenauswertung, wie in Kapitel 3 beschrieben, aufgezeigt werden kann.

Trotz der großen Robustheit der Auswertalgorithmen sind einige Grundlagen zu beachten. Als einfache Faustformeln um qualitativ hochwertige Messungen zu erhalten gibt Adrian (1991) an, dass mindestens 10...20 Partikel pro Auswertefenster abgebildet werden sollten. Der Betrag des Partikelversatzes in der Lichtschnittebene sollte  $1/4$  der Kantenlänge des Korrelationsfensters (KF) nicht überschreiten und der Versatz der Partikel im rechten Winkel zum Lichtschnitt darf ebenfalls nicht größer als  $1/4$  der Lichtschnittdicke sein. Geschwindigkeitsgradienten sollten  $0.2\Delta t^{-1}$  nicht übersteigen.

### 2.3.1. Tracerpartikel

Als Tracerpartikel diene Vestosint mit einem mittleren Durchmesser von  $D_D = 21 \mu\text{m}$ . Der maximale Durchmesser wird mit  $D_P = 60 \mu\text{m}$  angegeben (Degussa AG). Die Partikel sind chemisch inert und in größeren Mengen einfach zu beschaffen. Die Partikelgröße ist optimal, um genügend große Abbildungen auf dem CMOS-Chip der Kamera zu erzeugen und Peak Locking<sup>2</sup> zu vermeiden.

Ein wichtiger Parameter bei der Tracerauswahl ist das Absinken/Aufsteigen der Partikel durch den Dichteunterschied zwischen Tracer und Fluid. Die Geschwindigkeit dieser forcierten Bewegung kann mit Gleichung 2.6 berechnet werden (Raffel u. a., 1998).

$$u_g = D_P^2 \frac{\rho_P - \rho_F}{18\mu} g, \quad (2.6)$$

wobei  $g$  die Fallbeschleunigung mit  $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$ ,  $D_P$  den Partikeldurchmesser,  $\rho_P = 1016 \text{ kgm}^{-3}$  und  $\rho_F$  die Dichte des Partikels und des Fluid<sup>3</sup> und  $\mu$  die dynamische Viskosität mit  $\mu = 10^{-3} \text{ Nsm}^{-2}$  beschreiben.

Für das Tracerfolgevermögen bei Geschwindigkeitsgradienten geben Agui und Jimenez (1987) den Zusammenhang in Gleichung 2.7 an.

$$\left(\frac{\Delta u}{u_\infty}\right)^2 = \left(\frac{\rho_P - \rho_F}{\rho_F}\right)^2 \frac{D_P^2 f}{10\nu}, \quad (2.7)$$

<sup>2</sup>Peak Locking ist die Tendenz, des durch die Korrelation errechneten Versatzes, zu ganzzahligen Pixel Werten und wird durch zu kleine Abbildungen der Tracerpartikel verursacht. Die optimale Größe der Tracerpartikel sollte auf der Abbildung ca. 2...3 Pixel sein (Raffel u. a., 2007).

## 2. Experimenteller Aufbau

wobei hier  $\nu = \mu/\rho_F$  die kinematische Viskosität des Fluids und  $f$  eine typische Strömungsfrequenz darstellt.

In Abbildung 2.10 (rechts) ist das prozentuale Verhältnis der Geschwindigkeit der dichtegetriebenen Strömung zur Anströmgeschwindigkeit dargestellt. Selbst für die größten möglichen Partikel und im Fall sehr kleiner Strömungsgeschwindigkeiten, wie sie in den elektrochemischen Zellen gemessen werden, ist der Fehler unter 0.6%. Auf der linken Seite in Abbildung 2.10 ist der Geschwindigkeitsunterschied infolge von Schlupf bei Geschwindigkeitsänderungen nach Gleichung 2.7 angegeben. Auch hier bleibt der Fehler für den Fall der großen Partikel in der Wasserströmung für bis zu 50 Hz unter 0.2%. Die auftretenden Frequenzen an der Tragfläche liegen tatsächlich im Bereich  $f \leq 10$  Hz. Für die Messungen in der Elektrochemie mit langsamen Anlaufverhalten sind die Fehler durch den Schlupf zu vernachlässigen. Vestosint kann daher als idealer Tracer für die durchgeführten Untersuchungen bezeichnet werden.

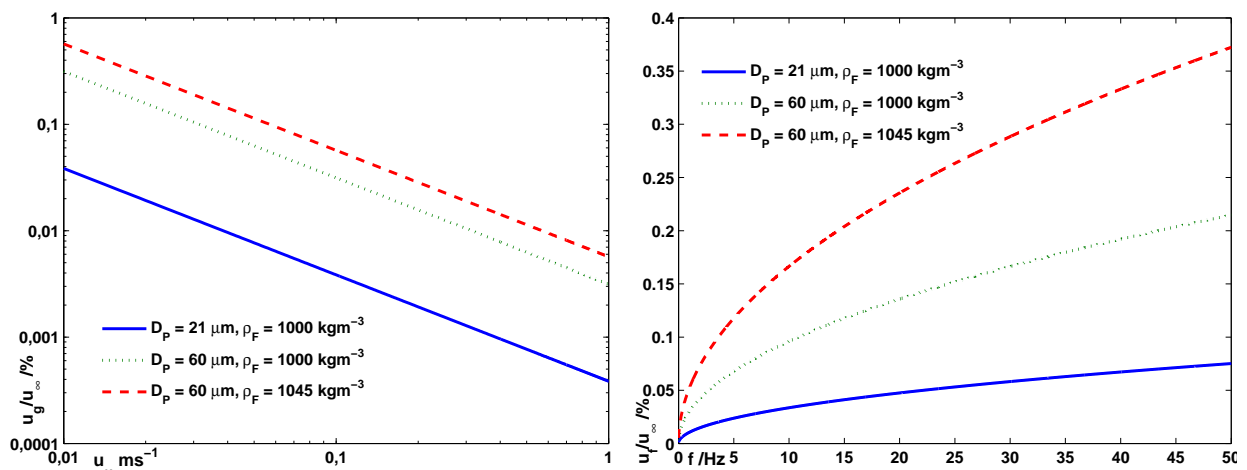


Abb. 2.10.: Verhältnis der auftriebsinduzierten Eigengeschwindigkeit der Tracerpartikel zur Anströmgeschwindigkeit in % über der Anströmgeschwindigkeit (links) und Abweichung der Partikelgeschwindigkeit infolge von Schlupf in % über der Frequenz für die verwendeten Vestosint Partikel (rechts).

### 2.3.2. Zeitabstände

Der Zeitabstand  $\Delta t$  zwischen den Einzelbildern kann nach Gleichung 2.8 abgeschätzt werden.

$$\Delta t = \frac{\Delta x_{\max}}{u_{\max}} F^{-1} \quad (2.8)$$

<sup>3</sup>Hier wird die Dichte von Wasser und 1 molarer Natronlauge als Ober- und Untergrenze verwendet. Die Dichte der 1 molaren Natronlauge mit  $\rho_F = 1043 \text{ kg/m}^3$  entspricht in etwa der 0.25 molaren Kupfersulfatlösung  $\rho_F = 1046.7 \text{ kg/m}^3$  (Fenech und Tobias, 1960), welche in den Experimenten der Elektrochemie aus Kapitel 6 Anwendung fand. Die Elektrolytströmungskanäle werden allerdings mit nur 0.25 molarer Natronlauge betrieben. Die Abschätzung kann daher als konservativ gelten. Die Viskosität ändert sich mit der Konzentration kaum.

$F$  bezeichnet hierbei die Vergrößerung (in Pixel/m) des Objektivs der Kamera und für  $u_{max}$  ist die maximal zu erwartende Geschwindigkeit einzusetzen. Wichtig ist, dass  $\Delta x_{max} = 1/4X_{KF}$ , also ein Viertel der Größe des ersten Korrelationsfensters nicht überschreitet. Prinzipiell können durch das Multigridverfahren bei gleichbleibender räumlicher Auflösung größere zeitliche Bildabstände realisiert werden, das führt jedoch dazu, dass zum einen Partikel aus der Messsebene verschwinden und somit die Signalqualität verschlechtert wird, zum anderen bewegen sich die Partikel nicht alle auf linearen Bahnen. Mit größerem zeitlichen Abstand wird also der Fehler durch die Mittelung größer.

Durch die Verwendung von schnellen Kameras und Lasern mit hohen Pulsraten bis zu mehreren Kilohertz ist es für langsame Strömungen möglich Daten so schnell aufzuzeichnen, dass die wichtigen Skalen in der Strömung aufgelöst werden können (zeitaufgelöstes PIV). Üblicherweise verwendet man dazu äquidistante Zeitabstände zwischen allen Einzelaufnahmen einer Messreihe. Dadurch können nicht nur Bildpaare zu den Zeitpunkten  $t_1, t_2$  und  $t_3, t_4$  sondern auch  $t_2, t_3$  zur Auswertung herangezogen werden. Die Datenrate entspricht somit der Pulswiederholrate des Lasers. Das Messsystem am Forschungszentrum Dresden–Rossendorf besteht aus einem NewWave Pegasus Nd:YLF Laser und einer Photron Fastcam-1024 PCI CMOS-Kamera. Mit diesem System kann bei einer Auflösung von  $1024 \times 1024$  Pixel<sup>2</sup> bei einer Messfrequenz von 1000 Hz gearbeitet werden. Für die Plattenströmung wurde bei  $Re = 10^4$  mit 60 Hz, für die Umströmung am NACA0015-Profil bei  $Re = 10^5$  mit 500 Hz Bildwiederholraten gemessen. Zusätzlich steht außerdem eine pco.2000 CCD-Kamera zur Verfügung, mit der Doppelbilder mit 7 Hz aufgenommen werden können.

Die Hochgeschwindigkeitskamera verwendet einen Speicher von 4 GB. Dieser kann bei voller Auflösung mit 3200 Einzelbildern gefüllt werden und muss dann auf eine Festplatte ausgelesen werden. Die maximale Messzeit wäre dadurch bei 500 Hz auf ca. 6 s begrenzt. Die Messzeit kann erhöht werden, wenn der auf dem Kamerachip aktive Bereich verkleinert wird, also die Bildgröße herabgesetzt wird. Für das NACA0015-Profil ergaben sich Messzeiten im Bereich von ca. 10 s bzw. 20 s bei 250 Hz und für die angestellte Platte von etwa 100 s bei 60 Hz.

In Abbildung 2.11 sind für die später beschriebenen PIV-Messungen die Anzahl der einzelnen Perioden, welche in der gesamten Messzeit aufgezeichnet werden über der dimensionslosen Frequenz dargestellt. Für  $F^+ = 1$  fallen für die angestellte Platte ca. 60 Ereignisse, für das NACA0015-Profil für  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  ca. 44 und für  $Re = 10^5$  ca. 88 unabhängige Ereignisse im Sinne des Mittelwertes in den Messzeitraum.

Für gleiche Reynoldszahlen sind die Geschwindigkeiten in der Hydromechanik für gleiche Modellabmessungen aufgrund der kleineren kinematischen Viskosität etwa eine Größenordnung kleiner als in der Aerodynamik. Gute Mittelwerte einer Messgröße kann man nur mit statistisch unabhängigen Ensembles ermitteln. Die Zeitskalen mit denen diese Ereignisse in einer Wasserströmung ablaufen sind durch die geringen Geschwindigkeiten eine Größenordnung

## 2. Experimenteller Aufbau

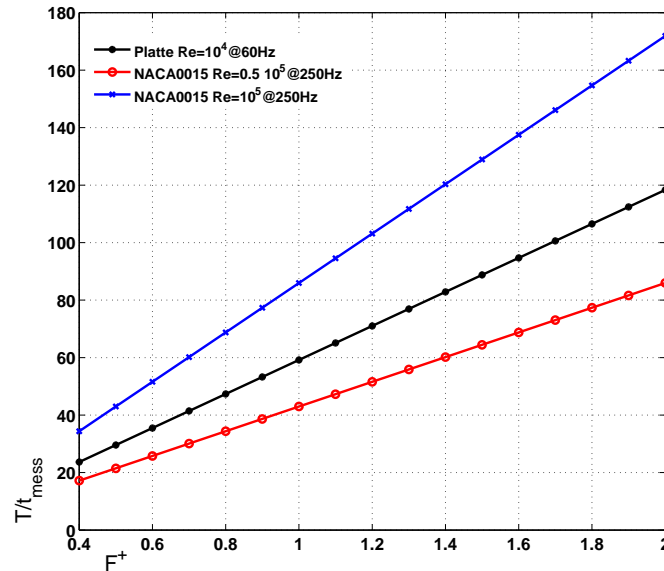


Abb. 2.11.: Anzahl der Perioden die für eine Serie innerhalb der Messzeit bei maximaler Ausnutzung des Kameraspeichers aufgezeichnet werden können.

größer als in der Aerodynamik. Für das gleiche Vertrauensintervall einer Messgröße muss also 10 mal länger in einer Wasserströmung gemessen werden. Diese Tatsache ist dem Bestreben nach der zeitlichen Auflösung der Strömung entgegenwirkend.

In der vorliegenden Arbeit liegt der Fokus allerdings ganz klar darauf, die Strömung zeitlich hoch aufzulösen um Strömungsphänomene zu verstehen und weniger auf einer statistischen Betrachtung. Auf die dominanten Zeitskalen in der jeweiligen Konfiguration soll an entsprechender Stelle nochmals hingewiesen werden.

### 2.3.3. Kalibrierung

Das Messgebiet wurde von der Seite gegenüber der Kraftmeseinrichtung beobachtet. Der Lichtschnitt wird über einen Spiegelarm von unten in den Kanal reflektiert. Die Messebene und Kamera müssen aufeinander eingestellt werden. Die Kalibrierung wurde bei stehendem Kanal durchgeführt. Dazu wurde ein Kalibrierziel gebaut welches in Abbildung 2.12 dargestellt ist. Das Ziel wird in den Kanal eingebracht und relativ zur Messstrecke und dem Profil ausgerichtet. Der Laser wird danach so justiert, dass er zwischen dem Grundkörper und den Abstandsleisten ein aufgezeichnetes Rechteck beleuchtet. Damit wird die Position des Lichtschnittes relativ zur Strömung sichergestellt. Nun wird das Kalibrierbild aufgezeichnet. Vier Abbildungen unterschiedlich ausgerichteter rechter Winkel werden mit dem Originalbild korreliert. Damit werden die Positionen der vier Ecken im Kalibrierbild automatisch ermittelt. Die Größe des Rechteckes ist bekannt und die optische Vergrößerung des Systems kann bestimmt werden. Die

Kalibrierfaktoren werden für alle Seiten des Rechteckes bestimmt. Unterschiede sind auf eine Verkippung der Kamera relativ zur Lichtschnittebene zurückzuführen und können korrigiert werden.

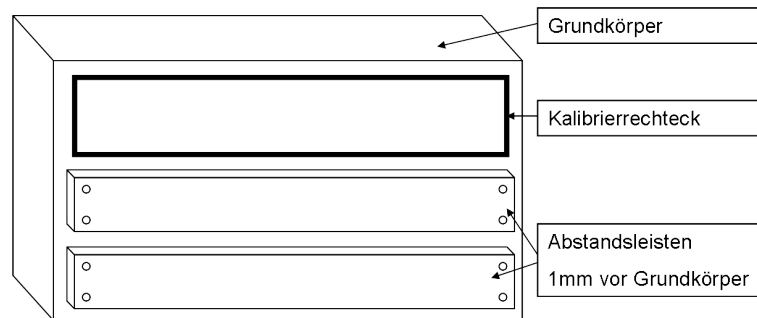


Abb. 2.12.: Verwendetes Kalibrierziel.

Für die Messungen im kleinen Elektrolytkanal wurden LDA-Messungen von Geschwindigkeitsprofilen in  $z$ -Richtung durchgeführt (Cierpka, 2004). Diese bestätigen die Zweidimensionalität der Strömung im betrachteten Parameterraum. Zusätzlich wurden für die Anregung mit sinusförmiger Wellenform PIV-Messungen in verschiedenen  $z$ -Ebenen durchgeführt. Anhand dieser Messungen konnte nachgewiesen werden, dass sich die Wirbelstrukturen in gleicher Art über die gesamte Spannweite bilden. Um trotzdem den Einfluss der Endscheiben zu minimieren wurde die Messebene stets in die Kanalmitte gelegt.

Durch die Anwendung der PIV-Technik wird eine Vielzahl von Daten aufgezeichnet. Die weitere Datenauswertung, Komprimierung und deren Untersuchung auf relevante Informationen ist daher von essentieller Bedeutung. Die hier angewendeten Strategien und Algorithmen sollen im folgenden dargestellt werden.

## *2. Experimenteller Aufbau*

## 3. Datenanalyse

### 3.1. Einleitung

In dem vorliegenden Kapitel sollen die Werkzeuge zur Datenanalyse der gemessenen Geschwindigkeitsfelder beschrieben werden. Für die Charakterisierung von Strömungsphänomenen wurden zwei in jüngerer Vergangenheit häufig für Wirbelstrukturen verwendete Methoden (Bonnet u. a., 1998) für den Fall der hier untersuchten Profilmströmung adaptiert. Dabei handelt es sich zum einen um die kontinuierliche Waveletanalyse und zum anderen um die Proper Orthogonal Decomposition (POD), welche der Hauptkomponentenzerlegung oder Singulärwertzerlegung sehr ähnlich ist.

Ein gewisses Maß an Signalrauschen kann bei den zeitaufgelösten PIV-Messungen nicht vermieden werden. Daher sollen die verwendeten Mittelungsverfahren und Schemata zur numerischen Berechnung der verschiedenen Strömungsgrößen aus den Primärgrößen kurz diskutiert werden. Ein Verfahren zur Erhöhung des Dynamikbereiches und der Messgenauigkeit der zeitaufgelösten PIV-Messungen mittels fortgeschrittener adaptiver Datenauswerteverfahren soll außerdem vorgestellt werden. Im Anschluss daran sollen die Verfahren zur Datenauswertung am Beispiel der Umströmung eines Zylinders dargelegt werden.

- Die kontinuierliche Waveletanalyse

Das Ziel der kontinuierlichen Waveletanalyse ist es, Wirbelstrukturen im Geschwindigkeitsfeld zu detektieren. Dabei ist die Position des Wirbels von primärem Interesse. Darüber hinaus ist es möglich charakteristische Größen der Wirbelstrukturen automatisch zu ermitteln. So wird

- die Position  $(x_K, y_K)$ ,
- der Durchmesser  $(D_K)$ ,
- die Fläche  $(A_K)$ ,
- die Zirkulation  $(\gamma_K)$ ,
- die Wirbelstärke  $(\omega_K)$ ,
- und die Enstrophie  $(\omega_K^2)$

des Wirbelkerns automatisch bestimmt. Da der Algorithmus in der Programmiersprache C implementiert wurde, arbeitet er sehr schnell und ist für die Analyse von großen Datenmengen



### 3. Datenanalyse

geeignet. Durch eine adaptive Anpassung an die jeweils vorhandenen Strukturen besitzt er außerdem einen sehr hohen Dynamikbereich und eine hohe Genauigkeit. Die Anwendung auf komplette Zeitserien ermöglicht eine statistische Betrachtung der analysierten Strukturen.

- Proper Orthogonal Decomposition (POD)

Die POD ist eine Möglichkeit ein Feld von Daten zu zerlegen. Dabei wird eine Repräsentation des Strömungsfeldes gesucht, bei der bildlich gesprochen die meisten Vektoren möglichst parallel zu den einzelnen Zeitaufnahmen sind, d.h. es werden Strukturen hervorgehoben, welche die Strömung im energetischen Sinn am besten repräsentieren. Mathematisch kann gezeigt werden, dass die extrahierten Strömungsmoden die meiste Energie für den Fall der Zerlegung des Geschwindigkeitsfeldes und die meiste Enstrophie für die Zerlegung der Wirbelstärke enthalten. Sie sind statistisch signifikant für den untersuchten Prozess. Das Verfahren hat daher eine Art Filter- bzw. Wichtungsfunktion und erlaubt es, die für den Vorgang entscheidenden Ereignisse vom Hintergrundrauschen oder weniger energiereichen Ereignissen zu trennen. Eine Rekonstruktion der Strömung bzw. die Erstellung eines reduzierten Modells zur Berechnung der Strömung sind mit den so gewonnenen Daten ebenfalls möglich. Dies war Gegenstand einer Diplomarbeit (Voigt, 2008).

- Frequenzanalyse

Die Messungen erfolgen mit einer hohen zeitlichen Auflösung. Dadurch kann man auf die gewonnenen Daten für jeden Messpunkt  $u(t_{0...m}, x, y)$  eine Fourieranalyse anwenden. Der Vorteil der hier vorliegenden PIV-Messungen besteht darin, dass durch die ebenfalls vorhandene hohe räumliche Auflösung qualitativ zu erkennen ist, welche Frequenzen in welchem Gebiet dominieren, d.h. welche Wellenzahlen, also Wirbelgrößen dominant sind. Die Abhängigkeit der Parameter der Anregung auf den Wirkungsbereich kann somit untersucht werden. Durch die Fourieranalyse der Daten ist es allerdings nicht möglich einzelne Strukturen zu identifizieren und deren Eigenschaften zu extrahieren. Dieser Nachteil kann durch die Waveletanalyse aufgehoben werden.

- Ausreißertest und Mittelwertbildung

Um das Signalrauschen in den Datensätzen aus den Kraftmessungen zu unterdrücken wurden verschiedene Mittelungsverfahren angewendet. Zum einen kann ein gleitender Mittelwert einer bestimmten Mittelungsbreite berechnet werden. Zum anderen hat sich für die hier untersuchten Vorgänge auch in vergangenen Untersuchungen gezeigt, dass vor allem die Phasenmittelung ein adäquates Mittel zur besseren Datenauswertung ist. Dabei wird allerdings a priori eine Information über die dominanten Frequenzen (hier die Anregungsfrequenz  $f_e$ ) auf die Datenauswertung angewendet, was zu einer Unterdrückung von Vorgängen mit anderen Zeitkonstanten führt. Die

Phasenmittelung kann daher ein grobes Bild der Strömung vermitteln, jedoch nicht alle Nuancen widerspiegeln.

Da es bei den Kraftmessungen durch den elektromagnetischen Störeinfluss des Frequenzumrichters zu Ausreißern innerhalb der Kraftmessung kam, musste vor der weiteren Datenverarbeitung ein Ausreißertest angewandt werden, um diese Ereignisse zu filtern.

- Adaptive PIV-Auswertung

Um die Dynamik des Verfahrens zu erhöhen und zusätzlich den Rauscheinfluss zu vermindern, gibt es für zeitaufgelöste Messungen die Möglichkeit die Schrittweite für die Kreuzkorrelation lokal hinsichtlich eines bestimmten Kriteriums zu optimieren. Für hohe Geschwindigkeiten werden kurze Zeitabstände, für niedrige Geschwindigkeiten längere Zeitabstände gewählt. Dazu wurde ein zusätzliches Verfahren bei der Evaluierung des Pixelversatzes angewendet, wobei innerhalb des Messbereiches je nach ermittelter Geschwindigkeit und deren Validierungsparametern Werte unterschiedlicher Zeitpunkte der Messung verwendet werden. Dieses Verfahren wurde unter anderem von Pereira u. a. (2004) und Hain und Kähler (2007) vorgestellt und verspricht eine Erweiterung des Dynamikbereiches der Messung sowie eine Fehlerminimierung. Der Rechenaufwand steigt dabei allerdings erheblich an. Der am Forschungszentrum Dresden-Rossendorf im Rahmen einer Studienarbeit (Klotz, 2006) entwickelte Algorithmus soll kurz dargestellt werden.

## 3.2. Wirbelidentifizierung mittels Waveletanalyse

### 3.2.1. Einleitung

In der Signalanalyse ist es häufig von Vorteil ein Signal anhand bestimmter bekannter und einfach zu beschreibender Basisfunktionen darzustellen. Für die Fourieranalyse sind diese Basisfunktionen die Sinus- und Kosinusfunktion, welche es erlauben ein Signal im Frequenzraum darzustellen. Der entscheidende Nachteil der Fourieranalyse entsteht dadurch, dass die Basisfunktionen nicht auf ein bestimmtes Gebiet begrenzt, sondern unendlich ausgedehnt sind. Dadurch können keine Aussagen über den Ort des Auftretens einzelner Frequenzen gemacht werden. Anschaulicher, bei der Zerlegung eines Musikstückes mittels Fourieranalyse können Aussagen über die gespielten Noten (Frequenzen) aber nicht über den Zeitpunkt des Anspielens gemacht werden.

Diesen Nachteil kann man durch die sogenannte Short-Time-Fourier-Transformation (STFT) ausgleichen. Dabei wird immer nur ein begrenzter Teil eines Signals betrachtet, indem man das Signal mit einer Fensterfunktion multipliziert, welche in einem gewissen Bereich positive Werte kleiner eins annimmt und für die übrige Dauer des Signals Null ist (Veynante, 2008). Danach wird auf den so verkürzten Signalausschnitt eine normale Fouriertransformation angewendet.

### 3. Datenanalyse

Bei kleinerem Fenster ergibt sich eine hohe Ortsauflösung bei gleichzeitig verringerter Frequenzauflösung (die Wellenlängen niedriger Frequenzen sind zu groß für das gewählte Fenster) und bei großen Beobachtungsfenstern eine hohe Frequenzauflösung bei gleichzeitiger verringerter Ortsauflösung. Zusätzlich muss die Fouriertransformation der Fensterfunktion selbst mit berücksichtigt werden. Eine geeignete und sorgfältige Wahl der Fensterfunktion ist daher unerlässlich.

Diese Nachteile kann die Wavelettransformation durch die Eigenschaften der Basisfunktionen (Mutterwavelets) ausgleichen. Die verwendeten Funktionen besitzen variable Größe (Skalen) bei gleich bleibender Schwingungszahl. Im Gegensatz zur STFT werden also nicht weniger Schwingungen für ein kleineres Fenster verwendet, sondern die Basisfunktion bei gleichbleibender Schwingungszahl gestaucht bzw. gedehnt. Mit den gestauchten Anteilen der Waveletanalyse sind daher viele Details darstellbar, mit größer werdenden Skalen ein grobes Abbild des Signals. Diese Eigenschaft führt auch zu der Bezeichnung der Waveletanalyse als „mathematisches Mikroskop“. Mit immer kleiner werdenden Skalen werden immer mehr hochfrequente Details des Signals sichtbar. Die Basiswaveletfunktionen sind lokale Funktionen die gegen Unendlich schnell abklingen. Man spricht von einem kompakten Träger.

Die Waveletanalyse kann man sich als eine Überlagerung des Signals mit den verschobenen und skalierten Basisfunktionen vorstellen. Als Ergebnis erhält man daher eine Verteilung von Koeffizienten, die beschreiben in welcher Weise die Basisfunktionen zu wichten sind, um das Ausgangssignal zu rekonstruieren. Bei geeigneter Wahl des Mutterwavelets für die Wirbelidentifizierung ist nicht nur eine Lokalisierung möglich, sondern ebenso eine Darstellung von Koordinatenrichtungsabhängigkeiten (d.h. Verdrehung oder Deformation von Strukturen). Für die hier vorliegende Untersuchung wurde allerdings ein axialsymmetrisches Mutterwavelet verwendet womit eine Darstellung des Winkels nicht mehr gegeben ist.

Die Waveletanalyse kann in kontinuierliche und diskrete Waveletzerlegung unterteilt werden. Für die Signalanalyse wird im Allgemeinen die kontinuierliche Waveletanalyse herangezogen, wogegen zur Bildkompression die diskrete Waveletanalyse das geeignete Werkzeug ist. Bei der diskreten Waveletanalyse sind die einzelnen Wavelets orthogonal zueinander und als Skalierungsparameter  $l$  werden nur ganze Zahlen zugelassen. Aus einer begrenzten Anzahl von Koeffizienten kann das Ursprungssignal wieder errechnet werden. Die kontinuierliche Wavelettransformation ist dagegen hochgradig redundant. Der Rechenaufwand ist daher sehr viel höher, weshalb die kontinuierliche Waveletanalyse nicht für die Bildkomprimierung eingesetzt wird.

Der Name Wavelet ist eine Übertragung ins Englische und geht auf das französische „ondelette“, was kleine Welle bedeutet, und die wesentlichen Eigenschaften der Verwendungen wellenartiger und räumlich begrenzter Funktionen widerspiegelt, zurück. Ihren Ursprung findet die Waveletanalyse in den 1980er Jahren mit der Arbeit von Grossmann und Morlet (1984), die geologische Daten aufarbeiteten und dabei die kontinuierliche Wavelettransformation ent-

wickelten.

Die Waveletanalyse ist eine elegante mathematische Methode, welche es im Gegensatz zur Fourieranalyse erlaubt ein Signal nicht nur im Frequenzraum darzustellen, sondern durch den lokalen Charakter der Basisfunktionen (Waveletfamilie) in Raum und Frequenz zu zerlegen. Dabei müssen verschiedene mathematische Eigenschaften der Basisfunktionen beachtet werden.

Eine erste und sehr übersichtliche Einleitung zum Thema Waveletanalyse gibt Farge (1992), auf dieser Darstellung und den Arbeiten von Schram (2002, 2003) und Schram und Riethmuller (2001), beruhen die folgenden Ausführungen. Eine Herleitung unter mathematischen Gesichtspunkten war nicht das Ziel, daher wird lediglich die praktische Implementierung und Adaption auf den konkreten Fall der Wirbelidentifizierung dargestellt.

### 3.2.2. Kalibrierung des Wavelets

Die Wavelettransformation eines beliebigen Signals ( $\Psi_{l\mathbf{x}'}|f$ ) lässt sich als die Faltung des Signals  $f(\mathbf{x})$  mit der Waveletfamilie  $\Psi_{l\mathbf{x}'}$  aufschreiben.

$$\langle \Psi_{l\mathbf{x}'}|f \rangle = \int_{R^n} f(\mathbf{x}) \Psi_{l\mathbf{x}'}^*(\mathbf{x}) d^n \mathbf{x} \quad (3.1)$$

$\Psi^*$  ist hierbei die komplex konjugierte von  $\Psi$ ,  $\mathbf{x}'$  beschreibt die Position (auch Verschiebungsparameter) und  $l$  die Größe (Skalenparameter) des Wavelets.

Das Ziel der Waveletanalyse ist, in den Geschwindigkeitsdaten Wirbel zu extrahieren. Dazu wird die Wavelettransformation auf die Wirbelstärke angewandt und muss, um quantitative Aussagen treffen zu können, kalibriert werden. Die Wirbelstärke bietet sich an, da sie eine koordinatensystemunabhängige Größe ist und innerhalb von Wirbeln im Betrag maximal wird. Nähere Erläuterungen zur Wirbelstärke und den verwendeten Wirbelkriterien finden sich im Anhang A.1.

Bei der Kalibrierung des Algorithmus zur Wirbeldetektierung wurde im wesentlichen auf die Erkenntnisse von Schram (2002) aufgebaut. Die Analyse wurde allerdings anstatt auf das Enstrophiefeld  $\omega^2$  auf das Wirbelstärkefeld  $\omega_z$  (Gleichung 3.20) angewandt, die Grundlagen bleiben jedoch gleich.

Ein in der Strömungsmechanik anerkanntes Wirbelmodell ist der sogenannte Lamb-Oseen Wirbel, dessen tangentiale Geschwindigkeitsverteilung  $u_\phi$  und Wirbelstärke  $\omega$  in Abhängigkeit vom Radius in Polarkoordinaten wie folgt beschrieben werden kann:

$$u_\phi(r) = \frac{\gamma}{2\pi r} \left[ 1 - \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma^2}\right) \right] \quad (3.2)$$

$$\omega(r) = \frac{\gamma}{2\pi\sigma^2} \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.3)$$

### 3. Datenanalyse

$\gamma$  steht hierbei für die Zirkulation und  $\sigma$  ist ein Maß für die Wirbelgröße. Die Größe des Wirbelkerns  $D_k$  wird im Allgemeinen mit dem Erreichen des maximalen Betrages der Tangentialgeschwindigkeit gleichgesetzt. Numerisch wurde dabei der Wirbeldurchmesser auf

$$D_k = 2r_k = 3.17\sigma \quad (3.4)$$

bestimmt. Wenn man annimmt, dass die Wirbelstärke über den Durchmesser des Wirbels gaußförmig verteilt ist, kann man das theoretische Wirbelmodell eines Lamb-Oseen Wirbels als Prototyp der zu detektierenden Wirbelstrukturen heranziehen und muss daher die Waveletanalyse anhand dieses Modells kalibrieren. Die Verteilung der tangentialen Geschwindigkeitskomponente sowie die Wirbelstärke ist in Abbildung 3.1 für den Lamb-Oseen Wirbel über den Radius dargestellt. Zwischen den Basisfunktionen der Wavelettransformation und dem zu detektieren-

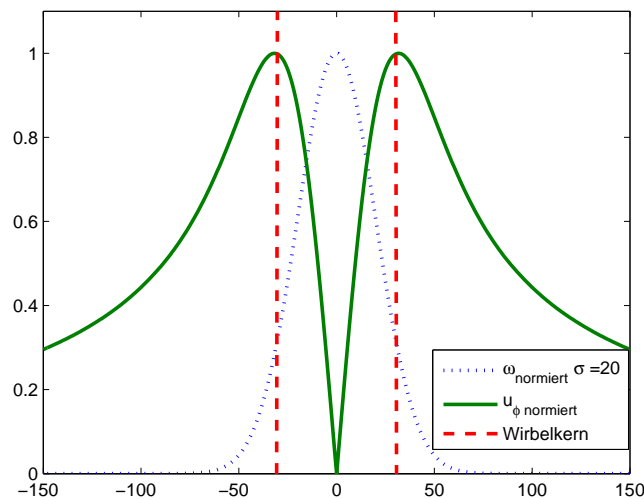


Abb. 3.1.: Normierte Betrag der Umfangsgeschwindigkeit und Wirbelstärke des Lamb-Oseen Wirbelmodells über den Radius.

den Signal der Wirbelstärke  $\omega$  sollte eine möglichst hohe Ähnlichkeit bestehen, um hohe Waveletkoeffizienten zu erzielen. Als Waveletbasis wurde daher das zweidimensionale Marr-Wavelet, welches auch unter dem Namen „Mexican Hat“ (Mexikanerhut) bekannt ist, herangezogen.

Es handelt sich bei diesem Wavelet um die zweite Ableitung der Gaußfunktion.

$$\Psi(x, y) = (2 - x^2 - y^2) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2}\right) \quad (3.5)$$

Das Wavelet besteht aus einem positiven innerem Bereich und einem negativen Ring, der den Mittelwert auf Null verschiebt. Das Wavelet ist rotationssymmetrisch, d.h. es gibt keine Winkelabhängigkeit, daher kann damit auch keine Verformung oder Schrägstellung der Wirbel detektiert werden. In Abbildung 3.2 ist das zweidimensionale Marr-Wavelet dargestellt. Vorteilhaft für die praktische Implementierung besitzt dieses Wavelet nicht nur eine sehr gute Ähnlichkeit

### 3.2. Wirbelidentifizierung mittels Waveletanalyse

mit dem zu detektierenden Signal, sondern ebenfalls ein klar definiertes Maximum in einem Punkt. Dies vereinfacht die Lokalisierung stark.

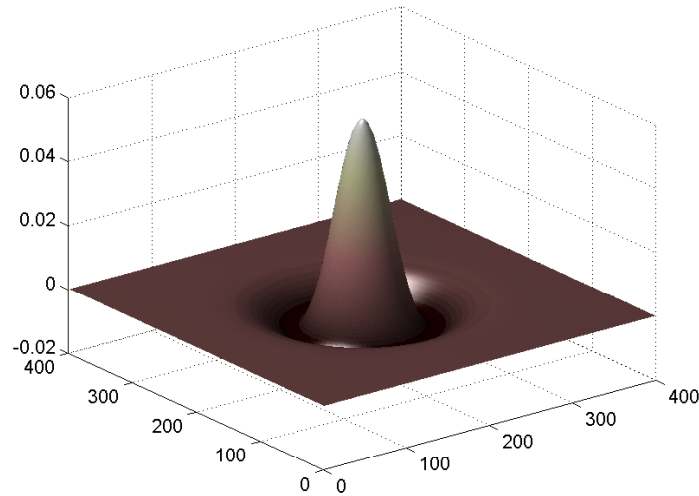


Abb. 3.2.: Zweidimensionales Marr- oder „Mexican Hat“-Wavelet.

Die Änderung der Größe des Wavelets erfolgt über den Skalenparameter  $l$  zu

$$\Psi(x, y, l) = \frac{1}{l} \left( 2 - \left( \frac{x}{l} \right)^2 - \left( \frac{y}{l} \right)^2 \right) \exp \left( -\frac{\left( \frac{x}{l} \right)^2 + \left( \frac{y}{l} \right)^2}{2} \right) \quad (3.6)$$

oder in Polarkoordinaten ausgedrückt

$$\Psi(r, l) = \frac{1}{l} \left( 2 - \frac{r^2}{l^2} \right) \exp \left( -\frac{r^2}{2l^2} \right). \quad (3.7)$$

Wird nun das Wavelet mit dem Wirbelstärkefeld, wie in Gleichung 3.1 angegeben, überlagert, und befindet sich das Wavelet genau im Zentrum des Wirbels, so muss Gleichung 3.8 gelöst werden.

$$\langle \Psi_l | \omega \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \underbrace{\frac{\gamma}{2\pi\sigma^2} \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma^2}\right)}_{\omega} \underbrace{\frac{1}{l} \left( 2 - \frac{r^2}{l^2} \right) \exp\left(-\frac{r^2}{2l^2}\right)}_{\Psi_l} r \, dr \, d\phi \quad (3.8)$$

Diese kann zu

$$\langle \Psi_l | \omega \rangle = 2\pi \int_0^{\infty} \left[ \frac{\gamma r}{l\pi\sigma^2} - \frac{\gamma r^3}{2l^3\pi\sigma^2} \right] \exp\left(-r^2 \frac{(l^2 + \sigma^2)}{2l^2\sigma^2}\right) dr \quad (3.9)$$

vereinfacht werden. Unter Zuhilfenahme der Gammafunktion (Bronstein und Semendjajew,

### 3. Datenanalyse

1979)

$$\Gamma(n > 0) = \int_0^{\infty} t^{n+1} \exp(-t) dt \quad (3.10)$$

und der Beziehung

$$\int_0^{\infty} r^m \exp(-ar^2) dr = \frac{\Gamma\left(\frac{m+1}{2}\right)}{2a^{\frac{m+1}{2}}}, \quad (3.11)$$

ergibt sich

$$\langle \Psi_l | \omega \rangle = \frac{2\gamma l^3}{(l^2 + \sigma^2)^2}. \quad (3.12)$$

Abgeleitet nach der Skale  $l$  des Wavelets erhält man Gleichung 3.13.

$$\frac{\partial \langle \Psi_l | \omega \rangle}{\partial l} = -\frac{2\gamma l^2 (l^2 - 3\sigma^2)}{(l^2 + \sigma^2)^3} \quad (3.13)$$

Das Maximum des Waveletkoeffizienten kann somit durch Nullsetzen zu

$$\frac{\partial \langle \Psi_l | \omega \rangle}{\partial l} = 0 = (l^2 - 3\sigma^2) \quad (3.14)$$

berechnet werden.

Der maximale Waveletkoeffizienten ergibt sich bei einem Verhältnis von Waveletskale zu Größe des Wirbels von

$$\frac{l}{\sigma} = \sqrt{3}. \quad (3.15)$$

Zusammen mit Beziehung 3.4 kann damit die Skale für die der maximale Waveletkoeffizient, d.h. die beste Übereinstimmung von Wirbelstärkeverteilung und Form des Wavelets vorliegt, dem Kerndurchmesser des Wirbels zugeordnet werden.

$$D_k = \frac{3.17}{\sqrt{3}} l \quad (3.16)$$

In Abbildung 3.3 ist die normierte Wirbelstärkeverteilung und das normierte „Mexican Hat“-Wavelet für ein Skalen- zu Wirbeldurchmesser Verhältnis dargestellt, welches den Koeffizienten maximiert. Für die Skale  $l$  und die Position  $(x_0, y_0)$  in der  $xy$ -Ebene für die der Waveletkoeffizient maximal wird, besteht die beste Übereinstimmung zwischen der Größe eines theoretischen Lamb-Oseen Wirbels und dem Signal. Damit lässt sich die Größe und der Ort der detektierten Wirbelstruktur ermitteln. Der Wirbel ist eindeutig beschrieben und weitere charakteristische Größen aus dem Geschwindigkeitsfeld können leicht berechnet werden.

Da die Wirbelstärkeverteilung für reale Messdaten von der eines idealen Lamb-Oseen Wir-

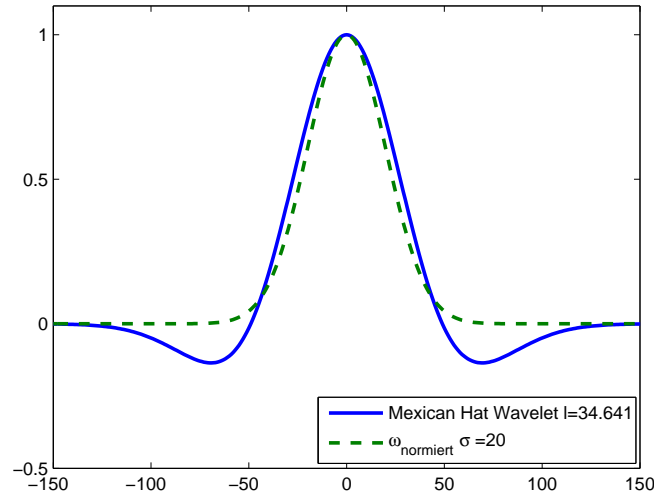


Abb. 3.3.: Normierte Verteilung der Wirbelstärke des „Mexican Hat“-Wavelets für den maximalen Koeffizienten über den Radius.

bels abweicht, muss ein weiteres Prüfkriterium eingeführt werden. Dies ist das Ähnlichkeitskriterium  $\beta$ .

Die absolute Größe des Waveletkoeffizienten hängt von der Größe des Wirbels, d.h. von der Skale und dessen Stärke ab. Aus Gleichung 3.3 kann man die Zirkulation des Wirbels bei  $r = 0$  mit der Wirbelstärke  $\omega_0$  im Zentrum ausdrücken.

$$\gamma = 2\pi\sigma^2\omega_0 \quad (3.17)$$

Eingesetzt in Gleichung 3.12 und unter Berücksichtigung der Beziehung 3.15 ergibt sich der maximale theoretische Waveletkoeffizient in Abhängigkeit von der Wirbelstärke und Skale des Wavelets zu

$$\langle\Psi_l|\omega\rangle_{th} = \frac{3}{4}\pi\omega_0 l. \quad (3.18)$$

Da die Wirbelstärke bekannt ist, kann  $\beta$  als Verhältnis von ermitteltem Waveletkoeffizienten zu theoretischem bei hundertprozentiger Übereinstimmung von Form und Größe des Wirbels mit dem Modell bestimmt werden und als Maß für die Güte der Übereinstimmung des detektierten Wirbels herangezogen werden.

$$\beta = \frac{\langle\Psi_l|\omega\rangle}{\langle\Psi_l|\omega\rangle_{th}} \quad (3.19)$$

### 3.2.3. Implementierung des Algorithmus und synthetische Testbilder

Anhand verschiedener Testszenarien wurde der in C implementierte Waveletalgorithmus getestet und verbessert, dabei soll in diesem Abschnitt auf die praktischen Aspekte der Implementierung anhand eines synthetischen Geschwindigkeitsfeldes eingegangen werden. Wie in den später vorhandenen Rohdaten wird die Analyse auf Dateien angewandt, welche die Position,



### 3. Datenanalyse

sowie den Versatz in  $x$ - und  $y$ -Richtung in Pixeln pro Zeitschritt enthalten. Eine Umrechnung in physikalische Einheiten erfolgt später, um den Algorithmus variabel zu halten. Aus diesem Geschwindigkeitsfeld  $(u, v)$  wird nun die Wirbelstärke nach Gleichung 3.20 berechnet.

$$\omega_z = \frac{dv}{dx} - \frac{du}{dy} \quad (3.20)$$

Für die näherungsweise Bestimmung der Ableitungen wurde das Verfahren der Minimierung der kleinsten Quadrate, wie in (Raffel u. a., 2007) dargestellt, angewandt. Die Bildung der Ableitungen aus den Geschwindigkeitsdaten ist in der Literatur stark diskutiert und wird im Anhang in Abschnitt A.1 näher erläutert. Wie in Gleichung 3.21 zu erkennen ist, werden dabei Geschwindigkeitswerte an Stützstellen  $i \pm 2$  herangezogen. Das verursacht eine gewisse Glättung der Werte. Da die Fenstergröße der PIV-Auswertung allerdings sehr klein im Verhältnis zu den Wirbelstrukturen gewählt wurde, ist die Unterschätzung der Wirbelstärke und dadurch der Fehler im Verhältnis zum Gewinn durch Rauschunterdrückung als gering abzuschätzen.

$$\left(\frac{df}{dx}\right) \approx \frac{2f_{i+2} + f_{i+1} - f_{i-1} - 2f_{i-2}}{10\Delta x} \quad (3.21)$$

Diese Art der Differenzenbildung ist hinsichtlich der erzielten Genauigkeit von zweiter Ordnung. Der Fehler wird zu  $\varepsilon \approx \varepsilon_u/\Delta x$  abgeschätzt, wobei  $\varepsilon_u$  den Fehler der eigentlichen PIV-Messung bezeichnet.

Als Testfall wurde das Geschwindigkeitsfeld dreier Lamb-Oseen Wirbel unterschiedlicher Stärke und Ausdehnung wie in Tabelle 3.1 aufgelistet, mit dem einer Schicht mit exponentieller Geschwindigkeitsverteilung überlagert und mit dem Waveletalgorithmus analysiert. Das Gebiet wurde auf einem  $250 \times 250$  großen Gitter diskretisiert. Das Geschwindigkeitsprofil der Schicht hoher Scherung wird durch

$$u(y) = 0.1 \exp\left(1 - \frac{y}{200}\right) \quad (3.22)$$

beschrieben.

	$x_0/y_0$	$\sigma/D_K$	$\gamma/\omega_0$
Wirbel 1	50 / 30	8 / 25.4	5 / 0.0124
Wirbel 2	125 / 125	9 / 28.5	10 / 0.0196
Wirbel 3	200 / 30	10 / 31.2	4 / 0.0064

Tabelle 3.1.: Charakteristik der Testwirbel.

In Abbildung 3.4 ist auf der rechten Seite das so entstandene Vektorfeld mit den Konturen der Wirbelstärke, auf der linken Seite eine Auswahl an Stromlinien abgebildet. Schon anhand dieses

einfachen Beispiels lässt sich sehr deutlich erkennen, dass die Vektoren / Stromlinien aufgrund ihrer Koordinatensystemabhängigkeit nicht zur Detektion der Wirbelzentren geeignet sind und die Wirbelstärke ebenso Gebiete hoher Scherung ohne Wirbel hervorhebt (vgl. Abschnitt A.2). Anhand der Stromlinien lässt sich in diesem Fall sogar ein stark deformierter Wirbel am oberen Bildrand vermuten. Für den Testfall wurde nur positive Wirbelstärke, d.h. Rotation gegen den Uhrzeigersinn angenommen, da aber für den Algorithmus der Absolutwert verwendet wird, gilt das gleiche Vorgehen für gegensinnige Rotation. Das Signal welches mittels Wavelets analysiert

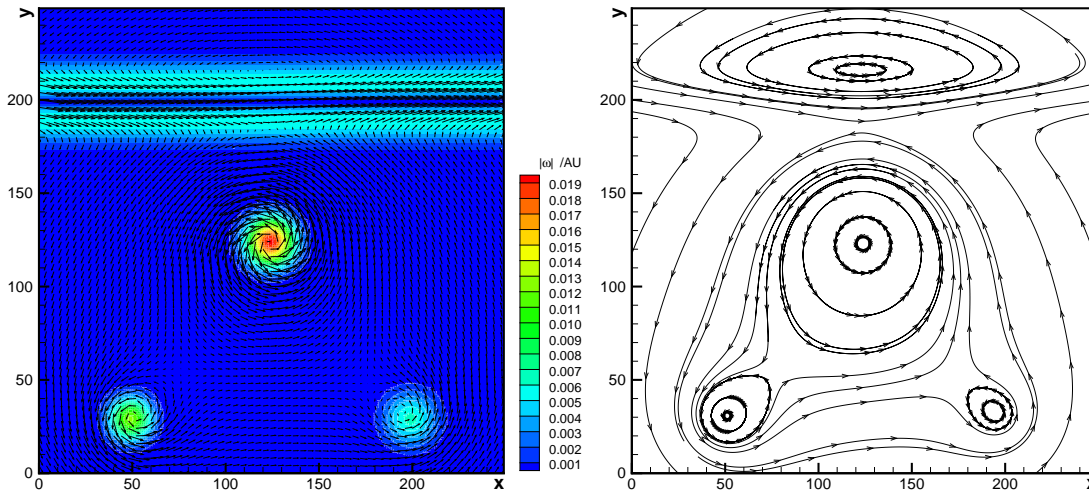


Abb. 3.4.: Synthetisches Vektorfeld mit Wirbelstärke (links) und Stromlinien (rechts).

wird, ist das Wirbelstärkefeld in Gebieten negativen  $\lambda_2$  (vgl. A.2). Die übrigen Bereiche werden zu Null gesetzt. Das so modifizierte Signal wird nun mittels Waveletanalyse analysiert, wobei die Auflösung zu beachten ist.

Das kleinste auf dem Messgitter auflösbare Wavelet sollte unter Beachtung des Nyquist-Kriteriums einen Skalenparameter von  $l \geq 1.5\Delta x$  aufweisen.<sup>1</sup>

Insgesamt funktioniert der Algorithmus am Besten wenn die Größe der zu erwartenden Strukturen eingeschränkt werden kann, so dass der Bereich der zu bildenden Skalen möglichst klein ist. Dies verkürzt bei gleicher Skalenauflösung die Rechenzeit, bzw. erlaubt bei gleicher Rechenzeit eine höhere Auflösung bzgl. der Größe. Meischner (2006) verbesserte den Algorithmus insofern, dass vor der eigentlichen Bildung des Skalenbereichs für die Wavelets anhand des  $\lambda_2$ -Kriteriums untersucht wird, welchen äquivalenten Durchmesser zusammenhängende Gebiete hoher Wirbelstärke haben. Damit ist eine Eingrenzung der Größe der Strukturen möglich und der Algorithmus gewinnt an Genauigkeit.

Für die hier analysierten synthetischen Wirbelstärkefelder wurde die minimale Waveletskale zu  $l = 4\Delta x$ , was einem Kerndurchmesser von  $D_K \approx 7\Delta x$  entspricht und weit von der Grö-

<sup>1</sup>Diese Auflösung gewährleistet, dass der negative Ring des Wavelets, d.h. dessen hochfrequenter Anteil mit mindestens drei Gitterpunkten aufgelöst wird. Damit ergibt sich eine minimal auflösbare Wirbelkerngröße von  $D_K \approx 3\Delta x$ . Da die zu analysierenden Daten teilweise verrauscht sind und um ein fehlerhaftes Detektieren von Wirbelstrukturen zu vermeiden, sollte die minimale Waveletskale stets etwas größer gewählt werden.

### 3. Datenanalyse

ße des kleinsten Wirbels entfernt ist, gewählt. Die größte Skale richtet sich nach dem Messgebiet und sollte nicht größer sein, als eine zu detektierende Struktur, welche die Hälfte der Länge der kleineren Seite umfasst. In diesem Fall ist dies bei einer Kantenlänge von  $250\Delta x$ ,  $l = (\sqrt{3}/3.17) 125\Delta x \approx 68\Delta x$ . Es empfiehlt sich allerdings an dieses Maximum nicht zu dicht heranzugehen, da durch das gleichzeitige Erfassen mehrerer kleiner Strukturen ebenfalls hohe Werte der Koeffizienten erreicht werden. Je größer die Skalen werden, desto eher treten auch Effekte des sogenannten Matrixwrappings auf. Daher sollte in solchem Fall ein größeres Rechengebiet verwendet werden, auf dem ein genügend breiter Rand mit Nullen aufgefüllt wird (Zeropadding).

Für die Testdaten war dies nicht nötig, da die zu erwartenden Strukturen in ihrer Größe abgeschätzt werden konnten. Nun wird für jede Waveletskale die Verteilungsfunktion der Koeffizienten errechnet. Beispielhaft ist dies in Abbildung 3.5 für unterschiedliche Skalen dargestellt.

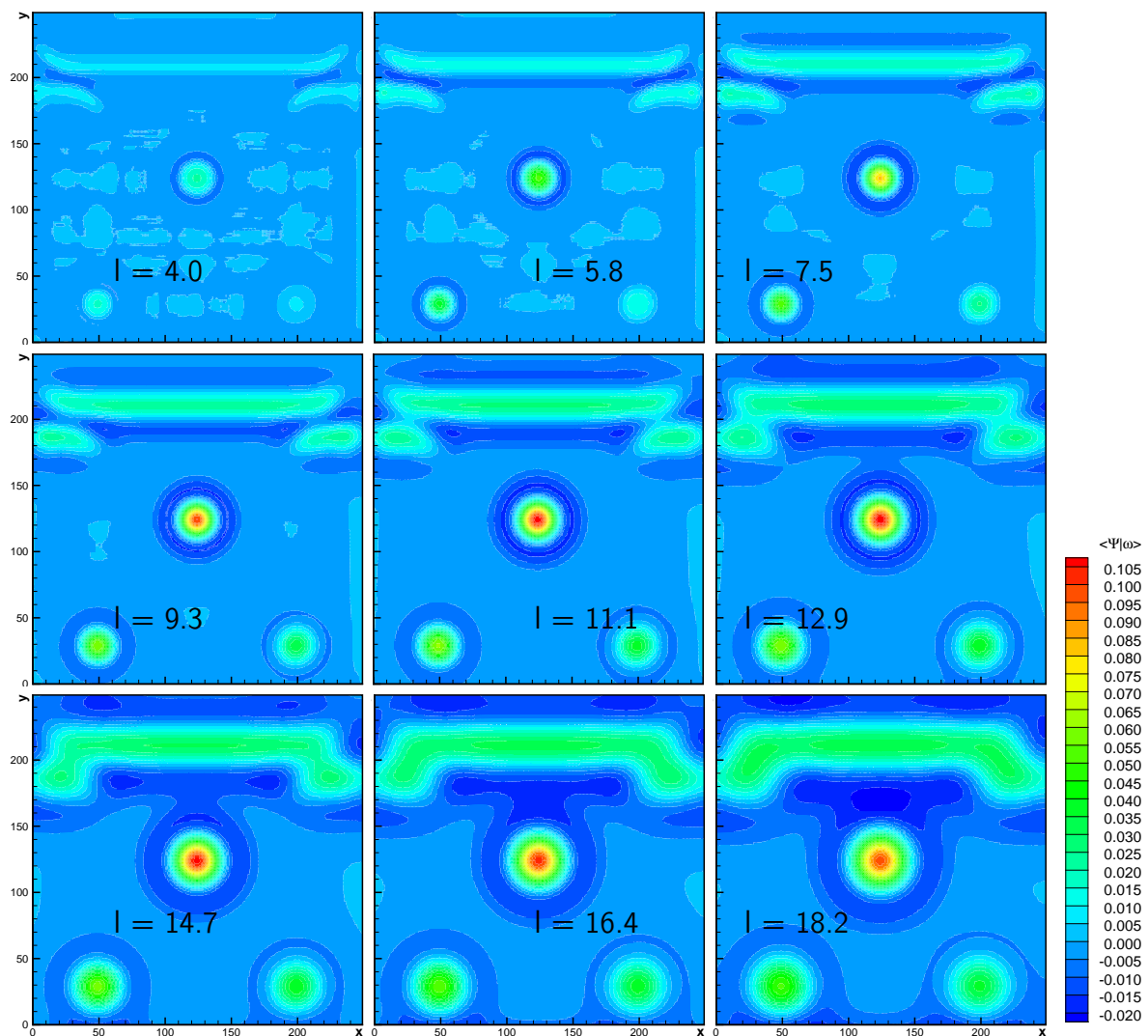


Abb. 3.5.: Verteilung der Waveletkoeffizienten für unterschiedliche Skalen.

Innerhalb dieser dreidimensionalen Matrix wird nun für die sogenannte Initialisierungsskala

nach lokalen Maxima gesucht. Die Wahl der Initialisierungsskale ist dabei weniger entscheidend, da der Algorithmus für einmal detektierte Maxima in der  $xy$ -Ebene alle Skalen durchsucht und bei geeignetem Skalenbereich alle Skalen lokale Maxima für die Wirbelstrukturen ausbilden sollten. Um nicht doch eventuell kleinere Wirbel bei der Initialisierung zu übersehen, erwiesen sich Skalen  $l \leq 0.3 l_{max}$  für die Initialisierung als praktikabel. Die gefundenen Initialisierungswerte werden nun innerhalb eines festzulegenden Kerns, dessen Größe frei wählbar ist, für die  $xy$ -Ebene für alle Skalen geprüft. Dabei werden jeweils die lokalen Maxima ermittelt und mit denen der anderen Skalen verglichen. Die Veränderung des Waveletkoeffizienten für die unterschiedlichen Skalen ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

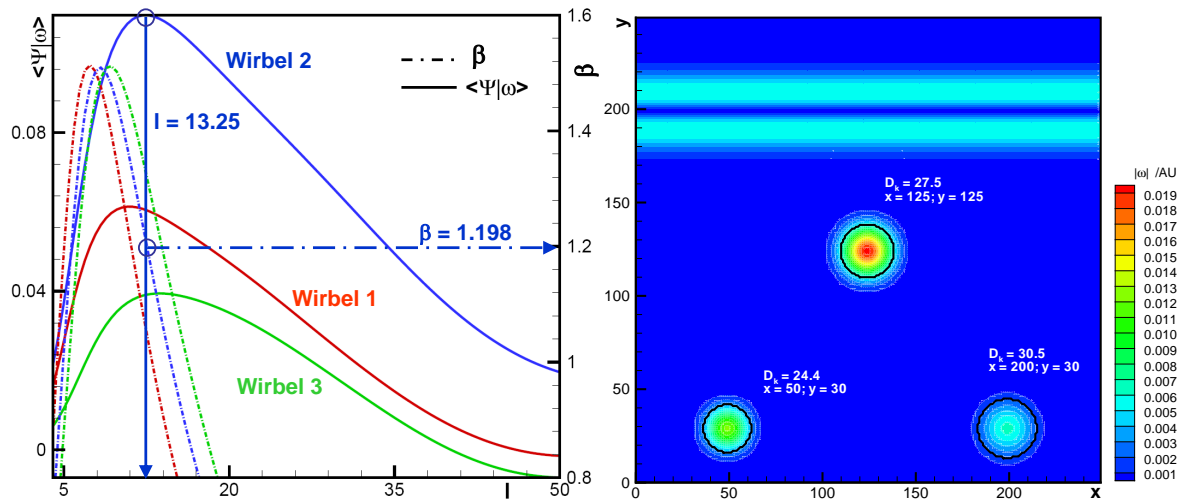


Abb. 3.6.: Waveletkoeffizienten und Ähnlichkeitskriterium  $\beta$  für die untersuchten Skalen (links) und detektierte Wirbel (rechts). Beispiel Wirbel 2:  $D_{K*} = \beta l \sqrt{3} = 1.198 \cdot 13.25 \cdot \sqrt{3} = 27.5$ .

Die Einschränkungen im Dynamikbereich, die aufgrund der Robustheit des Algorithmus gemacht wurden, können mit anderen Suchverfahren der Maxima, bzw. einer Trennung in unterschiedliche Bildbereiche verbessert werden. Für den Fall der abgelösten Profilmströmung bedeutet dies, dass mit zunehmender Lauflänge die Wirbelgröße zunächst ansteigt, später zerfallen die Strukturen und nehmen in ihrer Intensität ab. Kleine sehr starke Strukturen werden eher an der Vorderkante zu finden sein. Denkbar wäre es auch mehrere Initialisierungsklassen zu verwenden und die gefundenen Ergebnisse abzugleichen um ein wiederholtes Detektieren einer Struktur zu vermeiden.

Wenn die Daten stärker verrauscht sind, können zusätzliche Filter eingeschaltet werden. Es wurde ebenfalls die Möglichkeit vorgesehen, einen Schwellwert für das  $\lambda_2$ -Kriterium festzulegen. Dies kann sich im Fall realer Messwerte als sinnvoll erweisen, da hier durch das Herauswandern der Partikel senkrecht zur Messebene die Divergenzfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes nicht gewährleistet ist. Dadurch kann es zu Fehlern in der Bestimmung des  $\lambda_2$ -Kriteriums kommen. Außerdem erwies es sich als sinnvoll die Ähnlichkeit  $\beta$  zur Bewertung der Güte

### 3. Datenanalyse

der detektierten Wirbel heranzuziehen und beispielsweise Werte unterhalb  $\beta \leq 0.8$  zu filtern, um möglichst verlässliche Daten zu erhalten. Dieses Ähnlichkeitskriterium wurde ebenfalls genutzt, um die Wirbelgröße zu korrigieren. Für den Fall der synthetischen Wirbel kann es zu Werten  $\beta > 1$  kommen, da für einen axialsymmetrischen Wirbel  $\lambda_2 \leq 0$  gilt, wenn

$$\frac{\partial (u_\phi^2)}{\partial r} \geq 0 \quad (3.23)$$

erfüllt ist. Dies ist nur erfüllt solange die Umfangsgeschwindigkeit anwächst, und fällt damit mit der Definition des Wirbelkerns zusammen. Der Rand der Wirbel wird durch das Vorgehen abgeschnitten und der so analysierte Wirbel in seiner Größe unterschätzt. Daher wurde für  $\beta > 1$  der Wirbelkerndurchmesser mit dem Ähnlichkeitsparameter korrigiert  $D_{K^*} = \beta D_K$ . Da die Wirbel in den experimentellen Daten stark verzerrt sind, liegt  $\beta$  hier generell unter Eins und eine Korrektur der ermittelten Größe wurde nicht vorgenommen.

Die ermittelte Wirbelgröße im Wirbelstärkefeld ist auf der rechten Seite in Abbildung 3.6 dargestellt. Der Algorithmus ist sehr gut in der Lage die Scherschicht auszublenden und die Positionen der Wirbel zu detektieren. Die berechnete Größe der Strukturen weicht dabei um maximal 5.4 % von der theoretischen ab. Tendenziell verringert sich der Fehler bei größeren Wirbeln, aufgrund der besseren Auflösung.

Zusätzliche Fehler entstehen durch die Berechnung der Wirbelstärke auf einem diskreten Gitter. Bei den meisten Methoden wird die Wirbelstärke unterschätzt.

Die Größe und Position der Wirbel ist nun bekannt und es können Daten, welche ins Gebiet des Wirbels fallen, separat gespeichert werden. Dadurch ist es möglich eine statistische Betrachtung zur Größe und Position, Energie und Konvektionsgeschwindigkeit der detektierten Strukturen anzustellen. Zeitgleich bietet der Algorithmus die Möglichkeit der sogenannten Ensemble-Mittelung. Es wird also ein mittleres Bild der Wirbel erzeugt indem der gesamte Skalenbereich in eine zu wählende Anzahl von Wirbelklassen eingeteilt wird. Wenn eine detektierte Struktur in eine bestimmte Klasse fällt, wird sie zur Mittelwertbildung innerhalb dieser Klasse zum schon vorhandenen Datenfeld addiert. Dabei wird von den Geschwindigkeitskomponenten über den gesamten Wirbel die Geschwindigkeit im Zentrum, also die Konvektionsgeschwindigkeit des Wirbels subtrahiert. Es ist dadurch möglich eine etwaige signifikante Verformung (Winkelabhängigkeit) innerhalb der Wirbelklassen und deren Übereinstimmung mit theoretischen Modellen zu vergleichen. Gleichzeitig werden die Werte für die mittleren Wirbelpositionen, Konvektionsgeschwindigkeit und Wirbelstärke mit aufgezeichnet.

Bei der Auswertung echter Daten kann außerdem noch ein Medianfilter auf das Signal (das Wirbelstärkefeld), welches in die Waveletanalyse eingeht, angewandt werden. Der Medianfilter wurde dabei nach allen anderen Operationen wie Bildung der Ableitungen, Bestimmung der Wirbelstärke und Filterung mittels  $\lambda_2$ -Kriteriums eingebaut, um einen vorzeitigen Informati-

onsverlust durch die Filterung zu vermeiden.<sup>2</sup>

Durch die Vielzahl von Daten und ausgewerteten Strukturen ist es nun möglich statistische Zusammenhänge in Form von zweidimensionalen Wahrscheinlichkeitsfunktionen anzugeben und zwischen verschiedenen Parameterkonfigurationen zu vergleichen.

## 3.3. Proper Orthogonal Decomposition

### 3.3.1. Einleitung

Die Proper Orthogonal Decomposition (POD) findet heutzutage eine immer breitere Anwendung im Bereich der Signalanalyse, Bildverarbeitung und Strukturerkennung sowie zur Erstellung niedrigdimensionaler Modelle komplexer Systeme und Strömungen und zu deren schnellerer Berechnung. Mit der POD-Methode kann eine Filterung energiereicher Strukturen der Strömung vorgenommen werden. Diese Strukturen können an Vermischungsprozessen, der Entstehung des aerodynamischen Widerstands aber auch der turbulenten Lärmproduktion beteiligt sein. Da in der Strömungskontrolle genau auf diese Strukturen Einfluss genommen werden soll, ist die Erstellung niedrigdimensionaler Modelle basierend auf den POD-Moden ein geeignetes Mittel, um verschiedene Szenarien zu berechnen. Morzynski u. a. (2007) verwenden POD-Methoden für die Zylinderumströmung, die Umströmung von stumpfen Körpern, aber auch für eine abgelöste Tragflügelumströmung. Die Reynoldszahl von  $Re = 100$  ist bei der Tragflügelumströmung allerdings noch zu gering um praktisch relevant zu sein. Als Basis der Zerlegung dienen hier numerische Simulationen. Für die hier untersuchte Tragflügelumströmung bei  $Re \approx 10^4 \dots 10^5$  soll ein ähnliches Vorgehen mit experimentellen Daten angewandt werden, um die Lorentzkraftbeeinflussung zu optimieren. Im Rahmen einer Diplomarbeit (Voigt, 2008) wurden dafür die Grundlagen anhand von numerischen Daten einer lorentzkraftbeeinflussten Zylinderumströmung untersucht. Dabei konnten erste Erfolge erzielt werden, die derzeit noch ausgebaut werden.

Ein weiteres Anwendungsgebiet für POD in der Strömungsmechanik ist die Extraktion strömungsmechanisch wichtiger oder korrelierter Ereignisse. Hier soll eher auf die Methode und ihre Anwendung zur Extraktion von für die Strömung charakteristischen Strukturen in ingenieurtechnischer und nicht mathematischer Betrachtungsweise eingegangen werden.

Die POD-Technik ist mit der Singulärwertzerlegung, principal component analysis oder Karhunen-Loève-Zerlegung verwandt. Eine anschauliche Übersicht der Methode und deren Anwendung findet sich bei Cordier und Bergmann (2003). Eine umfangreiche Einführung zur Singulärwertzerlegung wurde von Chatterjee (2000) erstellt.

---

<sup>2</sup>Der Medianfilter gehört zur Gruppe der Rangordnungsfiler (wie auch Maximumfilter, Minimumfilter). Der Vorteil eines Medianfilters ist, dass er weniger sensitiv auf statistische Ausreißer reagiert. Alle Werte innerhalb der Filtermaske (z.Bsp. 3x3 Werte) werden in absteigender Reihenfolge sortiert, wobei der mittlere Wert den Wert des zentralen Punktes ersetzt. Der Medianfilter ist ein so genannter nichtlinearer Filter. Für weitere mathematische Informationen sei auf B.Jähne (2005) verwiesen.

### 3. Datenanalyse

Die Grundidee besteht darin für eine Funktion  $f(\mathbf{x}, t)$  (hier im Speziellen die zweidimensionale Verteilung einer Strömungsvariable  $f(x, y, t)$  auf einem Gebiet  $\Omega$ ) einen Reihenansatz zu machen, welcher für  $K = \infty$  eine exakte Repräsentation der Funktion darstellt.

$$f(\mathbf{x}, t) = \sum_{k=1}^{K=\infty} a_k(t) \Phi_k(\mathbf{x}) \quad (3.24)$$

Das Besondere der POD gegenüber anderen Reihenentwicklungen (Fourierzerlegung, Taylorreihenentwicklung, Polynomreihenentwicklung, etc.) ist die Wahl der Basisfunktionen  $\Phi_k(\mathbf{x})$ , welche auch die zeitlichen Koeffizienten  $a_k(t)$  beeinflusst. Für unterschiedliche Serien von Sinus- und Kosinusfunktionen beispielsweise erhält man verschiedene zugehörige Zeitfunktionen  $a_k(t)$ . Die Wahl der Basisfunktionen ist daher sehr entscheidend. Bei der POD werden diese nicht a priori festgelegt sondern mittels der Funktion  $f(\mathbf{x}, t)$  selbst errechnet.

Wenn man für die Basisfunktionen fordert, dass diese orthonormal sind, d.h.

$$\int_{\Omega} \Phi_{k_1}(\mathbf{x}) \Phi_{k_2}(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = \delta_{k_1 k_2} \quad (3.25)$$

mit dem Kroneckerdelta

$$\delta_{k_1 k_2} = \begin{cases} 1 & \text{wenn } k_1 = k_2 \\ 0 & \text{wenn } k_1 \neq k_2, \end{cases} \quad (3.26)$$

so gilt

$$a_k(t) = \int_{\Omega} f(\mathbf{x}, t) \Phi_k(\mathbf{x}) d\mathbf{x}. \quad (3.27)$$

Damit können die zeitlichen Koeffizienten  $a_k(t)$  ermittelt werden. Diese hängen nur von  $\Phi_k(\mathbf{x})$  ab und nicht von den anderen Basisfunktionen  $\Phi_{i \neq k}(\mathbf{x})$ .

Für jede Art von Basisfunktionen kann nun mit einer Anzahl  $k$  eine bis zu einem bestimmten Grade exakte Approximation von  $f(\mathbf{x}, t)$  erreicht werden. Das Bestreben bei der POD ist, die Basisfunktionen so zu wählen, dass jede Approximation für steigendes  $k$  so gut wie möglich die Funktion  $f(\mathbf{x}, t)$  im Sinne der kleinsten Fehlerquadrate abbildet (Cordier und Bergmann, 2003).

Es ist damit also die Approximation mit der ersten Basisfunktion die genaueste eben Mögliche bei der Verwendung nur einer Basisfunktion, die Approximation mit den ersten zwei Basisfunktionen oder Moden die beste Zweiterm-Approximation und so fort.

Wenn  $f(\mathbf{x}, t)$  nun die diskrete Messung einer Strömungsvariable (z.Bsp. Geschwindigkeit) zu  $N_t$  verschiedenen Zeitpunkten an  $N_{x,y}$  verschiedenen Orten darstellt, so resultiert aus Gleichung 3.24 die Aufgabe  $k = 1 \dots K \leq N_t$  Basisfunktionen  $\Phi_k(x, y)$  zu finden, welche die Bedin-

gung 3.28 erfüllen.

$$\min \sum_{i=1}^{N_t} \left\| f(\mathbf{x}, t_i) - \sum_{k=1}^K (f(\mathbf{x}, t_i), \Phi_k(\mathbf{x})) \Phi_k(\mathbf{x}) \right\|_2^2 \quad (3.28)$$

Hierbei steht  $\|\cdot\|_2$  für die  $L_2$ -Norm und  $(\cdot, \cdot)$  bezeichnet das innere Produkt zweier Größen. Die Wahl der Eingangsgrößen ist für die Zerlegung sehr entscheidend. Wenn für  $f(\mathbf{x}, t)$  die Geschwindigkeiten gewählt werden, sind die POD Moden optimal hinsichtlich der Energie, wenn die Wirbelstärke eingesetzt wird, optimal hinsichtlich der Enstrophie (Kostas u. a., 2005).

An dieser Stelle sollte bemerkt werden, dass für die Zerlegung des Wirbelstärkefeldes der Aufwand um den Faktor zwei sinkt, da die zweidimensionalen PIV-Messungen in der  $xy$ -Ebene nur Wirbelstärke in  $z$ -Richtung zulassen. Ein weiterer Vorteil ist die Tatsache, dass die Eigenschaften der hier untersuchten Strömung stark an die Wirbelstärkeverteilung gekoppelt sind. Kostas u. a. (2005) haben zudem gezeigt, dass die Konvergenz der auf der Wirbelstärke beruhenden POD-Moden auch für hohe Reynoldszahlen besser als die der geschwindigkeitsbasierten POD-Moden ist.<sup>3</sup>

Für die praktische Implementierung der POD gibt es im wesentlichen zwei Ansätze zur Berechnung. Zum einen kann man eine Singulärwertzerlegung durchführen, zum anderen bei sehr viel höherer Zeit- als Ortsauflösung empfiehlt es sich die sogenannte Schnappschussmethode nach Sirovich (1987) anzuwenden. Beide Verfahren sollen an dieser Stelle kurz dargestellt werden.

### 3.3.2. Singulärwertzerlegung

Für singuläre Matrizen bzw. solche, die ähnliche Eigenschaften besitzen, kann eine Zerlegung der Matrix mittels der sogenannten SVD (singular value decomposition) vorgenommen werden. Dabei werden die Messwerte zu einer Matrix  $\mathbf{A} (M \times N)$  angeordnet, wobei die Anzahl der Zeilen  $M$  größer oder gleich der Anzahl der Spalten  $N$  der Matrix sein soll. Jede solche Matrix  $\mathbf{A}$  kann als das Produkt einer Matrix  $\mathbf{U} (M \times N)$ , deren Spalten orthogonal sind, einer Diagonalmatrix  $\boldsymbol{\sigma} (N \times N)$ , deren Einträge positiv oder gleich Null sind und als Singulärwerte bezeichnet werden und der transponierten und orthogonalen Matrix  $\mathbf{V} (N \times N)$  dargestellt werden.  $\mathbf{A}$  sei eine Repräsentation der Messung einer Strömungsvariablen zu  $M$  Messzeiten. Die Zeilenanzahl wird von  $M = N_t$  bestimmt, die räumliche Auflösung, sprich die Anzahl der Gitterpunkte, bestimmt die Spaltenanzahl  $N = N_{x,y}$ . Damit ergibt sich nach Chatterjee (2000) folgende Darstellung.

$$\mathbf{A} (N_t, N_{x,y}) = \mathbf{U} (N_t, N_{x,y}) \boldsymbol{\sigma} (N_{x,y}, N_{x,y}) \mathbf{V}^T (N_{x,y}, N_{x,y}) \quad (3.29)$$

<sup>3</sup>Ein Vorteil der Verwendung der Wirbelstärke erwächst für die niedrigdimensionale Modellierung. Zum einen reduziert sich die Anzahl der Bewegungsgleichung, zum anderen fällt der Druckterm in den Navier-Stokes Gleichungen weg.



### 3. Datenanalyse

Der  $k$ -te Spaltenvektor von  $\mathbf{V}$  wird als  $k$ -te POD Mode  $\Phi_k$  bezeichnet. Die Diagonaleinträge  $\sigma_k$  von  $\sigma$  sind die zugehörigen Singulärwerte und stellen ein Maß für die Wichtung der einzelnen Moden dar. Sie fallen typischerweise in ihrem Betrag sehr schnell ab. Dabei gilt  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_r \geq 0$ , wobei  $r = \min(N_t, N_{x,y})$  die Anzahl der von Null verschiedenen Singulärwerte und damit gleichzeitig den Rang der Matrix  $\mathbf{A}$  bestimmt. Die Singulärwertzerlegung der Matrix resultiert in einer Abbildung, deren Dimension gleich dem Rang der Matrix ist. Sollte die Strömung in ihren gesamten Einzelheiten rekonstruiert werden, müsste die Operation einfach umgekehrt werden. Die gesamte Information von  $\mathbf{A}$  kann rekonstruiert werden, wenn alle Moden  $k = 1 \dots K$  verwendet würden. Die Moden haben die günstige Eigenschaft in ihrem Informationsgehalt schnell abzufallen, d.h. die erste Mode entspricht dem signifikantesten Teil in  $\mathbf{A}$ , dann die Zweite, und so fort. Für eine näherungsweise Beschreibung würden also  $k < K$  Moden ausreichen, je nachdem wie detailgetreu  $\mathbf{A}$  rekonstruiert werden soll.

Da die Matrizen  $\mathbf{U}$  und  $\mathbf{V}$  orthogonal, d.h ihre Spalten orthonormal sind, gilt  $\mathbf{U}^T \mathbf{U} = \mathbf{V}^T \mathbf{V} = \mathbf{1}$ . Diese Eigenschaft ermöglicht die folgende Umformung

$$\begin{aligned} \mathbf{A}^T &= (\mathbf{U} \sigma \mathbf{V}^T)^T \\ &= \mathbf{V}^T \sigma^T \mathbf{U}^T \\ &= \mathbf{V} \sigma \mathbf{U}^T \end{aligned} \quad (3.30)$$

womit die SVD-Routinen angewendet werden können, auch wenn die zeitliche Auflösung  $N_t$  kleiner als die räumliche Auflösung  $N_{x,y}$  ist. Dies ist für PIV-Messungen typischerweise der Fall. Die SVD wird dann zu

$$\mathbf{A}(N_{x,y}, N_t) = \mathbf{U}(N_{x,y}, N_t) \sigma(N_t, N_t) \mathbf{V}^T(N_t, N_t) \quad (3.31)$$

mit  $k = N_t$  unterschiedlichen Moden  $\Phi_k$ , welche sich aus der  $k$ -ten Spalte von  $\mathbf{U}$  (da  $\mathbf{U}$  im transponierten Fall  $\mathbf{V}$  entspricht) in Gleichung 3.31 ergeben.

Mit der Singulärwertmethode lassen sich also Vektoren aus einem  $n$ -dimensionalen Raum  $\Omega_n$  mittels des linearen Operators  $\mathbf{A}$  in einen Raum  $\Omega_m$ , der bezüglich der Energie optimal ist, abbilden. Im Sinne der hier untersuchten zweidimensionalen Datenfelder soll folgendes Beispiel der Veranschaulichung dienen. In Abbildung 3.7 ist die Funktion

$$f(i, j) = 10 \sin\left(\frac{i}{50} \pi\right) + 5 \sin\left(\frac{j}{10} \pi\right) + \sin\left(\frac{j+i}{100} \pi\right) + \text{Rauschen} \quad (3.32)$$

dargestellt.

Dabei stehen  $i$  und  $j$  für die vertikale bzw. horizontale Komponente. Der Funktion ist ein zufälliges Rauschen der Amplitude  $\pm 1$  überlagert worden. Anhand Gleichung 3.32 wird er-

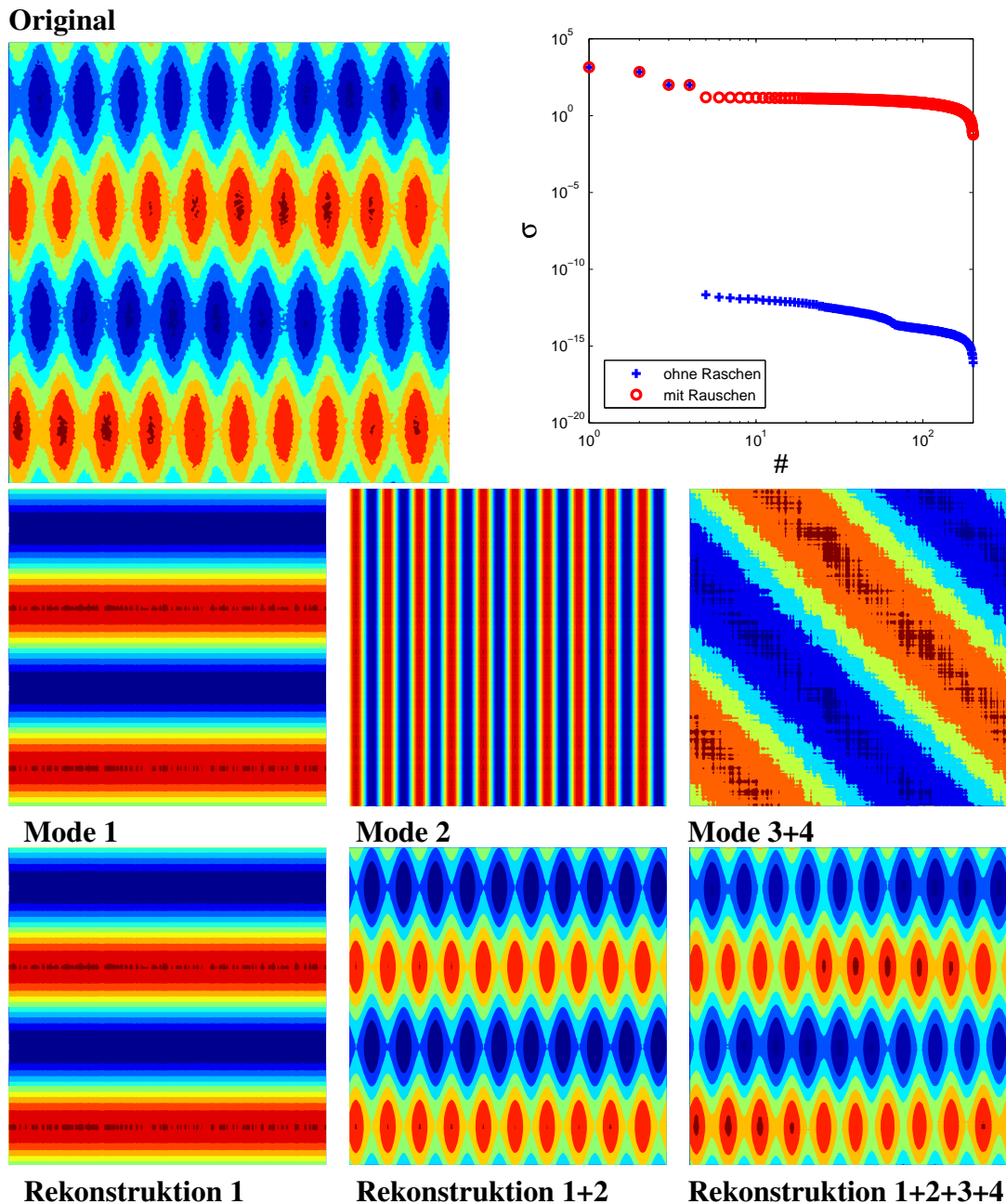


Abb. 3.7.: Bildinterpretation der Singulärwertzerlegung.

sichtlich, dass der Anteil der den größten Beitrag liefert die vertikale Sinusschwingung mit der Periode 100 ist, der zweitwichtigste Anteil ist die horizontale Schwingung mit der fünffachen Frequenz, einen wesentlich kleineren Anteil mit kleinerer Frequenz liefert die diagonale Schwingung und letztendlich ist zusätzlich unkorreliertes Rauschen überlagert.

Diese Funktion wurde wie oben beschrieben mit der Singulärwertmethode zerlegt. Im oberen rechten Diagramm in Abbildung 3.7 sind die Singulärwerte dargestellt. Diese fallen relativ schnell ab. Wenn man den Informationsgehalt als die kumulative Summe der Singulärwerte

### 3. Datenanalyse

durch deren Gesamtsumme definiert

$$I_n = \frac{\sum_{k=1}^n \sigma_k}{\sum_{k=1}^K \sigma_k}, \quad (3.33)$$

so kann man mit den ersten  $n = 4$  Moden  $I_4 \approx 63 \%$  des Informationsgehalt abdecken.

Intuitiv liese sich ein weit besserer Abfall der Singulärwerte erwarten, da bis auf das Rauschen ja lediglich drei verschiedene Signale in der Funktion  $f$  enthalten sind, welche mit weit größeren Anteilen zum Gesamtsignal beitragen.

Zum einen ergibt die Zerlegung der diagonalen Schwingung paarweise auftretende Moden  $\Phi_3$  und  $\Phi_4$  deren Überlagerung die diagonale Schwingung rekonstruiert. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass sich das Signal für diesen Anteil mit beiden Koordinatenrichtungen kontinuierlich verändert.<sup>4</sup>

Zum anderen wurde dem Signal ein Störanteil überlagert. Um zu verdeutlichen wie wesentlich der Anteil des Rauschens ist, wurde das gleiche Signal ohne Rauschen untersucht. Die ersten  $n = 4$  Moden beinhalten nun  $I_4 \approx 99 \%$  des Informationsgehaltes.

Wenn das Signal zu Rauschverhältnis stark ansteigt, wird der Abfall der Singulärwerte negativ beeinflusst, was hinsichtlich einer Rekonstruktion und damit einer Modellierung des Gesamtsignals mit wenigen Moden nachteilig wirkt. Insbesondere bei der Verwendung von POD-Moden welche auf experimentellen Daten basieren, ist dies problematisch.

Die Singulärwertzerlegung kann bei einem kleinem Rauschlevel auch zur Filterung von Signalen verwendet werden, indem bei der Rekonstruktion die Rauschmoden unterdrückt werden. Wenn die zu beobachtenden Phänomene in ihrer Amplitude unterhalb des Rauschens liegen, können diese nicht mehr extrahiert werden. Daher wird es besonders bei turbulenten Strömungen, deren charakteristische Längenskalen sich über einen weiten Bereich erstrecken immer nötig sein, das dem Messverfahren anhaftende Rauschen in den Originaldaten so weit wie möglich zu minimieren. Eine Approximation mit wenigen Moden, wie bei numerischen Lösungen üblich, wird kaum möglich sein.

Darüber hinaus ist es sehr schwierig zu unterscheiden, ob eine Strömung sehr kleine Skalen aufweist, bzw. Messrauschen das Ergebnis verfälscht. Es ist zu erwarten, dass der Abfall der Singulärwerte für Signale in denen viele voneinander unabhängige Skalen vorliegen, also mit steigender Reynoldszahl, deutlich geringer sein wird.

#### 3.3.3. Schnappschussmethode

Wenn die Auflösung in einer Dimension, für Standard PIV-Messungen üblicherweise der Zeit ( $N_t$ ) sehr viel kleiner ist als in der anderen ( $N_{x,y}$ ), steigt der Rechenaufwand gegenüber der Zerlegung eines quadratischen Systems gleicher Messpunktanzahl ( $N_{x,y} \cdot N_t$ ) stark an. Hier

---

<sup>4</sup>Das paarweise Auftreten der Moden ist für die ablösende Scherschicht sehr typisch, da sich hier die Strukturen ebenfalls mit beiden Koordinatenrichtungen, dem Ort und der Zeit, ändern.

### 3.4. Frequenzanalyse, Ausreißertest und Mittelwertbildung

werden auch „unsinnige“ Moden berechnet. Die Anzahl der „echten“ Moden wird durch  $r = \min(N_t, N_{x,y})$  bestimmt. Ein zusätzliches Problem stellt der Speicherbedarf der Matrizen in der tatsächlichen Routine dar, da für die Matrix  $\mathbf{U}$  ein Feld der Größe  $N_{x,y}^2 \approx 10^8$  und für  $\sigma, \mathbf{V}$  der Größe  $N_t^2 \approx 10^6$  angelegt werden muss. Dadurch kann der Speicherbedarf für doppelt genaue Messwerte schnell 800 MB betragen.

Einen Ausweg bietet die sogenannte Schnappschussmethode nach Sirovich (1987). Die POD-Zerlegung wird hierbei auf das Eigenwertproblem der Korrelationsmatrix  $\mathbf{A}^T \mathbf{A}$  zurückgeführt.

$$\mathbf{A}^T \mathbf{A} \mathbf{v} = \lambda \mathbf{v} \quad (3.34)$$

Hierbei bezeichnet  $\lambda$  die Eigenwerte und  $\mathbf{v}$  die dazugehörigen Eigenvektoren. Die Singulärwerte lassen sich aus den Eigenwerten zu  $\sigma = \sqrt{\lambda}$  bestimmen und die POD-Moden können aus den Eigenvektoren und der ursprünglichen Matrix  $\mathbf{A}$  berechnet werden.

$$\Phi_k = \frac{1}{\sqrt{\lambda_k}} \mathbf{A} \mathbf{v}_k \quad (3.35)$$

Wenn die Multiplikation der transponierten Matrix von links erfolgt, reduziert sich dabei das Eigenwertproblem zur Größe  $N_t$ , wodurch kürzere Rechenzeiten ermöglicht werden. Wenn eine nachträgliche Berechnung von  $\mathbf{U}, \mathbf{V}$  nicht notwendig ist, reduziert sich der Speicherbedarf bei gleicher Anzahl von Messpunkten  $N_{x,y} \cdot N_t$  zu ca. 90 MB, also um eine Größenordnung. Damit ist das Problem wesentlich leichter zu berechnen. Für die Zerlegung der zeitaufgelösten PIV-Messungen sollte daher diese Methode Anwendung finden.

Da die Eigenwerte ein Maß für die Energie der Moden sind kann ähnlich wie für den Informationsgehalt bei der SVD der Energieinhalt der Moden definiert werden.

$$E_n = \frac{\sum_{k=1}^n \lambda_k}{\sum_{k=1}^K \lambda_k}, \quad (3.36)$$

Ein anschaulicher Vergleich beider Methoden lässt sich bei Cordier und Bergmann (2003) finden, auf die Anwendung auf Messdaten für die Zylinderumströmung wird in Abschnitt 3.6.4 noch näher eingegangen.

## 3.4. Frequenzanalyse, Ausreißertest und Mittelwertbildung

### 3.4.1. Frequenzanalyse

Die Frage nach der optimalen Frequenz  $F^+$  für die abgelöste Tragflügelumströmung ist schwer zu beantworten. In Abschnitt 1.3 wurde schon auf die verschiedenen, in der Strömung dominanten Frequenzen eingegangen. Für die Geschwindigkeitsfelder wurde daher ein lokaler Ansatz

### 3. Datenanalyse

gewählt. Für jeden Messpunkt wurden die Geschwindigkeitskomponenten  $\mathbf{u}(t)$  mittels schneller Fouriertransformation (FFT) auf Ihren Frequenzinhalt untersucht. Anhand des Energiespektrums können sehr gut Bereiche wie Scherschicht und Ablösegebiet voneinander unterschieden werden.

Aus den Kraftmessungen am NACA0015-Profil können ebenfalls dominante Frequenzen der Auftriebs- und Widerstandserzeugung am Profil ermittelt werden. Diese müssen nicht zwangsläufig mit den aus der Geschwindigkeitsmessung ermittelten Frequenzen übereinstimmen.

Da die Messwerte der Kraftmesswaage sehr verrauscht sind und teilweise nur sehr kurze Messzeiten realisiert werden konnten, mussten zur Auswertung verschiedene Methoden im Zusammenhang mit der FFT angewandt werden. Veynante (2008) gibt einen aufschlussreichen Überblick über verschiedene Methoden Spektren aus kurzen und stark verrauschten Zeitserien zu gewinnen. Dazu wurden hier grundsätzlich folgende Maßnahmen ergriffen.

Für zeitlich endliche Messreihen  $x_i$  wiederholt sich das Spektrum periodisch für ganzzahlige Vielfache der Messfrequenz  $f_m$ , daher muss darauf geachtet werden, dass das Nyquist-Kriterium eingehalten wird. Die Größe, der im Signal enthaltenen Frequenzen  $f_s$  darf nur halb so groß wie die Messfrequenz sein  $f_s \leq 0.5f_m$ , um Überschneidungen des sich periodisch wiederholenden Spektrums zu vermeiden. Weiterhin kommt es durch die zeitliche Begrenzung des Signals zu einem hochfrequenten Anteil im Spektrum, da die FFT für periodische Signale konzipiert worden ist. Es ist daher wichtig durch Multiplikation mit einer Fensterfunktion  $w_i$  diese Randeinflüsse zu minimieren.

$$\hat{x}_i = w_i x_i \quad (3.37)$$

Für  $w_i$  wurde das Hanning-Fenster gewählt, welches an den Rändern zu Null wird. Für  $N$  Messwerte, wobei  $i$  von  $0 \dots N - 1$  läuft, ist es nach Gleichung 3.38 definiert.

$$w_i = \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos \left( \frac{2i\pi}{N-1} \right) \right] \quad (3.38)$$

Veynante (2008) empfiehlt, im Besonderen für verrauschte Daten, die Mittelung der Spektren. Dazu wurde das Signal in kürzere Einheiten zerlegt und die aus diesen Signalabschnitten gewonnenen Spektren wurden anschließend gemittelt. Dabei geht die Frequenzauflösung verloren, da die FFT-Algorithmen die Fourierkoeffizienten für  $\Delta f = f_m/N$  berechnen. Um die kleinste auflösbare Frequenz zu erhöhen, kann man dem Signal eine Anzahl von Nullen anhängen. Diese verändern weder den Energiegehalt im Signal, noch das Spektrum, lediglich die Auflösung des Spektrums verbessert sich. Diese Technik wird Zeropadding genannt.

Wenn nicht ausreichend Messwerte für die Mittelung der Spektren vorhanden sind, so kann man aus einer Zeitserie auch mehrere überlappende Zeitserien extrahieren und deren Spektren mitteln. Diese Methode wird im Englischen auch als Welch's periodiogram bezeichnet.

Während die Verwendung der Fensterfunktion und die Spektrenmittelung immer angewandt wurde, wurde auf die Zerlegung in überlappende Zeitserien weitgehend verzichtet.

#### 3.4.2. Ausreißertest und gleitender Mittelwert

Als Ausreißer wurden alle Werte behandelt, die  $|x_i - x_m| \geq 3S_x$  waren, wobei  $x_m$  hier den Mittelwert einer Zeitserie und  $S_x$  deren Standardabweichung bezeichnet. Diese Werte wurden durch Mittelwerte aus direkter Umgebung  $i \pm 1$  oder, wenn auch dort Ausreißer detektiert wurden, aus weiterer Entfernung  $i \pm 2$  ersetzt.

Zur Rauschunterdrückung wurde zusätzlich noch ein gleitender Mittelwertfilter mit Fensterfunktion angewandt. Die Fensterbreite richtet sich dabei nach der Messfrequenz. Als Fensterfunktion wurde auch hier das Hanning-Fenster (Gleichung 3.38) verwendet.

#### 3.4.3. Phasenmittelung

Für die Phasenmittelung ist es notwendig ein Signal als Grundlage zu verwenden, welches mit einer dominanten Frequenz recht gut den untersuchten Prozess wiedergibt. Diese Art der Mittelung wird daher häufig im Turbomaschinenbereich oder bei Messungen an Kolbenmotoren angewendet, da diese Prozesse zyklisch ablaufen (Ubaldi und Zunino, 2000). Auch für periodische Wirbelablösung wird schon länger Phasenmittelung verwendet (Lyn u. a., 1995).

Für freie Strömung ist dies nicht einfach möglich, da die dominanten Frequenzen nicht a priori bekannt sind, d.h. eine Phasenmittelung der Ergebnisse kann immer nur nach der Messwerterfassung vorgenommen werden oder durch ein zusätzliches zur Synchronisation geeignetes Signal (z.Bsp. Druckschwankungen, Turbinenposition etc.). Bei periodisch ablaufenden Vorgängen können die dominanten Frequenzen aus den Messwerten selbst mittels Fourieranalyse gewonnen werden. Wenn mehr als eine dominante Frequenz im Spektrum auftritt kann die Mittelung immer nur diesen einen Teil des Signals abbilden, Vorgänge mit anderen Frequenzen werden herausgemittelt.

Für die angeregte Profilmströmung bietet es sich an, die Phasenmittelung mit dem Anregungssignal zu synchronisieren, sofern die Anregung das dominante Phänomen der Umströmung ist. Es darf dabei aber nicht vergessen werden, dass Vorgänge auf anderen Zeitskalen immer verwischt und durch die Phasenmittelung unterdrückt werden. Es besteht immer "the risk of obtaining results that are more representative of the conditional event than of the coherent structure" (Adrian, 1996). Für die Plattenumströmung wurden sehr hohe Impulskoeffizienten  $c'_\mu \geq 1$  % untersucht, dort ist die Phasenmittlung mit der Anregungsfrequenz sicher gerechtfertigt (Cierpka u. a., 2007a).

### 3. Datenanalyse

Eine Periode  $T$  wird in eine bestimmte Anzahl Klassen  $k = 1 \dots K$  mit der unteren  $t_{ku}$  und oberen Grenze  $t_{ko}$  unterteilt. Der Mittelwert für eine Klasse wird nun zu

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, k) = \frac{1}{N_k} \sum_{i=0}^{N=t_m/T} \mathbf{u}(\mathbf{x}, (t_{ku} \leq t < t_{ko}) + (t_{ku} \leq t < t_{ko})iT). \quad (3.39)$$

## 3.5. Adaptive PIV Auswertung

### 3.5.1. Einleitung

Die Dynamik eines PIV-Systems kann nach Hain und Kähler (2007) in örtliche Dynamik  $DSR$  (dynamic spatial range) und Dynamik der Geschwindigkeitsmessung  $DVR$  (dynamic velocity range) unterteilt werden. Die örtliche Dynamik

$$DSR = \frac{L_x}{\Delta \mathbf{x}_{min}} \quad (3.40)$$

wird durch das Verhältnis der Sensorgröße  $L_x$  zur Größe der Auswertefenster  $\Delta \mathbf{x}_{min}$  bestimmt, und liegt bei Sensorengrößen von einem Megapixel und  $16 \times 16$  Pixel<sup>2</sup> großen Auswertefenstern mit 50% Überlappung bei  $DSR \approx 125$ . Da eine weitere Verkleinerung der Auswertefenster nicht sinnvoll ist, lässt sich die örtliche Dynamik daher nur mit größeren Sensoren, bzw. Mehrkameraanordnungen erhöhen.

Die Geschwindigkeitsdynamik

$$DVR = \frac{\Delta \mathbf{x}_{max}}{\varepsilon} \quad (3.41)$$

ist das Verhältnis von maximal detektierbarer Partikelverschiebung  $\Delta \mathbf{x}_{max}$  und deren Messgenauigkeit  $\varepsilon = 0.05 \dots 0.1$  Pixel und liegt etwa im Bereich von  $DVR = 200$  (Hain und Kähler, 2004). Während an der maximalen detektierbaren Partikelverschiebung nur bedingt etwas geändert werden kann, kann der  $DVR$  erhöht werden, wenn die Fehler der Messung minimiert werden.

Der absolute Fehler der Bestimmung des Partikelversatzes für PIV-Messungen bei optimalem Partikeldurchmesser und minimalem Rauschen liegt derzeit bei  $\varepsilon \approx 0.05$  Pixel. Der relative Fehler ist für zunehmenden Partikelversatz kleiner, die Geschwindigkeit kann genauer bestimmt werden.

Wenn in einem Messgebiet sehr viele unterschiedliche Geschwindigkeitsskalen vorkommen, wie das z.Bsp.: bei Grenzschichtströmungen, Freistrahlen oder Nachlaufströmungen der Fall ist, kann man für eine genügend hohe, zeitlich äquidistante Auflösung den Bildabstand zur Ermittlung eines Geschwindigkeitsvektors lokal so wählen, dass der Fehler minimiert wird. Eine Maximierung des Partikelversatzes hat bedingt durch die Messtechnik allerdings Grenzen. Mit

zunehmendem Zeitabstand zwischen den Einzelbildern nimmt der Verlust an Signal- zu Rauschverhältnis zu. Dies geschieht durch das Herauswandern von Partikeln aus dem Auswertefenster (*in-plane-loss*)  $F_I$  und Herauswandern aus dem Lichtschnitt aufgrund von Querbewegungen  $F_O$  (*out-of-plane-loss*).

Es müssen daher geeignete Kriterien gefunden werden, welche die Qualität des ermittelten Pixelversatz lokal prüfen und den Zeitabstand zwischen den Einzelbildern optimieren. Zusätzlich müssen die Beschleunigung und die Krümmung der Partikelbahnen ebenfalls beachtet werden.

Eine andere Möglichkeit das Rauschen zu unterdrücken und somit Fehler zu Minimieren ist die Ensemble-Korrelation. Für zeitlich sehr hoch aufgelöste Daten kann eine Mittelung von Korrelationsebenen unterschiedlicher Zeitpunkte nach Gleichung 3.42 ein besseres Signal- zu Rauschverhältnis bewirken (Scarano, 2008a).

$$R(\mathbf{x}, t_n) = \frac{1}{2k} \sum_{i=n-k}^{n+k} R(\mathbf{x}, t_i) \quad (3.42)$$

Der maximale Bildabstand  $k$  muss natürlich anhand der Strömung und der zeitlichen Messauflösung bestimmt werden. Denkbar wäre in diesem Zusammenhang auch hier die oben diskutierten Kriterien direkt auf die Ergebnisse in der Korrelationsebene anzuwenden. Da allerdings die Algorithmenentwicklung nur einen Teil der hier vorgestellten Arbeit darstellte, muss dies auf einen späteren Zeitpunkt verschoben werden. Erste Tests lassen eine deutliche Verbesserung in den Wirbelstärkeverläufen erkennen.

Um eine möglichst optimale Auswertung der einzelnen Aufnahmen zu gewährleisten, wurden zuerst mit Hilfe eines Bildgenerators Testbilder erzeugt und verschiedene Parametereinstellungen mit der im späteren Verlauf verwendeten Software PivView 2.4 untersucht. Dazu wurden für synthetische Bildpaare mit konstantem Pixelversatz  $\Delta x = 3.5 \text{ Pixel}$  und  $\Delta y = 1.4 \text{ Pixel}$  für verschiedene Partikeldurchmesser  $D_P$  in der Aufnahme Vektorfelder berechnet. Die mittlere Abweichung des ermittelten Pixelversatz wurde als Maß für den Fehler verwendet und berechnet sich zu

$$\langle \Delta \mathbf{x}_{\text{rms}} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta \mathbf{x}_m - \Delta \mathbf{x})^2} \quad (3.43)$$

$\Delta \mathbf{x}_m$  steht dabei für den ermittelten und  $\Delta \mathbf{x}$  für den realen Pixelversatz. Den synthetischen Bildern liegt dabei eine mittlere Laserstärke, ein Füllfaktor des CCD-Chips<sup>5</sup> von  $F = 1$  und

<sup>5</sup>Der Füllfaktor eines optischen Sensors ist das Verhältnis der optisch aktiven Fläche zur optisch unempfindlichen Fläche. Bei CCD-Kameras wie die hier verwendete pco.2000 beträgt er bei einer Pixelgröße von  $7.4 \times 7.4 \mu\text{m}^2$   $F = 1$ . CMOS-Sensoren besitzen aufgrund ihrer Bauart einen deutlich schlechteren Füllfaktor. Bei der Photron Fastcam 1024PCI beträgt er bei einer Pixelgröße von  $17 \times 17 \mu\text{m}^2$  lediglich  $F = 0.6$ , wodurch die Abbildungen der Tracerpartikel deutlich kleiner sind. Dieser Nachteil wird oft durch Mikrolinsenarrays ausgeglichen. Einen aktuellen Überblick über die verschiedenen Sensorarchitekturen im Hinblick auf PIV-Messungen geben Hain



### 3. Datenanalyse

Rauschfreiheit zugrunde. Die Auswertung erfolgte mit dem Multigrid Verfahren mit Deformation der Auswertefenster im Subpixelbereich. Die Geschwindigkeitsauflösung wird dadurch von der örtlichen Auflösung entkoppelt, womit hohe Geschwindigkeiten auf sehr feinen Messgittern ermittelt werden können. Ausgehend von einem groben Messgitter (hier  $64 \times 64 \text{ Pixel}^2$ ) wurde die Fenstergröße schrittweise auf  $32 \times 32 \text{ Pixel}^2$  und  $16 \times 16 \text{ Pixel}^2$  mit 50 % bzw. 75 % Überlappung zwischen den Auswertefenstern verringert. Die verschiedenen Ansätze zur Vermeidung von Messfehlern und Verbesserung der Auswertelgorithmen bei Standard PIV-Messungen sind in der Literatur ausführlich diskutiert und sollen hier nicht weiter betrachtet werden.

Auch hier sei für einen praktisch orientierten Überblick auf Raffel u. a. (2007) verwiesen. Subpixel Interpolation und Limitierungen in der Genauigkeit werden unter anderem von Roegen (2003), Nogueira u. a. (2005a) und Nogueira u. a. (2005b) beschrieben, Filterung und Hintergrundeliminierung von Wernet (2005). Eine Zusammenfassung über die Anwendung von iterativen Methoden und der Deformation der Auswertefenster wird von Scarano und Riethmüller (1999), Scarano und Riethmüller (2000) und Scarano (2002) gegeben.

Für die Auswertungen wurden Bilder mit einer Größe von  $500 \times 500 \text{ Pixel}^2$  mit einem Signalinhalt  $S = 15\%$  ( $S = \text{Fläche der Partikelbilder} / \text{Gesamtfläche}$ ) erstellt. Um den Einfluss des Signalinhaltes, d.h. der Partikelverteilungsdichte zu untersuchen wurde ebenfalls eine Auswertung mit  $S = 8\%$  durchgeführt. Generell sind die Ergebnisse für höhere Partikelverteilungsdichten besser, solange einzelne Partikel noch sichtbar sind.

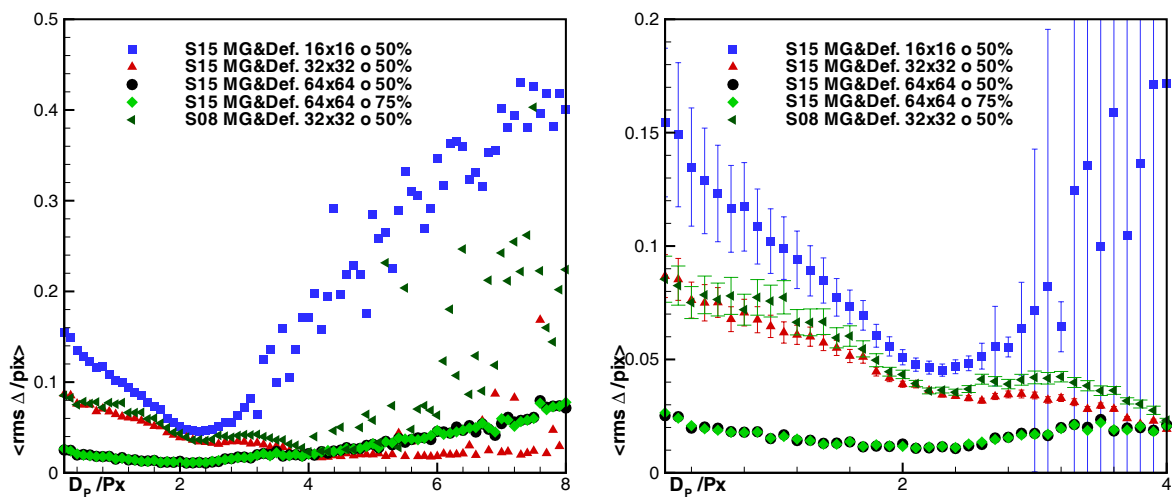


Abb. 3.8.: Mittlerer RMS-Wert der Abweichungen von  $\Delta x_m - \Delta x$  über dem Partikeldurchmesser (links). Vergrößerung der Region  $D_p = 0 \dots 4$  Pixel, Fehlerbalken symbolisieren die Standardabweichung (rechts).

Anhand der Abbildung 3.8 sieht man sehr deutlich das es einen Bereich optimaler Partikeldurchmesser gibt. Für die Kreuzkorrelation kann der mittlere Partikeldurchmesser hinsichtlich der Minimierung des Fehlers zu  $D_p \approx 2 \dots 2.5$  Pixel bestimmt werden. Zwar ergibt sich für

u. a. (2007).

die Fenstergröße von  $32 \times 32$  Pixel<sup>2</sup> ein geringerer Fehler bei größeren Partikeldurchmessern, die Schwankungen werden aber vor allem mit abnehmender Partikelverteilungsdichte schnell größer. Die großen Schwankungen für zunehmende Partikeldurchmesser liegen in der Ursache begründet, dass hier der Signalinhalt des Bildpaares konstant gehalten wurde, d.h. mit steigendem Durchmesser nimmt die Partikelverteilungsdichte ab, wobei besonders bei kleineren Auswertefenstern nur noch wenige und unter Umständen keine Partikel in die verkleinerten Korrelationsfenster fallen.

Raffel u. a. (2007) geben für Kreuzkorrelation von einzelbelichteten Bildern ebenfalls  $D_P > 2$  Pixel an. Bei der richtigen Wahl des Partikeldurchmessers und Anwendung der Multigridmethode<sup>6</sup> kann man auch für kleine Auswertefenster, d.h. eine hohe räumliche Auflösung, mittlere Fehler von  $\varepsilon \leq 0.06$  Pixel für den Partikelversatz erwarten.

Wenn zusätzlich die Auswertefenster deformiert werden (mit Subpixelgenauigkeit), kann der Algorithmus ebenfalls gut mit Beschleunigungen umgehen wie in Abbildung 3.9 dargestellt ist. Der Auswertung liegen dabei synthetische Bilder mit einem mittleren Partikeldurchmesser von  $D_P = 2$  Pixel zugrunde. Aufgetragen ist aufgrund der hohen Schwankungen innerhalb der Messung der mit dem Medianwert der Abweichung der Beschleunigung gebildete Fehler

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\left( \left[ \frac{d\Delta\mathbf{x}_m}{d\mathbf{x}} - \frac{d\Delta\mathbf{x}}{d\mathbf{x}} \right]_{(N/2)} \right)^2}}{d\Delta\mathbf{x}/d\mathbf{x}}. \quad (3.44)$$

Insgesamt kann festgestellt werden, dass durch die Anwendung der Fensterdeformation und Verschiebung wesentlich geringere Fehler für die Beschleunigungen auftreten. Die Medianwerte fallen für diese erweiterten Auswertemethoden für höhere Beschleunigungen gut zusammen. Es ist jedoch zu bemerken, dass insbesondere für kleine Auswertefenster im Bereich kleiner Beschleunigungen erheblich größere Fehler auftreten.

Die großen Schwankungen bei kleinen Auswertefenstern liegen darin begründet, dass hier die Partikelverteilungsdichte für die synthetischen Bilder nicht sehr hoch ist. Bei realen Messungen ist die Partikelverteilungsdichte unter Umständen ebenfalls niedrig. Für große Beschleunigungen entstehen die Fehlmessungen auch aufgrund der Tatsache, dass die Partikel aus der Bildebene herauswandern.

Nun ist für die Detektion von Strukturen innerhalb des Vektorfeldes zum einen sehr hohe Ortsauflösung von Interesse um einen breiten Skalenbereich abdecken zu können, zum ande-

---

<sup>6</sup>Die Multigridmethode ist eine iterative Methode um den Geschwindigkeitsdynamikbereich und die Genauigkeit der Kreuzkorrelation zu erhöhen. Ausgehend von großen Auswertefenstern für die Korrelation wird über einen Prediktorschritt für das nächstkleinere Fenster der Versatz geschätzt und dieses dann lokal verschoben. Wenn diese Verschiebung im Subpixelbereich erfolgt, kann dadurch sogenanntes Peak Locking effektiv verhindert werden (Scarano, 2002).

### 3. Datenanalyse

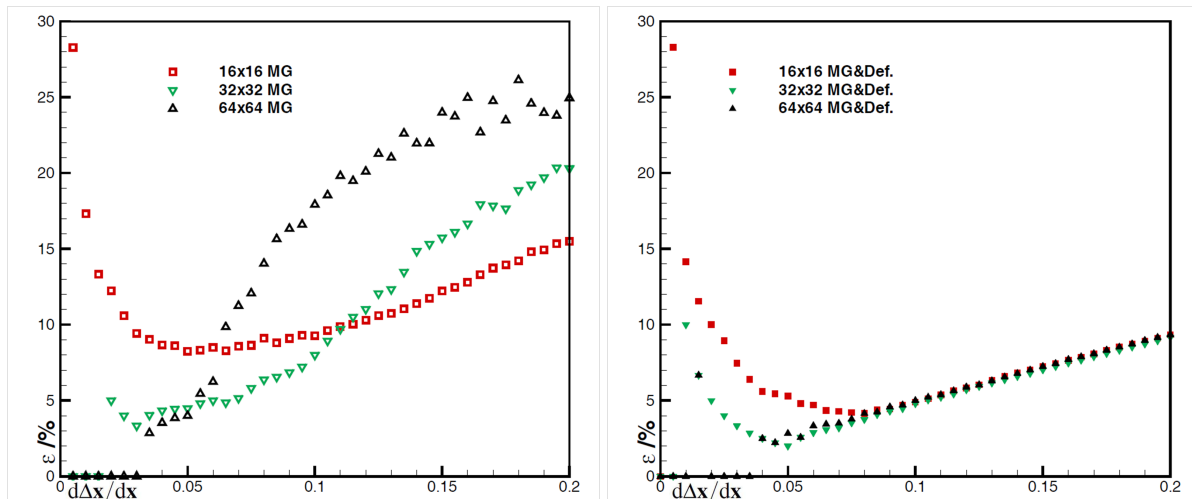


Abb. 3.9.: Relativer Fehler  $\varepsilon$  der Abweichungen von  $((d\Delta\mathbf{x}_m/d\mathbf{x}) - d\Delta\mathbf{x}/d\mathbf{x})$  für steigende Beschleunigung. Multigridmethode ohne (links) und mit Subpixel Fensterdeformation (rechts).

ren sollten die Fehler für die Geschwindigkeiten und im Besonderen für die Ableitung der Geschwindigkeiten (welche zur Berechnung der Wirbelstärke herangezogen werden) möglichst gering sein. Ziel der adaptiven PIV-Methoden soll es sein die Fehler in den Messungen aufgrund von Informationen aus zeitlich früheren und späteren Messungen zu eliminieren.

Aufgrund der in immer stärkerem Maß zu Verfügung stehenden zeitaufgelösten Messtechnik ist dies in der aktuellen Literatur ein oft behandeltes Thema (Hain und Kähler, 2004, 2005, 2007, Pereira u. a., 2004).

#### 3.5.2. Kriterien der adaptiven PIV-Auswertung

Im folgenden sollen nun verschiedene Optimierungsmöglichkeiten aufgezeigt werden die am Forschungszentrum Dresden–Rossendorf verfolgt wurden. Dabei wurden teilweise Ideen von Hain und Kähler (2007) verfolgt (Kriterium der optimale Partikelverschiebung in Abschnitt 3.5.2.1) und neue Ideen entwickelt (Kriterium unter Beachtung der Partikelbeschleunigung in Abschnitt 3.5.2.2). Da aufgrund des enormen Rechenaufwandes die adaptive PIV-Auswertung letztendlich nicht angewandt werden konnte, sollen hier die zugrunde liegenden Ideen nur knapp angerissen werden. Eine ausführlichere Darstellung, besonders im Hinblick auf die Implementierung findet sich bei Klotz (2006). Als Grundlage für die unterschiedlichen Modelle dient die Annahme, dass die Partikel die Strömung  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  ideal (schlupffrei) repräsentieren. Wenn die Position des Teilchens zum Zeitpunkt  $t$  mit  $\mathbf{x}(t)$  gegeben ist so gilt für dessen Bewegung

$$\mathbf{x}(t') = \mathbf{x}(t) + \int_t^{t'} \mathbf{u}(\mathbf{x}(t), t) dt \quad (3.45)$$

mit der Geschwindigkeit

$$\dot{\mathbf{x}}(t) = \mathbf{u}(\mathbf{x}(t), t). \quad (3.46)$$

Bei PIV werden im Gegensatz zur Particle Tracking Velocimetry (PTV) nicht einzelne Partikelbahnen verfolgt, sondern innerhalb der Auswertefenster in einem statistischen Sinn die mittlere Verschiebung ermittelt. Daher soll  $\mathbf{x}(t)$  im Weiteren die Position einer Gruppe von Partikeln in der Strömung angeben. Die Geschwindigkeit kann als Differenzenquotient erster Ordnung aus den Partikelpositionen zu den Zeitpunkten  $t$  und  $t'$  gewonnen werden.

$$\mathbf{x}(t') - \mathbf{x}(t) = \int_t^{t'} \mathbf{u}(\mathbf{x}(\tau), \tau) d\tau \quad (3.47)$$

mit  $t' - t = \Delta t$ . Diese Messung ist fehlerbehaftet. Der Messfehler liegt mit den heutigen Auswertemethoden typischerweise bei  $|\varepsilon| < 0.05$  Pixel. Es gilt nun verschiedene Kriterien anzuwenden, die unter Ausnutzung der hohen zeitlichen Auflösung in bestimmten Bildbereichen den relativen Fehler für die Geschwindigkeitsvektoren minimieren, indem Messwerte mit größerem Zeitabstand verwendet werden.

### 3.5.2.1. Kriterium der optimalen Verschiebung

Die Näherung für die Partikelposition  $\hat{\mathbf{x}}$  zum Zeitpunkt  $t$  und  $t + n\Delta t$  nach Taylor ergibt:

$$\hat{\mathbf{x}}(t + n\Delta t) = \mathbf{x}(t) + \dot{\mathbf{x}}(t)n\Delta t + O(n\Delta t)^2 + \varepsilon. \quad (3.48)$$

Umgestellt nach der Geschwindigkeit erkennt man, dass der Wert für den Fehler  $\varepsilon$  mit steigendem Bildabstand minimal wird. Ein systematischer Fehler in der Ordnung  $O(n\Delta t)$  bleibt jedoch bestehen.

$$\frac{\hat{\mathbf{x}}(t + n\Delta t) - \overbrace{\hat{\mathbf{x}}(t)}^{=0}}{n\Delta t} = \overbrace{\dot{\mathbf{x}}(t)}{=\mathbf{u}(\mathbf{x}(t), t)} + O(n\Delta t) + \frac{\varepsilon}{n\Delta t} \quad (3.49)$$

Ideal im Sinne eines kleinen Fehlers wären also möglichst große zeitliche Bildabstände. Dies ist durch den steigenden Signalverlust allerdings begrenzt. Der Signalverlust durch das Herauswandern von Partikel aus den Auswertefenstern  $F_I$  kann durch moderne Methoden wie der Verschiebung und Deformation der Auswertefenster recht gut abgefangen werden. Mit zunehmendem Abstand zwischen den Einzelbildern nimmt die Kreuzkorrelation durch das Herauswandern von Partikeln aus der Messebene  $F_O$  allerdings ab. Der systematische Fehler in Gleichung 3.48 wächst ebenfalls mit zunehmendem Bildabstand, so dass ein Kompromiss gefunden werden muss. In der Praxis hat sich ein optimaler Partikelversatz von  $\Delta \mathbf{x} \approx 10 \dots 15$  Pixeln bewährt.

### 3. Datenanalyse

Ändert sich die Beschleunigung jedoch mit der Zeit, so erhöht sich auch hier der Messfehler (Hain und Kähler, 2005). Um diesem Effekt zu begegnen, wurde versucht die Beschleunigung selbst in das Optimierungskriterium mit einzubeziehen.

#### 3.5.2.2. Kriterium der 1. Ableitung der Geschwindigkeit

Wird die Taylorreihe aus Gleichung 3.48 weiter entwickelt, so ergibt sich

$$\hat{\mathbf{x}}(t + \Delta t) = \mathbf{x}(t) + \dot{\mathbf{x}}(t)\Delta t + \ddot{\mathbf{x}}(t)\frac{\Delta t^2}{2} + O(\Delta t^3) + \varepsilon \quad (3.50)$$

$$= \mathbf{u}(\mathbf{x}(t), t)\Delta t + \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} \mathbf{u}(\mathbf{x}(t), t) \right) \frac{\Delta t^2}{2} + O(\Delta t^3) + \varepsilon \quad (3.51)$$

Die Beschleunigung setzt sich zusammen, aus der zeitlichen Veränderung der Strömung  $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}$  am Ort  $\mathbf{x}(t)$  und der Beschleunigung die ein Partikel erfährt wenn es in eine andere Strömungsregion kommt  $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} \mathbf{u}(\mathbf{x}(t), t)$ . Terme der Ordnung  $O(\Delta t^3)$  und höher werden ignoriert und es kann die Beschleunigung zur Zeit  $t$  zur Ermittlung des systematischen Fehlers in Gleichung 3.48 genutzt werden.

$$\frac{\hat{\mathbf{x}}(t + n\Delta t) - \hat{\mathbf{x}}(t)}{n\Delta t} = \mathbf{u}(\mathbf{x}(t), t) + \underbrace{\ddot{\mathbf{x}}(t)\frac{(n\Delta t)^2}{2} + \frac{\varepsilon}{n\Delta t}}_{\text{Minimierungskriterium}} \quad (3.52)$$

In Abbildung 3.10 ist der optimale Bildabstand für die Minimierung des Fehlers dargestellt. Vereinfachend ist dabei angenommen, dass sich der Fehler der PIV-Messung mit steigender Beschleunigung in den Vektorfeldern nicht ändert.

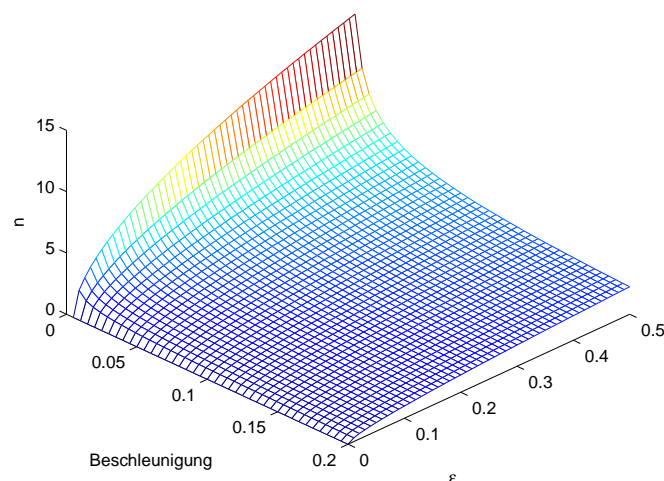


Abb. 3.10.: Optimaler Bildabstand zur Minimierung des Fehlers erster Ordnung für unterschiedliche Messgenauigkeiten  $\varepsilon$  und Beschleunigungen  $\ddot{\mathbf{x}}$ .

Für kleine Beschleunigungen sollte also ein großer Bildabstand gewählt werden um ein optimales Ergebnis zu erzielen, für große Beschleunigungen muss der Bildabstand reduziert werden. Um den Schrittweitenprädiktor nutzen zu können, müssen Informationen über die Beschleunigung  $\ddot{\mathbf{x}}$  bekannt sein. Diese kann ermittelt werden, indem nicht nur mit  $t + \Delta t$  sondern auch mit  $t - \Delta t$  korreliert und eine zentrale Differenz aus beiden Ergebnissen gebildet wird.

$$\hat{\mathbf{x}}(t + \Delta t) = \overbrace{\hat{\mathbf{x}}(t)}^{=0} + \dot{\mathbf{x}}(t)\Delta t + \ddot{\mathbf{x}}(t)\frac{\Delta t^2}{2} + O(\Delta t^3) + \varepsilon \quad (3.53)$$

$$\hat{\mathbf{x}}(t - \Delta t) = \overbrace{\hat{\mathbf{x}}(t)}^{=0} - \dot{\mathbf{x}}(t)\Delta t + \ddot{\mathbf{x}}(t)\frac{\Delta t^2}{2} + O(\Delta t^3) + \varepsilon \quad (3.54)$$

Werden wiederum Terme höherer Ordnung vernachlässigt, so erhält man für die Näherung der Beschleunigung

$$\frac{\hat{\mathbf{x}}(t + \Delta t) + \hat{\mathbf{x}}(t - \Delta t)}{\Delta t^2} = \ddot{\mathbf{x}}(t) + \frac{2\varepsilon}{\Delta t^2} + O(\Delta t) \quad (3.55)$$

Geht man einen Schritt weiter und subtrahiert die Ergebnisse der Korrelation aus Gleichung 3.53 und 3.54 so kann man den Fehlerterm erster Ordnung für die Geschwindigkeit eliminieren und erhält.

$$\frac{\hat{\mathbf{x}}(t + \Delta t) - \hat{\mathbf{x}}(t - \Delta t)}{2\Delta t} = \dot{\mathbf{x}}(t) + \frac{\varepsilon}{\Delta t} + O(\Delta t^2) \quad (3.56)$$

Der eben vorgestellte Schrittweitenprädiktor kann damit allerdings nicht mehr eingesetzt werden, da der zur Ermittlung der optimalen Schrittweite nötige Fehlerterm erster Ordnung wegfällt. Zur Ermittlung der optimalen Schrittweite müsste demzufolge nun die dritte Ableitung der Partikelposition hinzugezogen werden. Dabei wird der Fehler für höhere Ableitungen immer größer und es hat sich gezeigt, dass sich das Verfahren zwar bei synthetischen Bildern anwenden lässt, aber selbst hier besonders bei kleinen Beschleunigungen schlechtere Ergebnisse liefert als die vorher beschriebenen Verfahren (vgl. Abbildung 3.11, links).

### 3.5.2.3. Validierungskriterien

Die mit höheren Bildabständen ermittelten Vektoren müssen zusätzlich noch auf Plausibilität geprüft werden. Damit sollen vor allem Krümmungen in den Partikelbahnen ausgeschlossen werden und fehlerhafte Werte aufgrund schwacher Korrelation eliminiert werden.

Ein Kriterium kann bzgl. der Richtung des Geschwindigkeitsvektors aufgestellt werden. Mit dem geringsten Bildabstand wird die Richtung des Vektors ermittelt und geprüft, ob der Winkel zwischen dem ermittelten Vektor und dem Vektor aus der Auswertung mit größerem Zeitabstand signifikant abweicht.

### 3. Datenanalyse

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, n\Delta t) = \begin{cases} \text{validiert} & \text{wenn } \alpha_{n\Delta t} \leq \alpha_t \pm 0.1\pi \\ \text{nicht validiert} & \text{wenn } \alpha_{n\Delta t} > \alpha_t \pm 0.1\pi \end{cases} \quad (3.57)$$

Das zweite Validierungskriterium ist mit der zeitlichen Beschleunigung der Strömung verknüpft. Es wird geprüft, ob der ermittelte Betrag der Geschwindigkeit für größere Zeitabstände von dem mit dem geringsten Bildabstand abweicht.

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, n\Delta t) = \begin{cases} \text{validiert} & \text{wenn } \frac{|\mathbf{u}(\mathbf{x}, n\Delta t)| - |\mathbf{u}(\mathbf{x}, \Delta t)|}{|\mathbf{u}(\mathbf{x}, \Delta t)|} \leq \varepsilon_{lin} \\ \text{nicht validiert} & \text{wenn } \frac{|\mathbf{u}(\mathbf{x}, n\Delta t)| - |\mathbf{u}(\mathbf{x}, \Delta t)|}{|\mathbf{u}(\mathbf{x}, \Delta t)|} > \varepsilon_{lin} \end{cases} \quad (3.58)$$

Die Abweichungen können dabei von  $\varepsilon_{lin} = 0.05 \dots 0.2$  liegen. Für reale Messdaten ist es sinnvoll aufgrund des Signalrauschens eine höhere Toleranz zu wählen.

Wenn ein Vektor nicht validiert werden konnte wird der Bildabstand ausgehend von dem als Optimum ermittelten Wert reduziert. Es hat sich herausgestellt, dass die Validierung unbedingt notwendig ist um Ausreißer in den Messungen zu eliminieren und somit eine Verbesserung der Ergebnisse zu erzielen.

Abbildung 3.11 zeigt sehr deutlich den Einfluss der unterschiedlichen Methoden auf den mittleren Fehler nach Gleichung 3.44. Die mittleren vom Algorithmus gewählten Bildabstände sind rechts dargestellt, wobei das Maximum bei  $n = 5$  liegt. Wird ein optimaler Versatz von 10 Pixeln vorgegeben, so wird besonders im Bereich kleiner Beschleunigungen mit großen Zeitabständen gearbeitet, wodurch sich der Fehler minimiert. Mit zunehmender Beschleunigung nehmen die Zeitabstände aber schnell ab und der Fehler pegelt sich auf den Wert des normalen Multigridverfahrens mit Subpixel-Fensterdeformation ein.

Wird der optimale Bildabstand mit der Methode der ersten Ableitung der Geschwindigkeit ermittelt (Anwendung ohne Validierung), so steigt der mittlere Fehler ab  $d\Delta\mathbf{x}/d\mathbf{x} = 0.06$  sehr stark an und das Verfahren ist deutlich schlechter als die normale Auswertung mit  $n = 1$ . Unter Beachtung des Richtungskriteriums sowie des Beschleunigungskriteriums kann aber selbst für Beschleunigungen von  $d\Delta\mathbf{x}/d\mathbf{x} = 0.2$  der Fehler unter 10% gehalten werden. Es kann eine signifikante Verbesserung im Bereich kleiner Beschleunigungen erzielt werden.

Aufgrund der steigenden Ungenauigkeit bei der Berechnung der dritten Ableitung des Partikelversatzes ist dieses Verfahren (mit und ohne Validierung) für besonders kleine Ableitungen nicht wesentlich besser als das Standardverfahren und pegelt sich für große Beschleunigungen bei ähnlichen Werten ein.

Für eine adaptive PIV-Auswertung hinsichtlich der Minimierung des Fehlers bei kleinen Beschleunigungen wäre also das Kriterium des optimalen Versatzes bzw. das Kriterium der ersten Ableitung zu wählen.

Die Bewertung der Vektorfelder erfolgt derzeit noch in Form von fertig ausgewerteten Bildern. Hierfür müssen für alle möglichen Bildabstände die Vektorfelder ermittelt werden, was

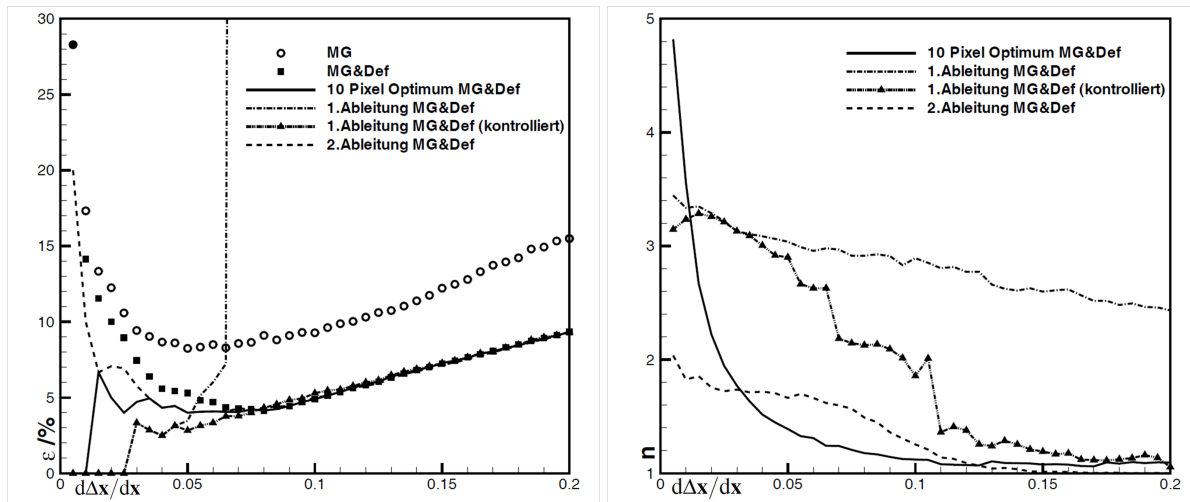


Abb. 3.11.: Relativer Fehler  $\epsilon$  der Abweichungen von  $(d\Delta x/dx_m - d\Delta x/dx)$  für steigende Beschleunigung mit unterschiedlichen adaptiven Auswertalgorithmen (links) und mittlerer Bildabstand der adaptiven Verfahren (rechts).

sehr rechenintensiv ist. Mit einem Software Development Kit sollen in einem späteren Schritt die adaptiven Algorithmen stärker in das Auswerteprogramm eingearbeitet werden, um eine schnellere Bearbeitung zu gewährleisten. Aufgrund der hohen Rechenzeiten wurden die adaptiven Methoden auf die in der Arbeit vorgestellten Ergebnisse noch nicht angewendet.

### 3.6. Zylinderumströmung

Im Folgenden soll die Brauchbarkeit der eben vorgestellten Werkzeuge an einem realen Problem demonstriert werden. Dazu wurde die Umströmung eines Kreiszylinders gewählt, da diese Art der Strömung zum einen recht gut erforscht ist (Williamson, 1996, Zdravkovich, 1997), zum anderen treten ähnliche Phänomene wie bei der abgelösten Umströmung eines Tragflügelprofils auf. So lassen sich ebenso ausgeprägte Scherschichten sowie einzeln periodisch ablösende Wirbel beobachten.

Die zeitaufgelösten PIV-Messungen wurden am kleinen, offenen Elektrolytströmungskanal an einem Zylinder mit einem Durchmesser ( $D = 12 \text{ mm}$ ) bei einer Reynoldszahl von  $Re = 700$  durchgeführt. Bei gleicher Anströmgeschwindigkeit wurde ebenfalls die freie Kanalströmung charakterisiert. Für die Messungen wurde ein kontinuierlicher  $\text{Ar}^+$ -Laser mittels zweier Zylinderlinsen zu einem Lichtschnitt mit einer Dicke von ca. 1..2 mm aufgespannt und beleuchtet von unten durch den Kanalboden eine  $xy$ -Ebene in der Messstrecke. Eine Skizze des Messaufbaus ist in Abbildung 3.12 dargestellt, die Parameter des Experiments sind dabei in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Da ein recht kleines Messgebiet beleuchtet wurde, reichte der Dauerstrichlaser von der Lichtstärke aus, die Kamera (Photron Fastcam 1024 PCI) zeichnete kontinuierlich Bilder mit einer



### 3. Datenanalyse

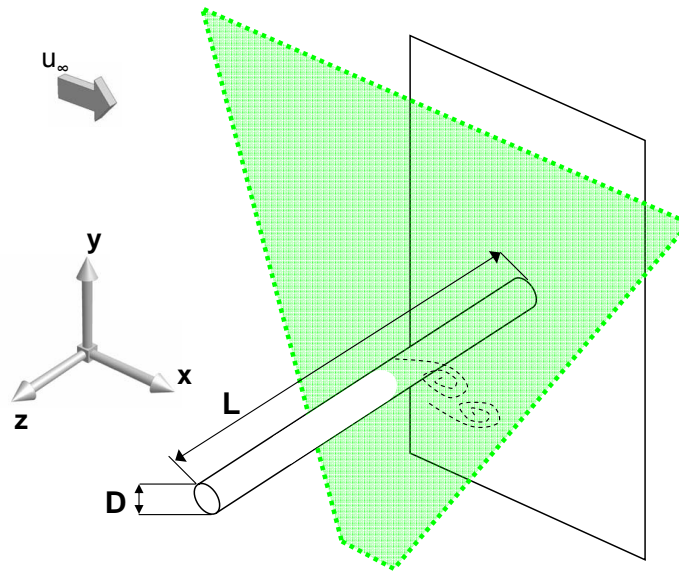


Abb. 3.12.: Experimenteller Aufbau der Zylinderumströmung am kleinen Elektrolytströmungskanal.

Frequenz von 60 Hz auf. Die Belichtungszeit wurde elektronisch geregelt und auf 1/500 s eingestellt. Um eine Abschattung oberhalb des Zylinders zu vermeiden, wurde dieser als transparenter Hohlstab mit einer Wandstärke von 2 mm ausgeführt. Die ungestörte Strömung innerhalb der Messstrecke hatte eine Geschwindigkeit von  $u_\infty = 58.0$  mm/s und einen homogen verteilten Turbulenzgrad von  $Tu = \frac{u' + v'}{2u_\infty} \approx 1.1\%$ . Die Schwankungsgeschwindigkeiten sind dabei mit dem zeitlichen Mittelwert  $u_m$  zu

$$u' = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_m - u)^2} \quad (3.59)$$

definiert.

Bei der Zylinderumströmung unterscheidet man nach Zdravkovich (1997) in drei Bereiche: laminare Strömung, transitionelles Regime und turbulente Strömung. Innerhalb des laminaren Bereiches gibt es die Kriechströmung ( $0 < Re < 4 \dots 5$ ), bei der keine Ablösung auftritt, dann den Bereich stationärer Ablösung ( $4 \dots 5 < Re < 30 \dots 48$ ) und die periodische laminare Ablösung einzelner Wirbel ( $30 \dots 48 < Re < 180 \dots 200$ ). Die Strömung kann in diesem Bereich in guter Näherung als zweidimensional betrachtet werden. Bei der Erhöhung der Reynoldszahl kommt es nun in bestimmten Gebieten zum Umschlag der Strömung in das turbulente Regime. Dies passiert zuerst im Nachlauf für Reynoldszahlen von ( $180 \dots 200 < Re < 350 \dots 400$ ), danach kommt es zu Instabilitäten innerhalb der abgelösten Scherschichten ( $350 \dots 400 < Re < 1 \dots 2 \cdot 10^5$ ). Der laminar-turbulente Umschlagpunkt wandert mit zunehmender Reynoldszahl weiter stromauf. Schließlich schlägt die Strömung schon innerhalb der Grenzschichten am Zylinder um ( $1 \dots 2 \cdot 10^5 < Re < \text{ca. } 6 \cdot 10^6 \dots$ ). Der Übergang zur voll turbulenten Strömung ist

derzeit noch nicht genau bekannt, der turbulente Bereich erstreckt sich dann bis  $Re = \infty$ .

PARAMETER	WERT
Re	700
Durchmesser $D$	0.012 m
Aspektverhältnis $L/D$	16.25
Kanalversperrung	5.5%
Messgebiet / Messauflösung	$11 D \times 2.5 D / 1.2 \text{ mm}$
Framerate / Messzeit	$f_S = 60 \text{ Hz} / t_M = 136.5 \text{ s}$

Tabelle 3.2.: Experimentelle Parameter der Zylinderumströmung

Die hier untersuchte Strömung kann also in den Bereich der Scherschichtinstabilitäten eingeordnet werden. Die zunächst laminaren abgelösten Scherschichten schlagen in Turbulente um, um anschließend zu den typischen ablösenden Wirbelstrukturen einzurollen. Bei diesem Phänomen, welches oft in Flüssen hinter Brückenpfeilern beobachtet werden kann, oder anhand des entstehenden Pfeiftons bei Fahnenstangen, welche starkem Wind ausgesetzt sind, gehört werden kann, spricht man von der von Kármánschen Wirbelstraße. Die ablösenden Wirbel sind oft nur kurze Zeit stabil und verlieren schnell an Energie. Ganz ähnlich den Tollmien-Schlichting Wellen in Grenzschichten können für den laminar-turbulenten Umschlag in Scherschichten auch anwachsende Instabilitäten gefunden werden. Zdravkovich (1997) nennt diese im Zusammenhang mit der Zylinderumströmung Gerrard-Bloor Transitionswellen, für Scherschichten im allgemeinen werden diese Wellen allerdings oft Kelvin-Helmholtz Instabilitäten genannt. In dem Bereich des Scherschichtumschlages beginnen dreidimensionale Störungen anzuwachsen und an Einfluss zu gewinnen. Innerhalb der Scherschicht entstehen symmetrische Wellen. Die dominanten Frequenzen dieses Prozesses innerhalb der Scherschicht sind dabei kleiner als die typische Wirbelablösefrequenz.

Mit einer Messzeit von  $t_M = 136.5 \text{ s}$  ergibt sich für die ermittelten dominanten Frequenzen von  $f \approx 0.8 \text{ Hz}$  eine Anzahl von ca. 100 Perioden mit jeweils 75 Einzelbildern. Die mittlere Strömung ist anhand der Stromlinien in Abbildung 3.13 gut zu erkennen<sup>7</sup>. Die sich bildenden Scherschichten an der Ober- und Unterseite des Zylinders sind deutlich sichtbar. Die Nachlauf-delle ist an den Geschwindigkeitsprofilen für  $x/D = \text{konst.}$  sehr gut zu erkennen. Da zu Gunsten einer längeren Messzeit der Bildbereich in  $y$ -Richtung eingeschränkt wurde sind die Profile nicht bis in die ungestörte Außenströmung darstellbar, trotzdem lassen sich einige Aussagen zur Topologie der Strömung machen. Für  $x/D = 1$  ist ein Gebiet mit stagnierendem Fluid unmittelbar hinter dem Zylinder zu sehen, bei  $x/D = 2.5$  hat sich die Nachlauf-delle in  $y$ -Richtung kaum

<sup>7</sup>Im Gebiet unmittelbar hinter dem Zylinder lässt sich anhand der Stromlinien eine Quelle vermuten. An dieser Stelle sind die zu messenden Geschwindigkeiten sehr klein, wodurch der Effekt wahrscheinlich auf Messungenauigkeiten zurückzuführen ist. Denkbar wären auch dreidimensionale Strömungsstrukturen die im Zylinder-nachlauf ab  $Re \approx 270$  (Williamson, 1996) auftreten. Ob es sich tatsächlich um solche Strukturen handelt ist mit der Messung in einer Ebene nicht zu klären.

### 3. Datenanalyse

ausgedehnt. Im Zentrum ist ein Rezirkulationsgebiet mit negativen Werten der Geschwindigkeit in Strömungsrichtung zu erkennen und für  $x/D = 6$  ist die Nachlaufdelle schon stark abgebaut. Die Profile der  $v$ -Geschwindigkeitskomponente geben Auskunft über die Entwicklung des Rezirkulationsgebietes. Die leichte Unsymmetrie in den Profilen ist hier auf den Einfluss der freien Oberfläche und des Kanalbodens zurückzuführen. Für  $x/D = 1$  vergrößert sich der Nachlauf, bei  $x/D = 2.5$  erkennt man deutlich das Ende des Rezirkulationsgebietes und das Zusammenwachsen der beiden Scherschichten. An dieser Stelle formieren sich die ablösenden Wirbel. Im letzten Profil ist die deutlich geringere Aufweitung des Nachlaufgebietes infolge der Vermischung des Fluids aus dem Nachlauf mit der Außenströmung zu erkennen. Diese mittlere Betrachtung kann aber im Fall der periodischen Strömung nur ein ungenaues Bild der Vorgänge geben, daher müssen zusätzliche Datenauswertalgorithmen hinzugezogen werden.

#### 3.6.1. Fourier Transformation

Die quadrierte Amplituden für einen Teil des Spektrums (im folgenden der Lesbarkeit halber Energiespektrum genannt) für die reine Kanalströmung in Abbildung 3.14 (links) zeigen eine homogene Verteilung der Energie auf alle Frequenzen im messbaren Bereich von  $f = 0 \dots 30$  Hz. Im Falle der Zylinderumströmung sind die dominanten Frequenzen deutlich anhand der Energiespektren in Abbildung 3.14 (rechts), für einen Punkt im Gebiet der beginnenden Wirbelablösung zu erkennen. Die FFT-Analyse kann für jeden Punkt im Messgebiet durchgeführt werden. Die Frequenz bei der das Maximum im normierten Energiespektrum für fast das gesamte Nachlaufgebiet auftritt, entspricht einer Strouhalzahl  $St = fd/u_\infty \approx 0.18$ . Es treten aber auch kleinere Frequenzen mit deutlich weniger Energiegehalt auf.

In Abbildung 3.15 sind die normierten Energiespektren für beide Geschwindigkeitskomponenten für  $St \approx 0.18$  und  $0.16$  dargestellt. Für die Zylinderumströmung im Bereich von  $250 < Re < 3 \cdot 10^5$  gibt Norberg (1994) eine Strouhalzahl von  $St = 0.199 \pm 0.013$  an, gleichzeitig wird bemerkt, dass besonders für kleine Aspectverhältnisse  $L/D \leq 50$  die Strouhalzahlen durchaus tiefer liegen können. Für  $Re = 750$  und  $L/D = 5$  wird beispielsweise  $St \approx 0.15$  angegeben. Dies wird mit zusätzlichen dreidimensionalen Effekten begründet, die in dieser Messung allerdings nicht aufgelöst werden können. Um diese Einflüsse zu vermeiden wird für die untersuchte Reynoldszahl ein Aspectverhältnis von  $L/D \geq 100$  empfohlen. Ebenfalls diskutiert wird die Geometrie der Endscheiben, für die hier vorgestellte Messung wurde auf einer Seite eine mit der Kanalwand bündig montierte Endscheibe verwendet, auf der anderen Seite endet der Zylinder frei etwa 1 mm vor der Kanalwand. Norberg (1994) findet heraus, dass für ein großes Verhältnis von Endscheibendurchmesser zu Zylinderdurchmesser die Strouhalzahl ebenfalls sinkt. Diese Effekte treten natürlich am hier verwendeten Experimentaufbau ebenfalls auf.

Insgesamt geben die Frequenzauswertungen recht gut die periodisch auftretende Wirbelablösung wieder. Für die anschließende Phasenmittelung wurde daher  $St = 0.18$  als Mittelungsfrequenz herangezogen.

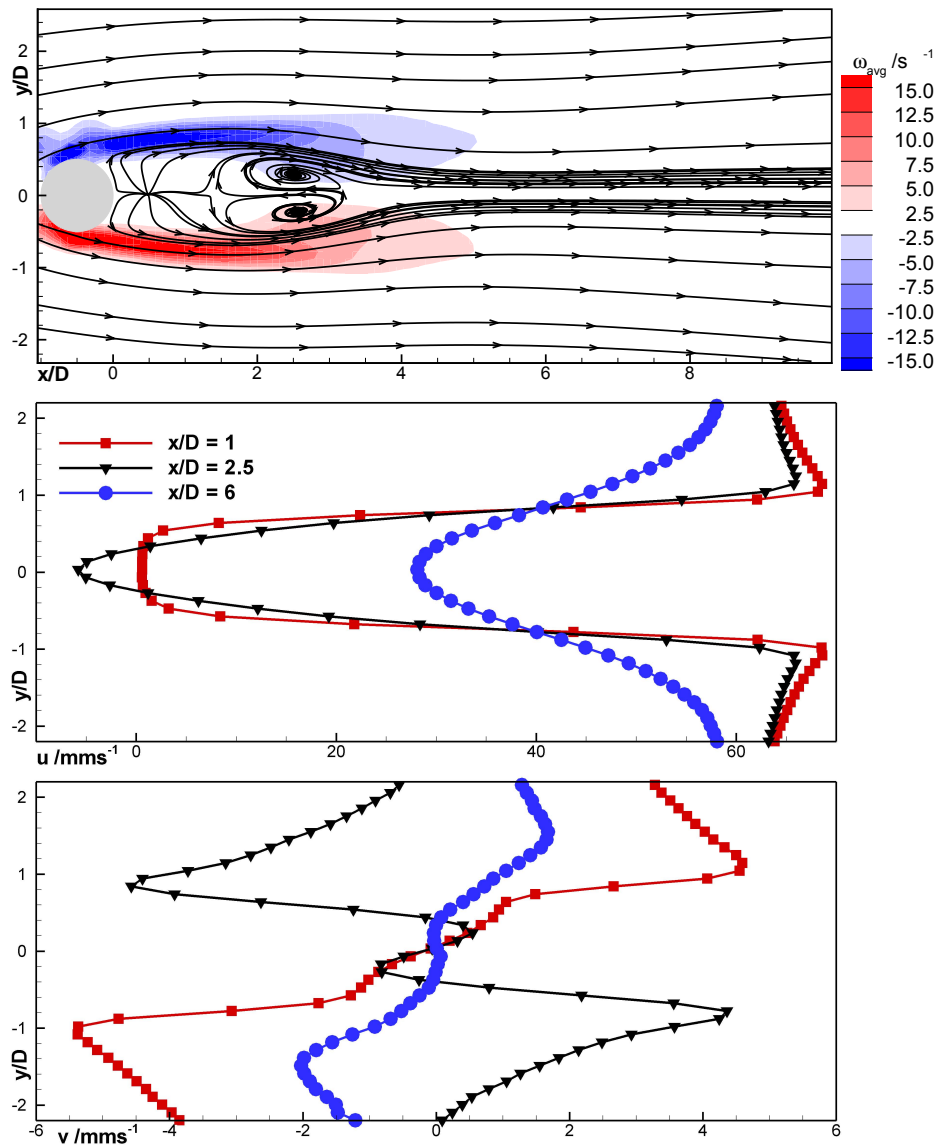


Abb. 3.13.: Stromlinien und mittlere Wirbelstärke  $\omega_z$  (oben) und Geschwindigkeitsprofile für  $u$  (Mitte) und  $v$  (unten) für die Zylinderumströmung bei  $Re = 700$ .

### 3.6.2. Phasenmittelung

Bei der Phasenmittelung wurde die Wirbelablösefrequenz bei  $St = 0.18$ , welche sich als dominant im gesamten Frequenzbereich darstellte, verwendet. Damit werden zwar Prozesse die auf anderen Zeitskalen ablaufen ausgeblendet, allerdings kann man so die Wirbelablösung gut erfassen und das Messrauschen weitgehend unterdrücken. In Abbildung 3.16 sind für die Phasenlagen von  $\phi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  und  $270^\circ$  die phasengemittelte Wirbelstärke und, markiert durch Linien, Gebiete phasengemittelten negativen  $\lambda_2$ -Kriteriums dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich für  $\phi = 0^\circ$  an der Unterseite des Zylinders die Scherschicht aufrüllt und allmählich zu einem Wirbel formt. Dieser Wirbel nimmt für  $\phi = 90^\circ$  schon deutlichere Formen an, um sich schließlich für  $\phi = 180^\circ$ , bereits von der Scherschicht losgelöst, stromab zu bewegen.

### 3. Datenanalyse

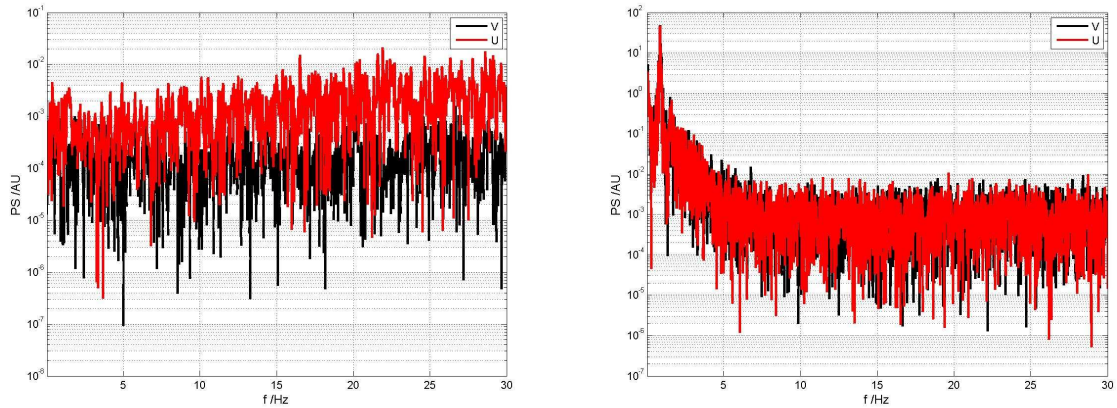


Abb. 3.14.: Quadrierte Amplituden für einen Teil des Spektrums der Fourier Transformation für einen Punkt bei  $x/D \approx 5$  und  $y/D \approx 1.5$  für die ungestörte Strömung (links) und die Zylinderumströmung (rechts).

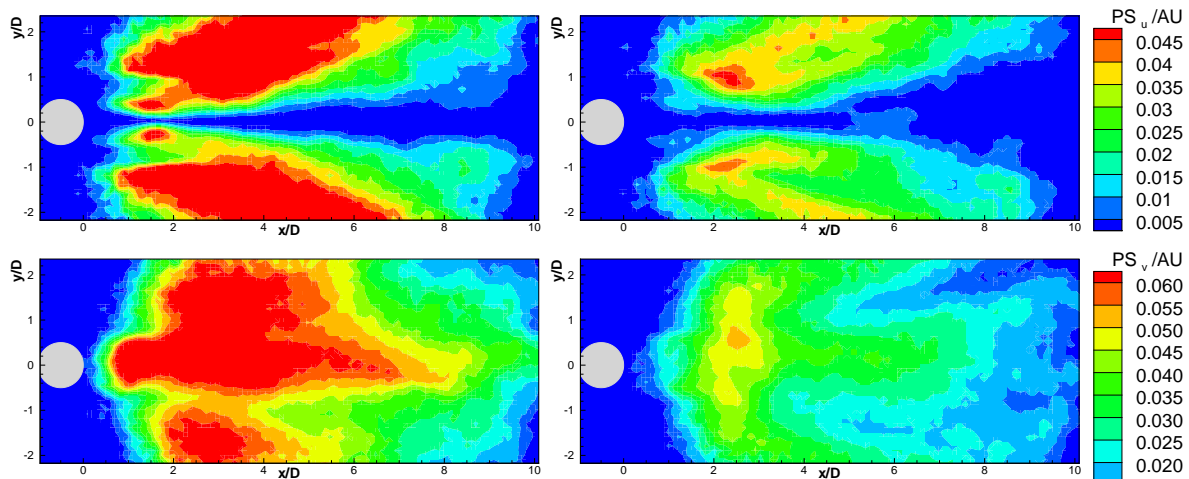


Abb. 3.15.: Räumliche Verteilung der Amplituden für  $St \approx 0.18$  (links),  $St \approx 0.16$  (rechts) der Messwerte für  $u$  (oben) und  $v$  (unten).

Dieser Prozess vollzieht sich in der oberen Scherschicht um eine Phasenlage von  $\phi = 180^\circ$  versetzt.

Durch die Beschränkung auf nur eine dominante Frequenz können andere Mechanismen nicht mehr beobachtet werden. Die eigentliche Wirbelentstehung vollzieht sich innerhalb der Scherschichten direkt nach dem Ablösen vom Zylinder.

Zdravkovich (1997) definiert die Ausdehnung dieser Wirbelentstehungszone vom Ende des Zylinders bis zum Punkt maximaler kinetischer Energie  $L_F = x/D(k_{max})$  und gibt für  $L_F \approx 2.5D$  an. Der Umschlag der Scherschicht zur Turbulenz wird mit  $L_T \approx 1.5D$  angegeben. In Abbildung 3.17 ist der Verlauf der spezifischen kinetischen Energie  $k$ , mit

$$k = \frac{u'^2 + v'^2}{2} \quad (3.60)$$

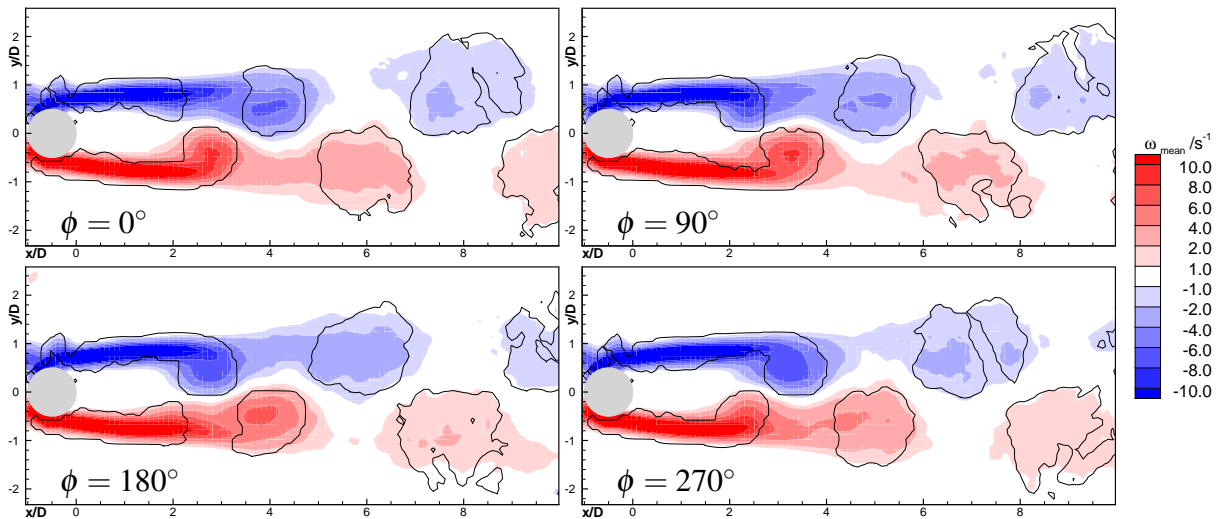


Abb. 3.16.: Phasengemittelte Wirbelstärke und  $\lambda_2$ -Kriterium für die Phasenlagen  $\phi = 0^\circ$  (oben links),  $\phi = 90^\circ$  (oben rechts),  $\phi = 180^\circ$  (unten links) und  $\phi = 270^\circ$  (unten rechts).

auf einer Linie  $y/D = 0$  dargestellt.

Damit lässt sich  $L_F \approx 3.9$  ermitteln. Für  $x/D > 4$  fällt die turbulente kinetische Energie schnell ab und ist bei  $x/D = 10$  schon auf  $0.3k_{max}$  abgefallen. Norberg (1994) beschreibt für den Reynoldszahlenbereich  $200 < Re < 2600$  das Auftreten eines bi-stabilen Strömungsregimes bei geringen Aspektverhältnissen. Dabei springt die Strömung zwischen zwei Moden. Das ist zum einen die Wirbelablösung mit bestimmter Frequenz und zum anderen ungeordnete Strömung, bei der sich der Nachlauf signifikant vergrößert. Mit zunehmender Reynoldszahl verschiebt sich das kritische Aspektverhältnis zu kleineren Werten. Diese Effekte traten allerdings für einen relativen Endscheibendurchmesser von  $D_E/D = 10$  auf. Für  $D_E/D = 15$  blieb die Strömung mit periodischer Wirbelablösung stabil bis zu Aspektverhältnissen von  $L/D \geq 2$ . Die große Ausdehnung der Wirbelentstehungszone in den mittleren Messungen kann daher nicht mit dem Springen zwischen zwei Moden erklärt werden. Norberg (1994) merkt allerdings an, dass sich dieses Gebiet für kleine Aspektverhältnisse aufweitet, da sich die Wirbelentstehungszone zu den Endscheiben hin krümmt und in der Mitte eine maximale Ausdehnung aufweist.

### 3.6.3. Waveletanalyse der ablösenden Wirbelstrukturen

Um die Analyse der Wirbelentstehung weiter zu untersetzen wurde auf die zeitaufgelösten PIV-Messungen die kontinuierliche Waveletanalyse angewendet. Die Einstellungen der Filterparameter, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, ist dabei von besonderer Bedeutung. Analysiert wurden im vorliegenden Fall 8200 Vektorfelder. Die Größe der Wirbel wurde durch Wavelets auf  $N_{WS} = 70$  Skalen ermittelt, welche den Bereich von  $l_{Wmin} = 2.5\Delta x$  bis  $l_{Wmax} = 11.5\Delta x$  über-

### 3. Datenanalyse

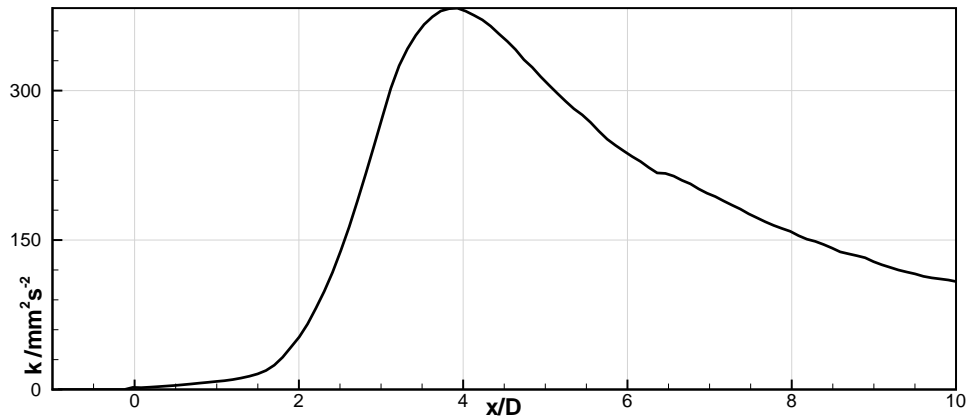


Abb. 3.17.: Verlauf der spezifischen kinetischen Energie  $k$  für  $y/D = 0$ .

decken. Dies resultiert nach Gleichung 3.61 in einer Auflösung von etwa  $\Delta D_k \approx 0.4$  mm.

$$\Delta D_k = \left( \frac{l_{Wmin} - l_{Wmax}}{N_{WS}} \right) \Delta x \frac{3.17}{\sqrt{3}} \quad (3.61)$$

Da eine Skalenanpassung jedoch für jedes Vektorfeld erneut durchgeführt wurde (Meischner, 2006), ist die Auflösung stets besser. Es wurden für die Auswertung nur Wirbel mit einer Ähnlichkeit zum theoretischen Modell des Lamb-Oseen Wirbels von  $0.9 \leq \beta$  herangezogen.

In Abbildung 3.18 (oben) sind die ermittelten Wirbelpositionen für die Gesamtheit der Daten dargestellt. Durch den Waveletalgorithmus wurden insgesamt ca. 7500 einzelne Wirbel detektiert und ausgewertet. Durch die große Anzahl der detektierten Strukturen ist es möglich statistische Betrachtungen über deren Eigenschaften zu machen. Es ist auch möglich einzelne Wirbel zu verfolgen und deren Entwicklung in der Zeit zu beobachten. Im unteren Teil von Abbildung 3.18 ist die  $x$ -Koordinate des Wirbelzentrums über einem Ausschnitt der Messzeit (hier dimensionslos) aufgetragen. Die roten Symbole stehen dabei für Wirbel aus der oberen, die blauen für Wirbel aus der unteren Scherschicht.

Die Energie der detektierten Strukturen steigt zunächst an, nimmt mit zunehmender Lauflänge aber wieder ab, bevor der Wirbel schließlich unter die Detektierungsschwelle fällt. Augenscheinlich gibt es einen Bereich von  $3 \leq x/D \leq 4.5$  in welchem weniger Wirbel detektiert werden und die Trajektorien scheinbar unterbrochen sind. Dies hängt damit zusammen, dass es in diesem Bereich zu starken Verformungen der Strukturen kommt und diese stark vom theoretischen Wirbelmodell des Lamb-Oseen Wirbels abweichen. Daher ist es in diesem Bereich schwieriger Strukturen zu validieren. In Abbildung 3.19 (oben) ist dies anhand des Histogramms deutlich zu erkennen. Für die Profilmströmung wurden ähnliche Beobachtungen im Bereich starker Wirbelverformungen gemacht und in Kapitel 4 diskutiert. Dessen ungeachtet sind die einzelnen Wirbeltrajektorien sehr gut sichtbar. Der Abstand der einzelnen Linien in Abbildung 3.18 ist hierbei der Wirbelablösefrequenz  $St \approx 0.18$  proportional und zeigt sich als sehr

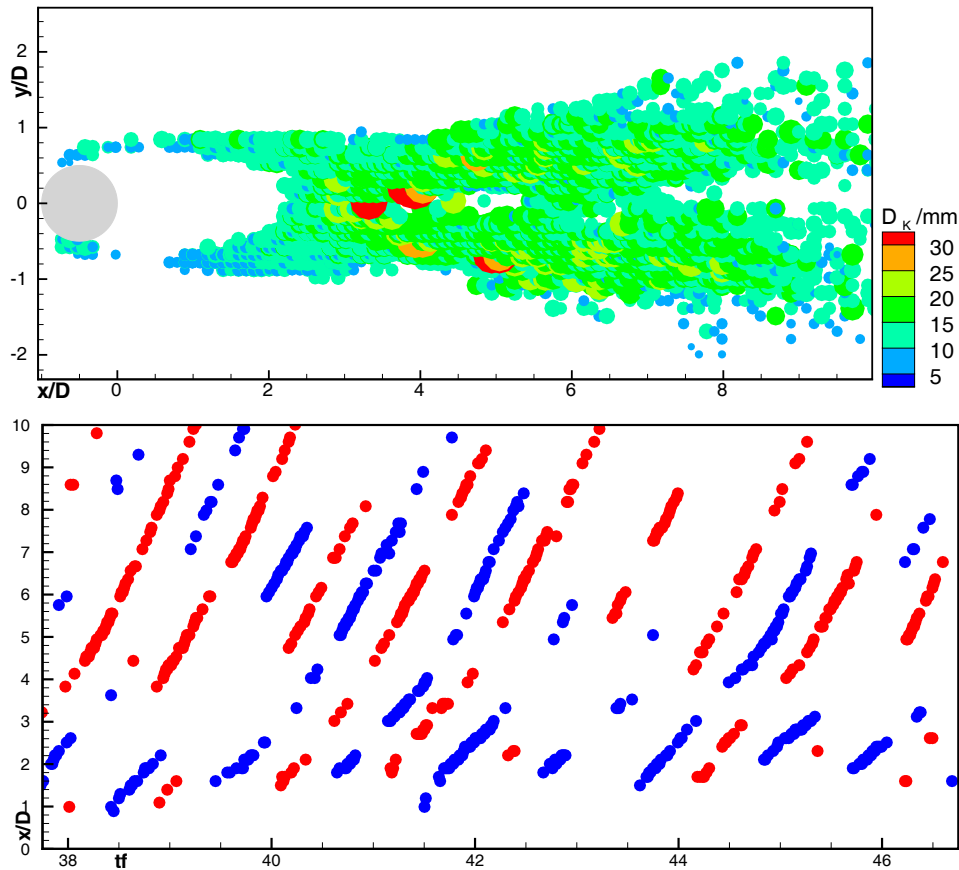


Abb. 3.18.: Mittels Waveletanalyse ermittelte Wirbelpositionen, die Größe der Symbole entsprechen im Maßstab 1:5 dem Kerndurchmesser der Wirbel  $D_K$  (oben), Wirbelposition (rot - obere Scherschicht, blau untere Scherschicht) über der dimensionslosen Zeit (unten).

gleichmäßig. Der Anstieg der Trajektorien steigert sich jedoch mit zunehmender  $x$ -Koordinate, die Wirbel werden also beschleunigt.

Von Zdravkovich (1997) wird ein Experiment beschrieben, bei welchem für ähnlichen Reynoldszahlen mittels Hitzdraht die Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel  $u_{Konvektion} = u_\infty - u_K$  als Funktion der  $x$ -Koordinate ermittelt wurde. Dabei wurde festgestellt, dass die dimensionslose Konvektionsgeschwindigkeit  $u_{Konvektion}/u_\infty$  im wesentlichen unabhängig von der Reynoldszahl ist und von  $u_{Konvektion}/u_\infty \approx 0.4$  bei  $x/D = 2$  zuerst rapide auf  $u_{Konvektion}/u_\infty \approx 0.23$  bei  $x/D \approx 4$  und schließlich langsam auf  $u_{Konvektion}/u_\infty \approx 0.19$  bei  $x/D \approx 14$  absinkt. Dieser Trend ist auch für die hier beschriebenen Messungen nachvollziehbar. Die dimensionslose Konvektionsgeschwindigkeit nimmt nach dem Ablösen aus der Scherschicht ( $x/D \leq L_F$ ) zuerst stark ab, d.h. die Wirbel beschleunigen, danach nähert sich die Wirbelgeschwindigkeit  $U_k$  langsam der Anströmgeschwindigkeit an, die dimensionslose Konvektionsgeschwindigkeit nimmt langsam linear ab. Die gemessenen Werte liegen allerdings leicht über den von Zdravkovich (1997) angegebenen. D.h. die Wirbel bewegen sich langsamer. Dies kann in den Effekten des kleinen Aspektverhältnis  $L/D$  begründet liegen.



### 3. Datenanalyse

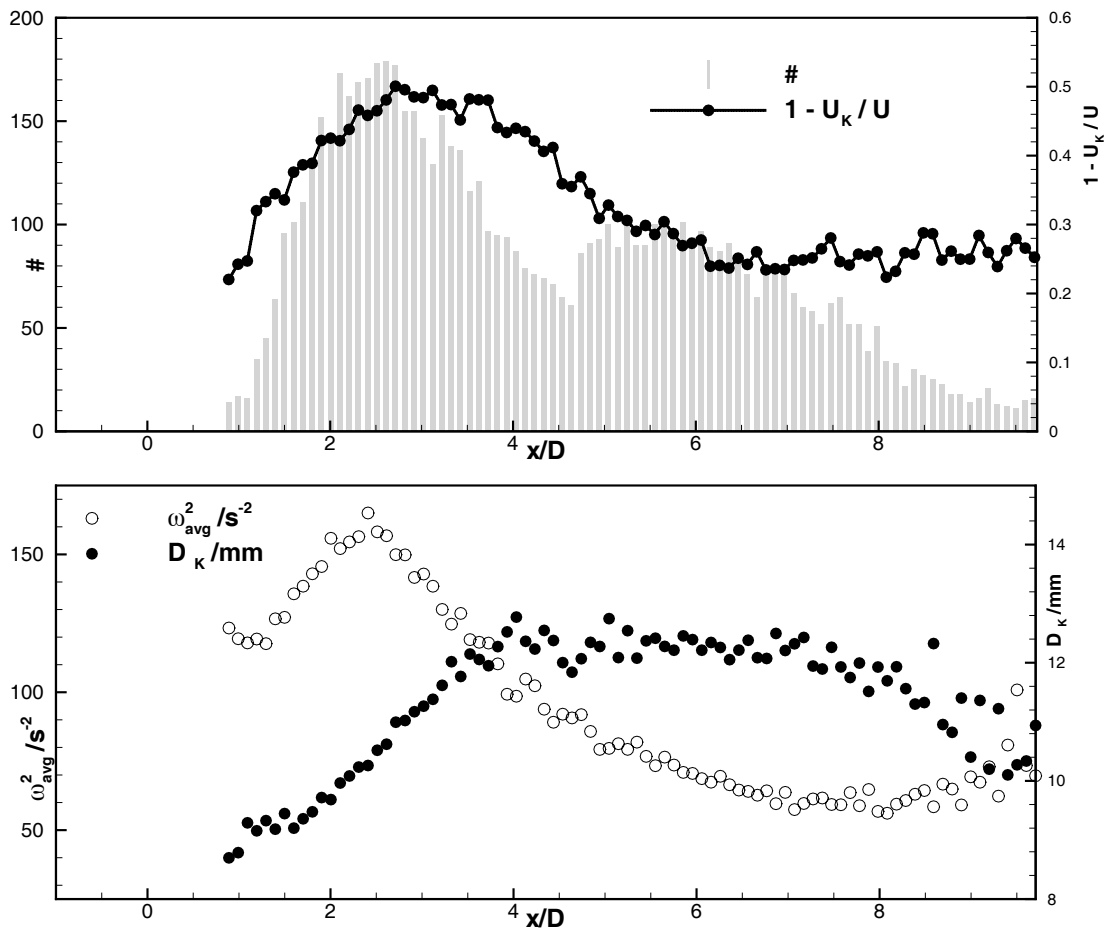


Abb. 3.19.: Histogramm und dimensionslose Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel  $1 - \frac{u_k}{u}$  (oben), Mittlere Enstrophie  $\omega^2$  und mittlerer Kerndurchmesser  $D_k$  (unten).

Im unteren Teil der Abbildung 3.19 wurden für Strukturen gleicher  $x$ -Koordinaten die Mittelwerte des Kerndurchmessers  $D_k$  und die mittlere Enstrophie  $\omega^2$  dargestellt. Die Mittelwerte bestätigen hierbei die Vermutung aus der Analyse der Trajektorien in Abbildung 3.18 (unten).

Anhand der Kurven ist deutlich zu erkennen, dass die sich formierenden Wirbel bis  $x/D \approx 2.5$  ständig an Energie gewinnen und gleichzeitig in ihrer Größe anwachsen. Bis zum Ende der Wirbelbildungszone  $x/D \approx 3.9$  nimmt der Wirbeldurchmesser weiterhin zu, die mittlere Enstrophie sinkt allerdings. Die Wirbel gewinnen in diesem Bereich keine Energie mehr, wachsen in ihrer Ausdehnung aber stark an.

Nach dem Ablösen aus der Scherschicht gibt es einen Bereich nahezu konstanten Durchmessers, gleichzeitig verringert sich die mittlere Enstrophie, die Strukturen dissipieren. Sie geben Energie an ihre Umgebung ab und zerfallen mit zunehmender  $x$ -Koordinate zunehmend, wodurch ein im Mittel kleinerer Durchmesser mit zunehmendem  $x/D$  detektiert wird. Dieser Energieaustausch sorgt dafür, dass irgendwann die Nachlaufdehle komplett ausgeglichen ist und vollzieht sich weiter stromab auf immer kleineren Skalen, bis schlussendlich die verbleibende

Energie in Wärme dissipiert wird.

Diese kleinen Skalen sind mit PIV-Technik nicht messbar, weshalb für Positionen weiter stromab auch wesentlich weniger Strukturen herausgefiltert werden. Um Gebiete  $x/D > 10$  zu untersuchen, müssten die Parameter des Algorithmus gesondert angepasst werden. Hier wäre eine adaptive Anpassung nicht zeitlich für die einzelnen Schnappschüsse, sondern örtlich, für einzelne Gebiete im Messbereich von Interesse.

#### 3.6.4. POD-Zerlegung von $\omega, u, v$

In die POD-Zerlegung flossen alle 8200 Vektorfelder ein. Aufgrund der Kreuzkorrelation mit der der PIV-Algorithmus den Partikelversatz ermittelt, sind die Messwerte an den Rändern des Messgebietes immer mit stärkeren Fehlern behaftet. Auch Ungenauigkeiten aufgrund der Abschattung durch den Zylinder wirken sich auf die POD-Zerlegung nachteilig aus, da keine räumliche Filterung sondern eine Filterung nach Energieinhalt vorgenommen wird. Um diese Fehlerquellen auszuschließen wurde der Bereich, auf den die POD-Zerlegung angewendet wurde, auf  $0.8 \leq x/D \leq 9.5$  und  $-2.3 \leq y/D \leq 2.1$  beschränkt.

Für die POD wird im Allgemeinen der zeitliche Mittelwert der zu zerlegenden Größe in jedem Messpunkt abgezogen. Die Zerlegung des Feldes der Fluktuationsgeschwindigkeiten  $\mathbf{u}' = \mathbf{u} - \langle \mathbf{u} \rangle$  ist somit optimal im Sinne der turbulenten Energie der Strömung in einer Raumrichtung, da die POD-Zerlegung für  $u$  und  $v$  voneinander getrennt durchgeführt wurde. Für  $\omega' = \omega - \langle \omega \rangle$  ist die Zerlegung optimal hinsichtlich Schwankung der Enstrophie. Wenn der Mittelwert nicht abgezogen wird, entspricht die erste POD-Mode bei vielen Strömungen dem zeitlichen Mittelwert<sup>8</sup>. Die POD-Moden repräsentieren jedoch nicht die kohärenten Strukturen, sie sind vielmehr als ein Indikator für Gebiete starker Strömungsfluktuationen für  $u', v'$  bzw. hohen Impulsaustausches für  $\omega'$  zu verstehen.

Die örtliche Auflösung war mit  $45 \times 85$  Vektoren wesentlich geringer als die zeitliche Auflösung. Es wurde daher die Singulärwertzerlegung für die 8200 momentanen Vektorfelder angewandt. In Abbildung 3.20 sind die Moden eins bis vier für die Zerlegung des Wirbelstärkefeldes  $\omega'_z$  (links) und der Geschwindigkeitskomponenten  $u'$  (Mitte) und  $v'$  (rechts) dargestellt.

Für Strömungen in denen alternierend Wirbel ablösen, treten die Moden üblicherweise paarweise auf (Siegel u. a., 2007). Dies ist auch für die Zylinderumströmung der Fall. Die ersten beiden Moden der Geschwindigkeitskomponente in  $x$ -Richtung haben ihren höchsten Betrag in den Gebieten in denen die Trajektorien der ablösenden Wirbel verlaufen. Mode drei und vier hingegen stehen für eine Fluktuation der Geschwindigkeit  $u$  im direkten Nachlauf des Zylinders. Diese Moden repräsentieren den Vorgang der alternierenden Wirbelablösung, welcher die Größe des Nachlaufs periodisch ändert. Für die  $y$ -Komponente der Geschwindigkeit treten die

<sup>8</sup>Dies ist nicht zwangsläufig der Fall, da eine Wichtung nach Energieinhalt vorgenommen wird. Wenn der Mittelwert, wie beispielsweise bei der Quergeschwindigkeit der Zylinderumströmung gegen Null geht, kann es dazu kommen, dass die energiereicheren Moden nicht dem Mittelwert entsprechen.

### 3. Datenanalyse

ersten vier Moden paarweise auf. Die ersten beiden Moden haben dabei ihren maximalen Betrag in etwa in dem Gebiet, in welchem sich die Wirbel aus der Scherschicht lösen  $3 \leq x/D \leq 5$ . Sie repräsentieren die vertikalen Schwankungen in der Geschwindigkeitsverteilung. Obwohl die Strukturen in ihrer Intensität abnehmen, vergrößert sich mit zunehmendem Abstand vom Zylinder ihre Ausdehnung in  $y$ -Richtung. Sie erstrecken sich für das gesamte Messgebiet über den kompletten Nachlauf. Bei den Moden drei und vier ist dies nur noch in unmittelbarer Zylindernähe der Fall. Hohe Werte im Betrag treten hier nur für  $x/d \leq 3$  auf. Mit zunehmender  $x$ -Koordinate konzentrieren sich die Gebiete höherer Werte auf jeweils einer Seite. Diese Moden repräsentieren daher den Impulseintrag aus der Außenströmung in den Nachlauf. In Ihrer Energie liegen sie deutlich unter den Moden eins und zwei.

Für die Zerlegung der Wirbelstärke treten die ersten beiden Moden ebenfalls wieder paarweise auf und repräsentieren den Impulsaustausch durch die ablösenden Wirbel. Auch hier sind die höchsten Beträge wieder im Gebiet von  $3 \leq x/D \leq 5$  zu finden. Die Moden sind wie die der Geschwindigkeitskomponente  $v$  vertikal orientiert. Die Mode drei hat ihren höchsten Betrag unmittelbar im Ablösegebiet hinter dem Zylinder. Die Strukturen in Mode drei stimmen mit den Konturen der mittleren Wirbelstärke aus Abbildung 3.13 recht gut überein. Sie sind daher als Repräsentation des Impulsaustausches über die Scherschicht zu verstehen. Auch die Mode vier gehört zu diesem physikalischen Vorgang, die Moden treten hier allerdings nicht mehr paarweise auf.

In jüngerer Vergangenheit wird die POD-Zerlegung häufig eingesetzt, um niedrigdimensionale Modelle verschiedener Strömungen zu erstellen und Kontrollstrategien zu etablieren. Dazu werden oft gemittelte Strömungsfelder verwendet, da hier der Rechenaufwand erheblich vermindert werden kann (Stalnov u. a., 2007). In Abbildung 3.21 sind die POD-Moden für die Zerlegung der phasengemittelten Wirbelstärke  $\omega'$  und der phasengemittelten Geschwindigkeitskomponenten  $u', v'$  dargestellt. Die Rohdaten wurden für  $St = 0.18$  in 20 zeitliche Klassen eingeteilt, gemittelt und anschließend mit der Schnappschussmethode nach Sirovich (1987) zerlegt.

Für die ersten beiden Moden sind für alle Variablen die Unterschiede zu den Moden aus der Zerlegung des ungemittelten Datenfeldes kaum ersichtlich. Die Moden mit der größten Energie repräsentieren auch hier die Wirbelablösung. Allerdings sind die Verläufe weniger scharf berandet. Dies liegt darin begründet, dass durch die zeitliche Mittelung Vorgänge zusammengeworfen werden, die bei einer Wichtung nach Energieinhalt nicht zusammengeführt würden, da sie zu unterschiedlichen Strömungsphänomenen gehören. Dass die Moden qualitativ dennoch so gut übereinstimmen spricht für die Tatsache, dass die als dominant ermittelte Frequenz unmittelbar mit den meisten energiereichen Prozessen in der Strömung verknüpft ist. Die Moden drei und vier sind dagegen unphysikalisch. Diese Moden sind mathematisch bedingt und nicht mit einem Vorgang in der Strömung verknüpft.

Die Phasenmittelung wird häufig angewandt um die Anzahl der Moden zu reduzieren, die nötig sind, um eine bestimmte Strömung zu simulieren. Die absolute Konvergenz eines solchen

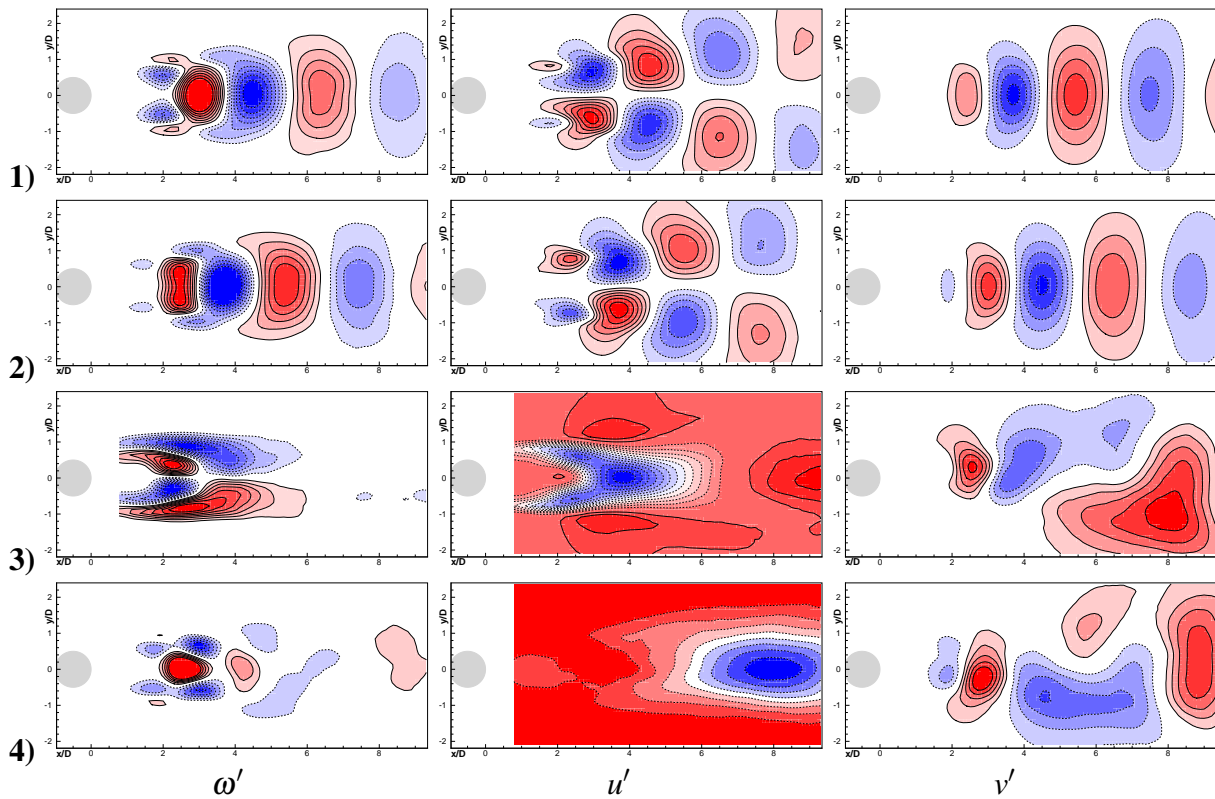


Abb. 3.20.: POD-Moden (1-4) für  $\omega'$  (links),  $u'$  (Mitte) und  $v'$  (rechts), Punktlinien entsprechen negativen Werten.

Systems ist zwar deutlich besser, jedoch gehen wichtige Informationen durch die Phasenmitteilung verloren. Abbildung 3.22 zeigt den kumulativen Energieinhalt der Moden nach Gleichung 3.36 über der relativen Anzahl der Moden. Hier wird deutlich, dass mit der Zerlegung phasengemittelter Daten nur für die ersten Moden eine Verbesserung durch Rauschunterdrückung zu erreichen ist. Mit zunehmender Modenanzahl gleicht sich die Konvergenz an. 60% der Moden repräsentieren für beide Datensätze 60% des Energieinhaltes der Strömung. Für die Zerlegung der phasengemittelten Daten sind dies 16 Moden, für die ungemittelten Daten ca. 6500. Die von Kostas u. a. (2005) festgestellte bessere Konvergenz der  $\omega'$ -basierten Zerlegung kann für die Reynoldszahl von  $Re = 700$  an der Zylinderumströmung nicht festgestellt werden. Für die Messungen an der ebene Platte und dem NACA0015-Profil ist dies allerdings zu erwarten. Numerische Daten konvergieren stets besser, da ihnen kein Messrauschen anhaftet.

Generell lässt sich nicht sagen, bis zu welcher Mode physikalische Vorgänge in der Strömung repräsentiert werden. Rambaud (2005) gibt an, dass Moden mit einem Energieinhalt bis zu 10% physikalisch zu interpretieren sind. Dies kann so nicht bestätigt werden. Vielmehr ist es von der Strömung und deren räumlicher, wie zeitlicher Abtastung selbst abhängig. Inwieweit die POD-Moden einen physikalischen Vorgang repräsentieren oder lediglich mathematisch bedingt sind, ist auch für die hier vorliegende Strömung schwer zu beurteilen. Generelle Aussagen können

### 3. Datenanalyse

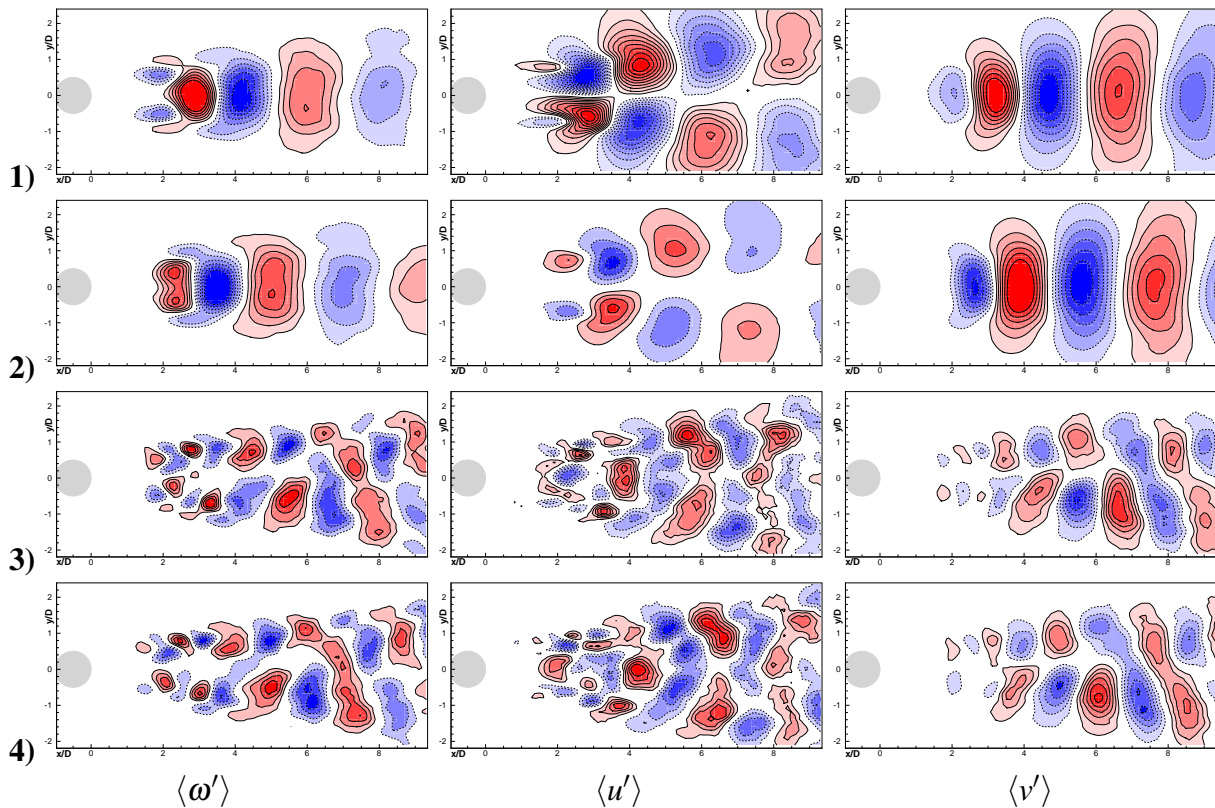


Abb. 3.21.: POD-Moden (1-4) aus phasengemittelten Daten für  $\langle \omega' \rangle$  (links),  $\langle u' \rangle$  (Mitte) und  $\langle v' \rangle$  (rechts), Punktlinien entsprechen negativen Werten.

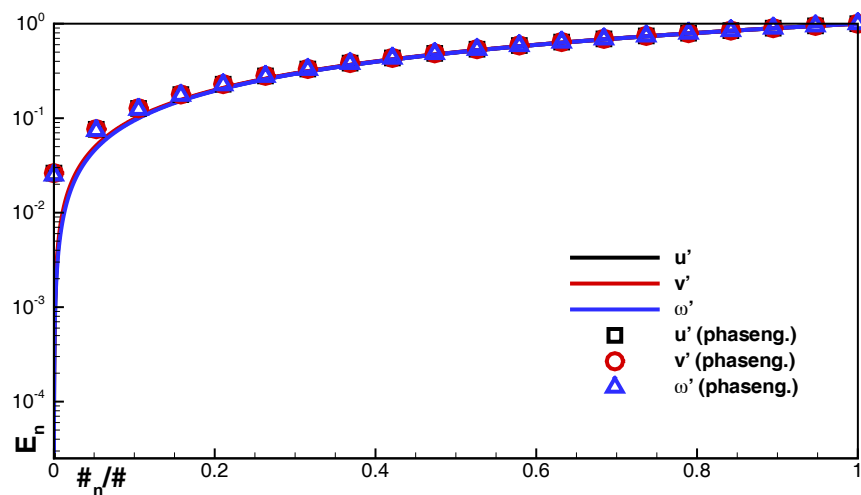


Abb. 3.22.: Vergleich der Konvergenz der Moden für  $\omega'$ ,  $u'$  und  $v'$  für die Zerlegung aller momentanen Vektorfelder und phasengemittelter Vektorfelder (Symbole).

hier nicht getroffen werden, es kann jedoch festgestellt werden, dass sich die Anzahl der Moden, welche physikalisch interpretiert werden können, für zunehmende zeitliche und räumliche Auflösung zu höheren Werten verschiebt. Besonders für hohe Reynoldszahlen ( $Re \geq 100$ ) sollte

eine Phasenmittelung vor der POD-Zerlegung nicht eingesetzt werden, da sehr viele Vorgänge in der Strömung auf unterschiedlichen Zeitskalen ablaufen.

Die POD-Zerlegung wurde in dieser Arbeit als ein Werkzeug zur Identifikation der dominanten Impulsaustauschvorgänge in der Strömung verwendet. Deshalb diente als Basis immer die Fluktuationsgröße der Wirbelstärke  $\omega'$  aller gemessenen Vektorfelder.

Insgesamt konnte an der Zylinderumströmung die Tauglichkeit der verschiedenen Strategien zur Filterung relevanter Strömungsgrößen aus den Primärdaten gezeigt werden.

### 3. Datenanalyse

## 4. Ergebnisse der Untersuchungen an der ebenen angestellten Platte

Die Messungen an der ebenen angestellten Platte wurden bei drei verschiedenen Anstellwinkeln von  $\alpha = 10^\circ, 13^\circ$  und  $17^\circ$  bei einer Reynoldszahl von  $Re = 10^4$  durchgeführt. Bei dieser niedrigen Reynoldszahl und den kleinen Abmessungen des Aktuators ist es möglich, bei für die Elektroden akzeptabler Stromdichte ( $< 8000 \text{ A/m}^2$ ), hohe Impulskoeffizienten einzustellen. Die im Folgenden dargestellten Erkenntnisse sind aufgrund einer Vielzahl von Messungen mit unterschiedlichen Parametereinstellungen und der Anwendung der vorgestellten Datenauswertalgorithmen gewonnen worden. Sie können aus Platzgründen aber nur plakativ anhand einiger ausgewählter Beispiele beschrieben werden. Die Aussagen die getroffen werden, beruhen jedoch auf einer erheblich größeren Datenmenge als hier vorgestellt werden kann.

In Abbildung 4.1 sind im oberen Teil die zeitgemittelten Werte<sup>1</sup> der Geschwindigkeitskomponente in  $x$ -Richtung zusammen mit Stromlinien für den Anstellwinkel  $\alpha = 13^\circ$  dargestellt. Das mittlere Ablösegebiet wird in dieser Darstellung durch negative Werte der  $u$ - Geschwindigkeitskomponente gekennzeichnet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Strömung an der Vorderkante abreißt. Es entwickelt sich eine ausgeprägte Scherschicht, welche sich mit zunehmender Plattenlänge aufrollt und periodische Wirbel erzeugt. Dies wird anhand der Zone ausgeprägter Wirbelstärke im unteren Teil der Abbildung sehr deutlich. Einzelne Wirbel sind dabei in den zeitgemittelten Darstellungen nicht zu erkennen.

Die Wirbel bewegen sich im unbeeinflussten Fall weit oberhalb der Plattenkontur stromab. Durch die Stromlinien ist das Rezirkulationsgebiet sehr deutlich zu erkennen. Es erstreckt sich von der Vorderkante über die gesamte Saugseite der Platte bis in den Nachlauf.

Durch die Beeinflussung mittels Lorentzkraftaktuator an der Vorderkante kann die Scherschicht aufgeweitet werden. Es können gezielt Wirbel generiert und beeinflusst werden. Diese Wirbel tragen Impuls in die verzögerte wandnahe Strömung ein und es kommt im zeitlichen Mittel bei geeigneten Parametern zum Wiederanlegen der gesamten Strömung. Für den kleinen Anstellwinkel von  $\alpha = 10^\circ$  lässt sich dies schon mit sehr kleinen Impulskoeffizienten realisie-

---

<sup>1</sup>Aufgrund der Speicherbegrenzung der Hochgeschwindigkeitskamera können für die maximale Messzeit von 100 s bei  $F^+ = 1$  ca. 60 unabhängige Ereignisse aufgezeichnet werden. Die Anzahl der Perioden innerhalb der maximalen Messzeit ist in Abbildung 2.11 angegeben.



#### 4. Ergebnisse der Untersuchungen an der ebenen angestellten Platte

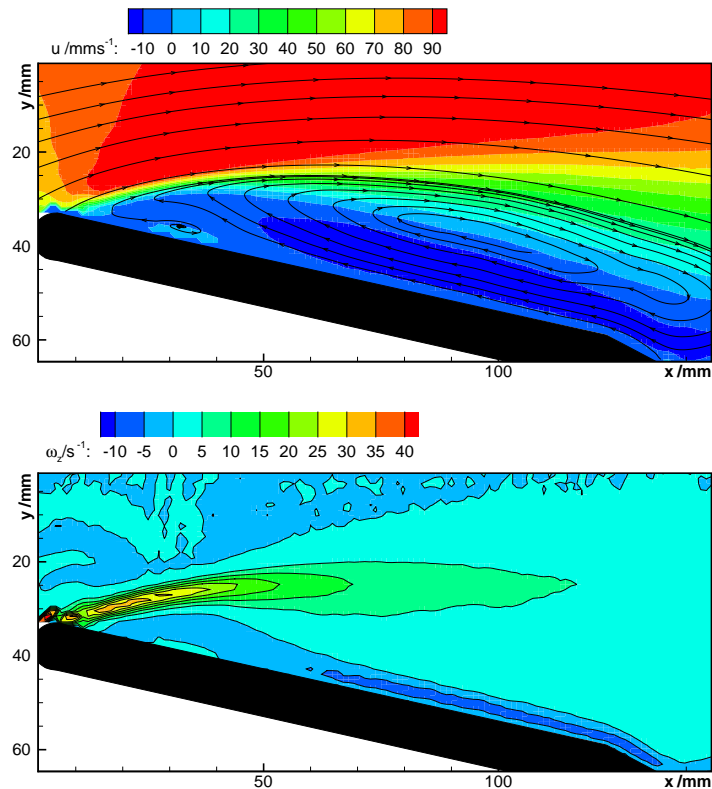


Abb. 4.1.: Mittlere Geschwindigkeit in  $x$ -Richtung und mittlere Wirbelstärke der unbeeinflussten Plattenumströmung für  $Re = 10^4$  und  $\alpha = 13^\circ$ .

ren. Hier ist davon auszugehen, dass durch die Anregung die laminar ablösende Scherschicht in eine turbulente überführt wird, welche der Kontur besser folgen kann, bzw. dass die bereits abgelöste laminare Scherschicht schneller turbulent wird und dadurch wiederanlegt. Dieser Effekt ist von den untersuchten Parametern nahezu unabhängig, weshalb die folgende Diskussion auf größere Anstellwinkel beschränkt wird.

#### 4.1. Einfluss der Anregungsfrequenz

In Abbildung 4.2 ist der Einfluss der Anregungsfrequenz anhand der zeitgemittelten Geschwindigkeitsfelder dargestellt. Die dimensionslose Frequenz wurde hierbei nach der Definition in Gleichung 1.16 mit der Profiltiefe  $c$  gebildet. Für die zeitgemittelte Strömung ist ganz klar ersichtlich, dass offenbar Frequenzen um  $F^+ \approx 1$  die besten Ergebnisse im Sinne eines Wiederanlegens bewirken. Ob diese Frequenzen auch optimal im Sinne einer Auftriebserhöhung sind, kann durch die bloße Auswertung der Geschwindigkeitsfelder nicht beurteilt werden.

Für die Frequenzen von  $F^+ = 0.5 \dots 2$  ist die Strömung vollständig angelegt. Das Rezirkulationsgebiet verschwindet und die Stromlinien folgen der Kontur auf der gesamten Saugseite. Wird der Bereich optimaler Frequenzen verlassen, so lässt auch die Wirkung der Beeinflussung

#### 4.1. Einfluss der Anregungsfrequenz

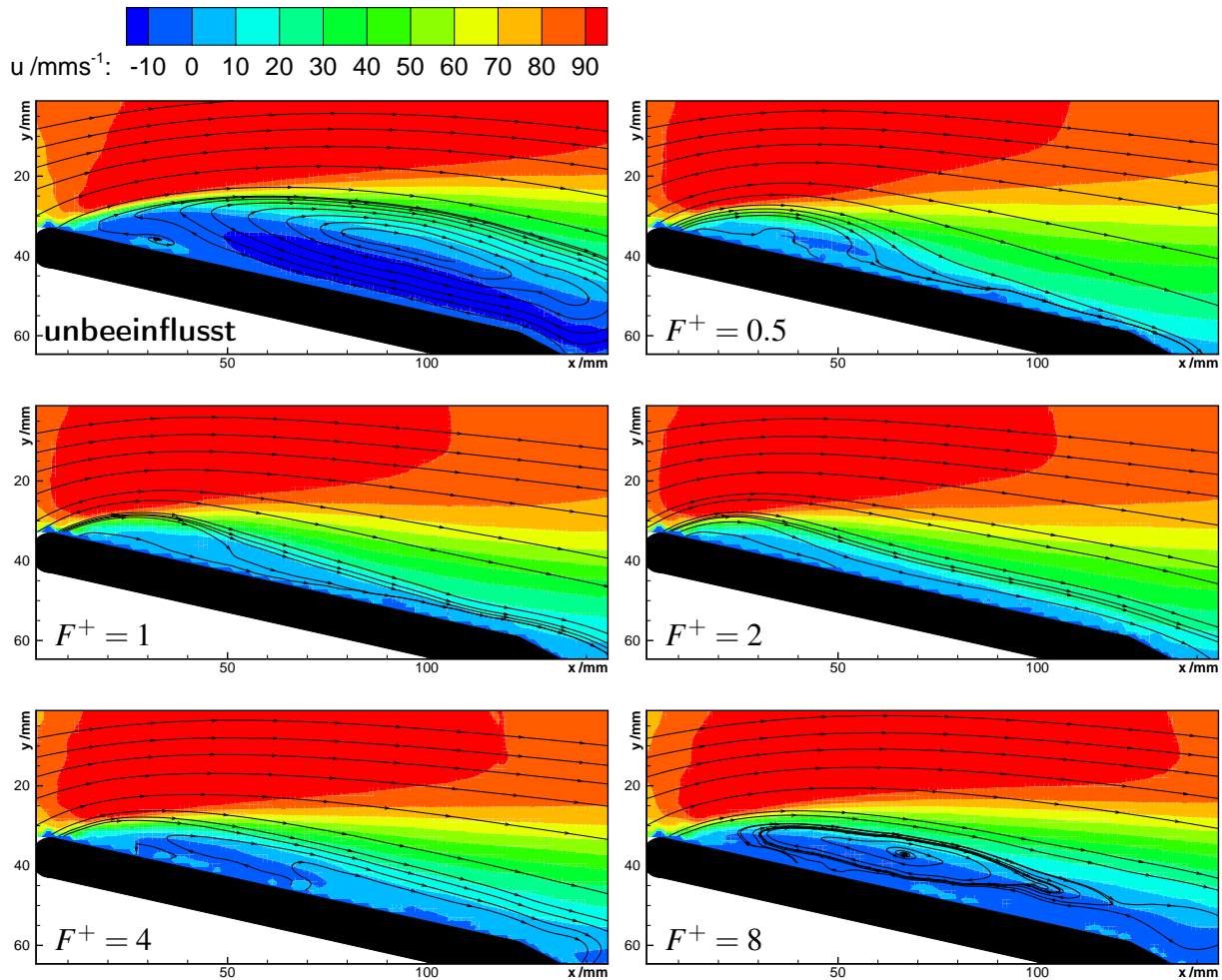


Abb. 4.2.: Mittlere Geschwindigkeit in  $x$ -Richtung für den Fall der unbeeinflussten (oben links) und der mittels gepulster Lorentzkraft ( $TG = 1/3$ ) beeinflussten Plattenumströmung mit  $c'_\mu = 2.6\%$  für  $F^+ = 0.5$  (oben rechts),  $F^+ = 1$  (Mitte links),  $F^+ = 2$  (Mitte rechts),  $F^+ = 4$  (unten links),  $F^+ = 8$  (unten rechts).

nach, da die Strömung den hohen Frequenzen der Beeinflussung nicht mehr folgen kann. Der Kontrolleffekt geht verloren. Schon bei  $F^+ = 8$  hat das Rezirkulationsgebiet annähernd die Größe des Rezirkulationsgebietes der unbeeinflussten Strömung erreicht.

Als Maß für die Wirkung der Beeinflussung kann die Länge des zeitgemittelten Ablösegebietes  $L_s$  dienen. Hierzu wurden in den zeitgemittelten Geschwindigkeitsverteilungen auf einer Linie 2,5 mm über und parallel der Saugseite der Platte alle Gebiete integriert, in denen  $u \leq 0$  galt. In Abbildung 4.3 ist die so ermittelte Größe des Ablösegebietes normiert auf die Profiltiefe für gepulste Anregung mit einem Tastgrad von  $TG = 1/3$  und sinusförmiger Anregung für  $c'_\mu = 2.6\%$  dargestellt. Für beide Wellenformen legt die Strömung für Anregungsfrequenzen bis  $F^+ = 3$  vollständig an. Für die gepulste Anregung kommt es ab  $F^+ = 4$  zu einer deutlichen Vergrößerung des mittleren Ablösegebietes auf  $L_s/c \approx 0.4$ . Bei  $F^+ = 8$  ist die Strömung vollständig abgelöst. Bei der Anregung mit sinusförmigem Kraftverlauf vergrößert sich das Ablösegebiet erst ab  $F^+ = 6$  auf  $L_s/c \approx 0.7$ . Die sinusförmige Anregung ist offenbar

#### 4. Ergebnisse der Untersuchungen an der ebenen angestellten Platte

toleranter gegenüber einer Verstimmung in der Frequenz.

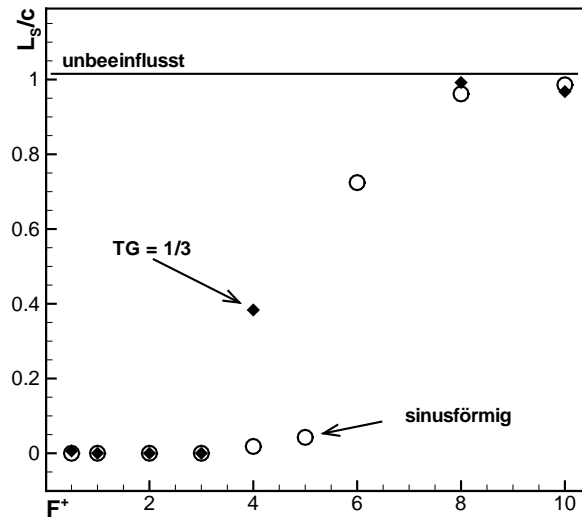


Abb. 4.3.: Länge des Ablösegebietes ( $u \leq 0$ ) für den Fall der unbeeinflussten, der mit gepulster Lorentzkraft und sinusförmiger Lorentzkraft beeinflussten Plattenumströmung über der Frequenz der Anregung für  $c'_\mu = 2.6\%$ .

Die Unterschiede in den mittleren Strömungsformen können direkt auf die Wirbelcharakteristik zurückgeführt werden. In Abbildung 4.4 sind die mit 20 Klassen phasengemittelten Wirbelstärkeverteilungen für  $F^+ = 1$  und  $F^+ = 4$  bei ansonsten gleichen Bedingungen dargestellt. Als Mittelungsfrequenz diente die Anregungsfrequenz. Im linken unteren Bildabschnitt ist dabei jeweils der aktuelle Verlauf der Lorentzkraft mit dargestellt.

Die entstehenden Wirbel unterscheiden sich in Ausprägung und Lebensdauer stark voneinander. Auf die Unterschiede der Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel für gepulste Anregung gegenüber anderen Wellenformen soll im Abschnitt 4.3 näher eingegangen werden.

Durch mehrere Wirbelvermischungsvorgänge über der Saugseite der Platte entsteht für  $F^+ = 1$  ein großer Wirbel pro Periode. Dieser ist selbst an der Hinterkante der Platte noch deutlich zu erkennen. In der Phase, in der die Lorentzkraft in Strömungsrichtung wirkt, wird der entstandene Wirbel stark beschleunigt und es kommt etwa in der Mitte der Plattenlänge zu einer Vermischung mit der im vorhergehenden Zyklus entstandenen Struktur. Dadurch entsteht ein großer Wirbel, welcher sich anschließend langsam weiter stromab bewegt. Durch diesen Wirbel wird impulsreiches Fluid aus der Außenströmung in die wandnahe Strömung eingetragen.

Wird in der nächsten Phase die Kraft abgeschaltet, kommt es zu einer natürlichen Wirbelbildung in der Scherschicht. Bei  $TG = 1/3$  ist diese Phase lang genug, damit sich der entstandene Wirbel aus der Scherschicht und von der Vorderkante löst. Wird die Kraft dann entgegen der Strömungsrichtung zugeschaltet, entsteht an der Vorderkante eine Struktur mit hoher Wirbelstärke und geringer Konvektionsgeschwindigkeit. Diese Struktur ist sehr energiereich und kompakt und vermischt sich daher ebenfalls mit dem Vorgängerwirbel.

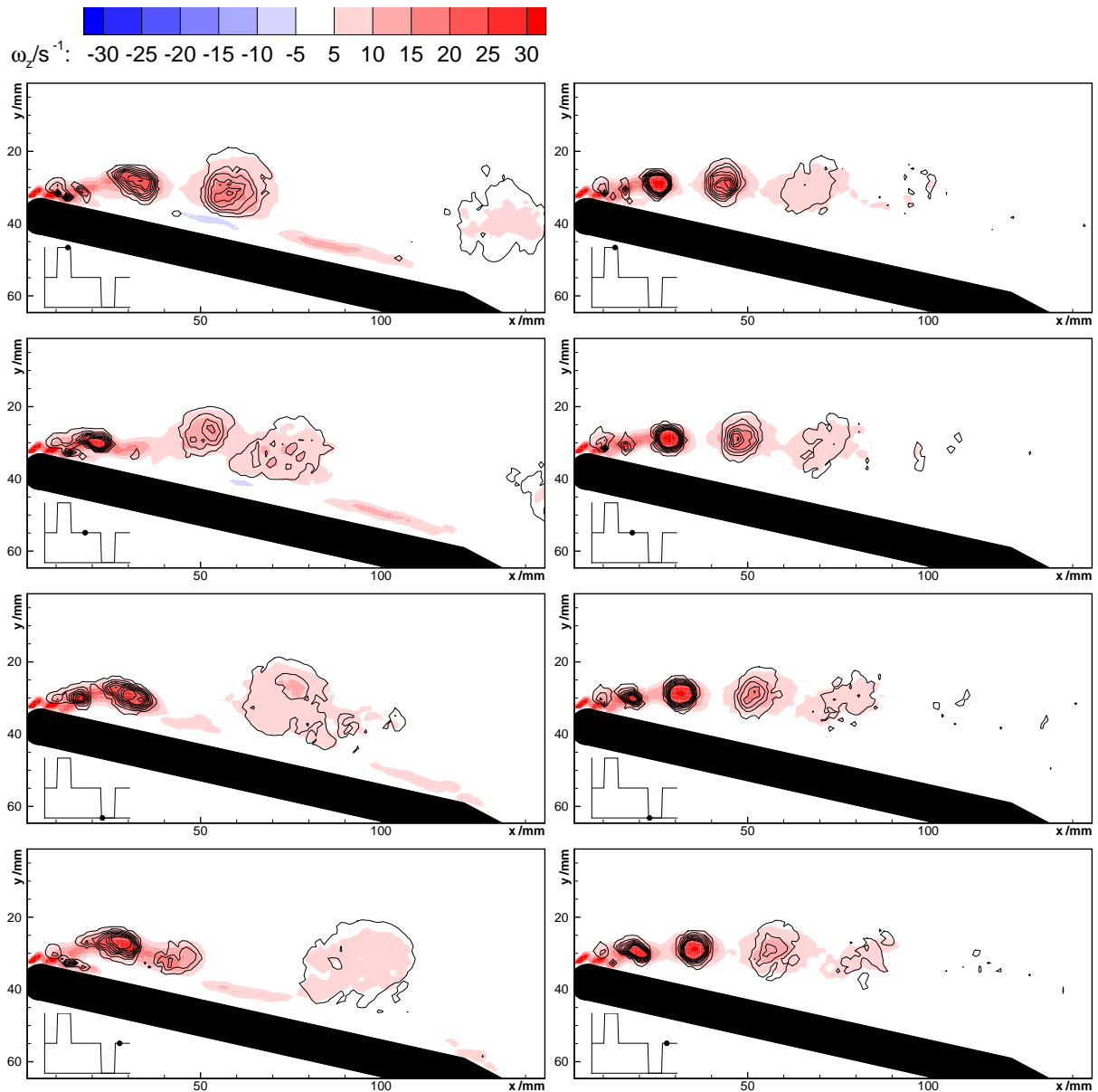


Abb. 4.4.: Phasengemittelte Wirbelstärke  $\omega_z$  für eine mit einer gepulsten Lorentzkraft ( $TG = 1/3$ ) beeinflusste Plattenumströmung mit  $c'_\mu = 2.6\%$  für  $F^+ = 1$  (links) und  $F^+ = 4$  (rechts).

Bei Anregung mit deutlich höherer Frequenz kommt es über der Saugseite nicht mehr zur Interaktion der verschiedenen Strukturen. Sofern überhaupt ein Wirbelvermischen sichtbar ist, beschränkt sich dieses auf den unmittelbaren Aktuatorbereich. Über der Platte selbst kommt es nicht mehr zu Vermischungsvorgängen. Die einzelnen sehr kompakten Strukturen dissipieren langsam, d.h. sie geben ihre Energie nur langsam an die Strömung ab. Der Einflussbereich der Wirbelstrukturen erstreckt sich nun nicht mehr bis zur Oberfläche der Saugseite. Dies spiegelt sich in der deutlichen Ausprägung des Rezirkulationsgebietes wider.

An den Trajektorien der Wirbel für die Beeinflussung mit unterschiedlichen Frequenzen wird dieses Verhalten sehr deutlich. In Abbildung 4.5 sind die phasengemittelten Trajektorien der

#### 4. Ergebnisse der Untersuchungen an der ebenen angestellten Platte

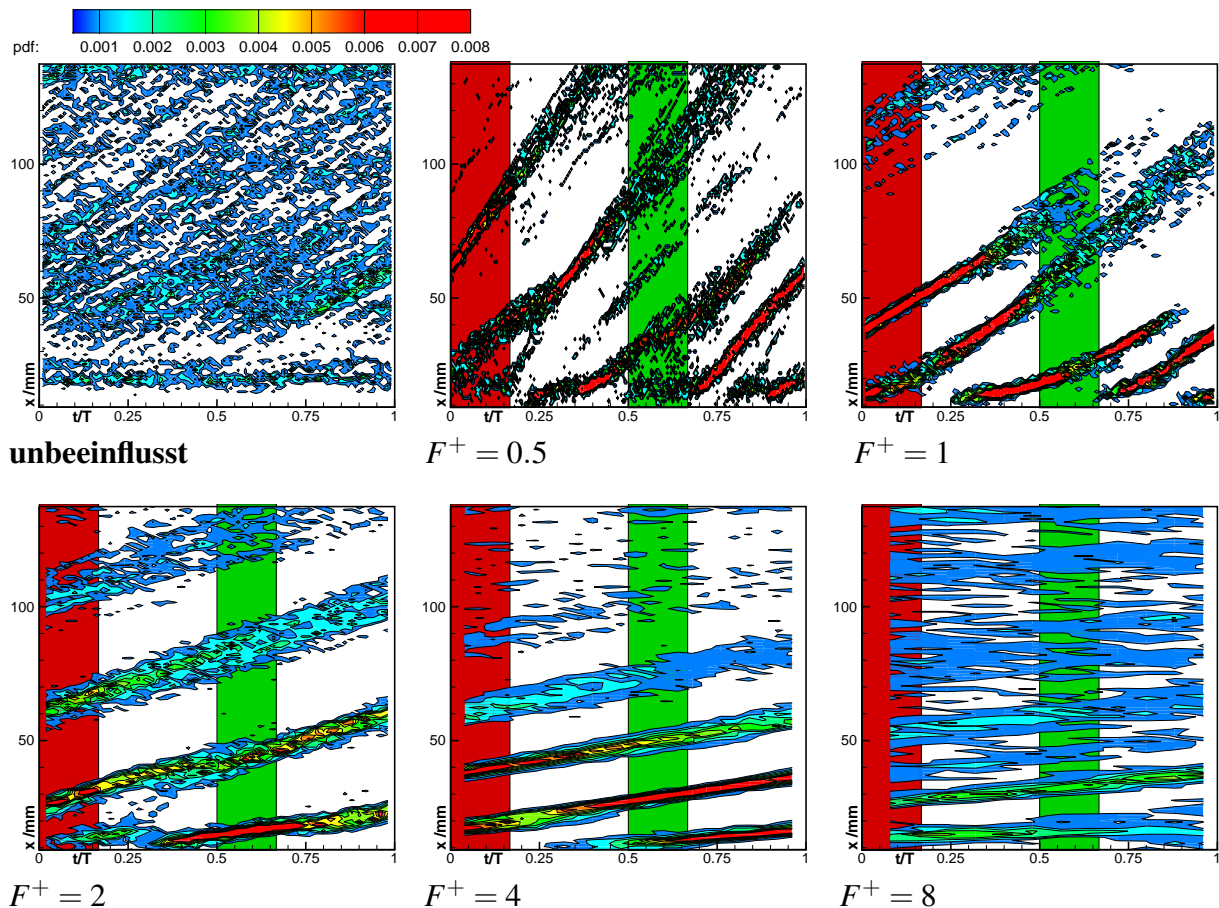


Abb. 4.5.: Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktion pdf für die unbeeinflusste Strömung (oben links) und die mit einer gepulsten Lorentzkraft ( $TG = 1/3$ ) beeinflusste Strömung für  $F^+ = 0.5$  (oben Mitte),  $F^+ = 1$  (oben rechts),  $F^+ = 2$  (unten links),  $F^+ = 4$  (unten Mitte),  $F^+ = 8$  (unten rechts).

Wirbelstrukturen dargestellt. Die rot unterlegten Bereiche kennzeichnen dabei eine entgegen der Strömungsrichtung wirkende Kraft, innerhalb der grün unterlegten Bereiche wirkt die Kraft stromab. Mit der Waveletanalyse wurden alle momentanen Vektorfelder der Geschwindigkeitsverteilung nach Wirbelstrukturen untersucht. Dadurch lassen sich die Trajektorien einzelner Strukturen ermitteln und verfolgen. Die Darstellung in Abbildung 4.5 bündelt die Trajektorien aller in der Messzeit detektierten Strukturen. Zur Phasenmittelung wurde dabei wieder die Frequenz der Anregung herangezogen. Für die unbeeinflusste Strömung wurde  $F^+ = 1$  gewählt.

Für die unbeeinflusste Strömung treten die Wirbel mit der gleichen Wahrscheinlichkeit für das gesamte Datenfeld auf. Die Phasenmittelung mit  $F^+ = 1$  ist also ungeeignet den Vorgang der Wirbelentstehung und Ablösung darzustellen. Dies liegt zum einen daran, dass es in der unbeeinflussten Strömung ein Spektrum an unterschiedlichen dominanten Frequenzen gibt, zum anderen, dass diese Frequenzen für unterschiedliche Gebiete in der Strömung (Vorderkante, Nachlauf, Ablösegebiet) sehr unterschiedlich ausfallen können. Die Beeinflussung mit  $c'_\mu = 2.6\%$  hingegen ist so dominant, dass hier in den phasengemittelten Wirbeltrajektorien klare

Linien zu erkennen sind.

Für die Frequenzen  $F^+ = 0.5$  und  $1$  bewegen sich die Wirbel im Mittel auf klar definierten Bahnen. Durch die kurzen Pulse und langsamen Anregungsfrequenzen ist der Zeitraum zwischen den Pulsen so groß, dass durch die natürliche Strömungsablösung zusätzlich Wirbel generiert werden. An der Vorderkante der Platte entstehen daher für beide Frequenzen mindestens drei Wirbel. Für  $F^+ = 0.5$  kommt es von Zeit zu Zeit ebenfalls zur Entstehung eines vierten Wirbels, der sich aber sehr schnell mit einem durch die Anregung entstandenen Wirbel vermischt. Die Vermischungsvorgänge gehen mit einer starken Verformung der Wirbel einher und sind daher in den mittleren Trajektorien durch Gabelungen zu erkennen. Die Trajektorien enden nicht vor einer solchen Gabelung, lediglich die Detektierbarkeit der stark deformierten Wirbel fällt unter den Schwellwert. Wenn der Vermischungsprozess abgeschlossen ist, kann der größere entstandene Wirbel wieder detektiert werden. Dies ist für  $F^+ = 1$  sehr deutlich zu erkennen.

## 4.2. Einfluss des Impulskoeffizienten

Im Bereich sehr niedriger Impulskoeffizienten ist die Wirkung der Beeinflussung je nach Wellenform und Frequenz sehr verschieden. Diese Untersuchungen sind vor allem am NACA0015-Profil durchgeführt wurden und sollen daher in Kapitel 5 näher behandelt werden.

Prinzipiell sind ähnliche Ergebnisse wie für die Profilmströmung auch für die Plattenumströmung im Bereich kleiner effektiver Impulskoeffizienten zu erwarten. Für niedrige Anstellwinkel reicht schon eine kleine Störung aus, um die Grenzschicht in eine turbulente zu überführen. Durch die vermehrten Austauschvorgänge im Vergleich zu einer laminaren Grenzschicht ist diese weniger empfindlich gegen Ablösen und liegt länger an der Kontur an.

Bei der Kontrolle abgelöster Umströmungen für hohe Anstellwinkel muss deutlich mehr Energie aufgebracht werden, um die Strömung zu beeinflussen.

Für die Untersuchungen an der angestellten Platte ist es durch die geringe Reynoldszahl und Abmessungen des Aktuators möglich hohe effektive Impulskoeffizienten bis zu  $c'_\mu = 5.2\%$  zu untersuchen. Gegenüber der stationären Strömungskontrolle kann dennoch bei deutlich geringeren Impulskoeffizienten im zeitlichen Mittel eine ähnliche Wirkung in der Strömung erzielt werden. So berichten Weier und Gerbeth (2004) von Experimenten zur stationären Strömungskontrolle an einer ebenen Platte. Im stationären Fall wird ein Impulskoeffizient von  $c_\mu = 8.9\%$  benötigt, um ein vollständiges Wiederanlegen der Strömung bei  $\alpha = 15^\circ$  zu erreichen. Im Fall der mit  $F^+ = 1$  beeinflussten Profilmströmung legt die Strömung bei  $\alpha = 13^\circ$  im zeitlichen Mittel schon für  $c'_\mu = 1.3\%$  vollständig an. Dies bedeutet eine Steigerung der Effektivität um den Faktor Sieben.

In Abbildung 4.6 sind mit der Anregungsfrequenz phasengemittelte Vektorfelder der mit einer gepulsten Lorentzkraft ( $TG = 1/3$ ) beeinflussten Plattenumströmung für  $c'_\mu = 0.6\%$  und

#### 4. Ergebnisse der Untersuchungen an der ebenen angestellten Platte

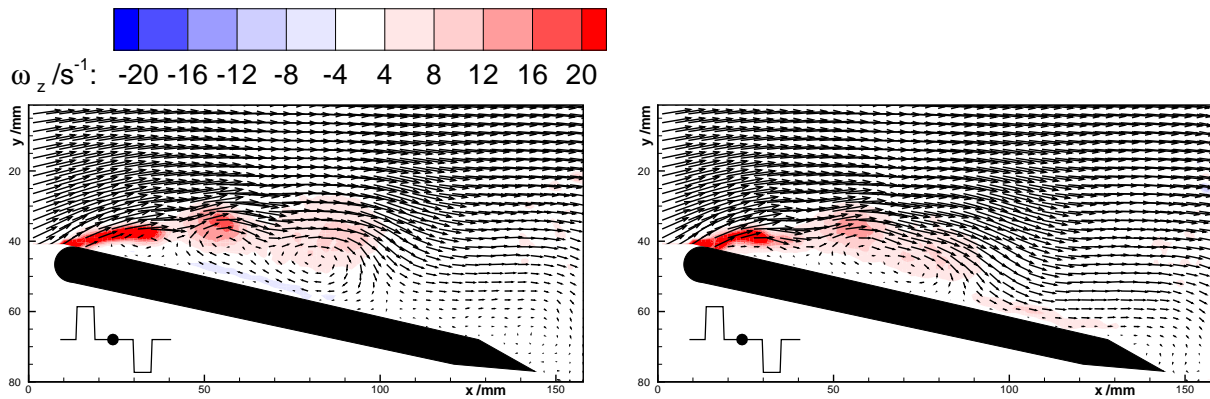


Abb. 4.6.: Phasengemittelte Vektorfelder der Geschwindigkeit und Wirbelstärke für den Fall der mittels gepulster Lorentzkraft ( $TG = 1/3$ ) beeinflussten Plattenumströmung mit  $c'_{\mu} = 0.6\%$  (links) und  $c'_{\mu} = 1.9\%$  (rechts) für  $F^+ = 1$  und  $\alpha = 13^\circ$ .

$c'_{\mu} = 1.9\%$  dargestellt. Für beide Impulskoeffizienten sind bei gleicher Phasenlage die gleichen Wirbelstrukturen sichtbar. Etwa in der Mitte der Platte kommt es zur Vermischung zweier Wirbelstrukturen. Für  $c'_{\mu} = 0.6\%$  (auf der rechten Seite der Abbildung) befinden sich diese Strukturen losgelöst von der Oberfläche der Saugseite in der freien Strömung. Für den höheren Impulskoeffizienten von  $c'_{\mu} = 1.9\%$  haben beide Strukturen Kontakt zur Oberfläche. Die Gebiete mittlerer hoher Wirbelstärke erstrecken sich ebenfalls bis auf die Saugseite. Die Wirbel sind dabei so stark, dass im hinteren Teil der Platte die Strömung deutlich angelegt ist.

Bei der richtigen Frequenz gilt für die abgelösten Strömungen, je höher der Impulskoeffizient gewählt wird, desto stärker ist die Strömungsbeeinflussung. In Abbildung 4.7 sind für die unbeeinflusste Plattenumströmung und die Plattenumströmung mit Beeinflussung mittels gepulster Lorentzkraft ( $TG = 1/3$ ) jeweils die zeitlich gemittelten Werte von  $u$  und die ersten vier POD-Moden dargestellt.

Im Fall der unbeeinflussten Strömung ist das Ablösegebiet deutlich zu erkennen. Die POD-Moden treten hier, wie auch bei der Zylinderumströmung aus Abschnitt 3.6, paarweise auf. Sie kennzeichnen Gebiete hohen Impulsaustausches. Im unbeeinflussten Fall sind hohe Werte für die POD-Moden dort zu finden, wo sich die Wirbelablösung ( $x = 40$  mm) aus der Scherschicht und der Wirbeltransport mit der Strömung vollziehen. Die Wirbel dissipieren allmählich, was sich in den Moden widerspiegelt. Ab  $x = 100$  mm verschwinden die ersten zwei POD-Moden. Die Moden drei und vier treten nicht mehr paarweise auf und sind auch weit weniger stark räumlich organisiert. Direkt an der Saugseite der Platte treten keine Impulsaustauschvorgänge auf, diese konzentrieren sich vielmehr auf den Bereich von  $y = 20 \dots 40$  mm.

Für die POD-Moden der beeinflussten Umströmung sind deutliche Unterschiede zum unbeeinflussten Fall zu erkennen. Für  $c'_{\mu} = 0.6\%$  indizieren die Moden bereits Impulsaustausch ab  $x = 30$  mm. Die Moden erstrecken sich in ihrer Ausdehnung bis auf die Oberfläche der Platte, lösen allerdings für die Moden eins und zwei, welche auch hier paarweise auftreten, von der Saugseite ab. Die Moden drei und vier erstrecken sich über die gesamte Plattenlänge bis auf die

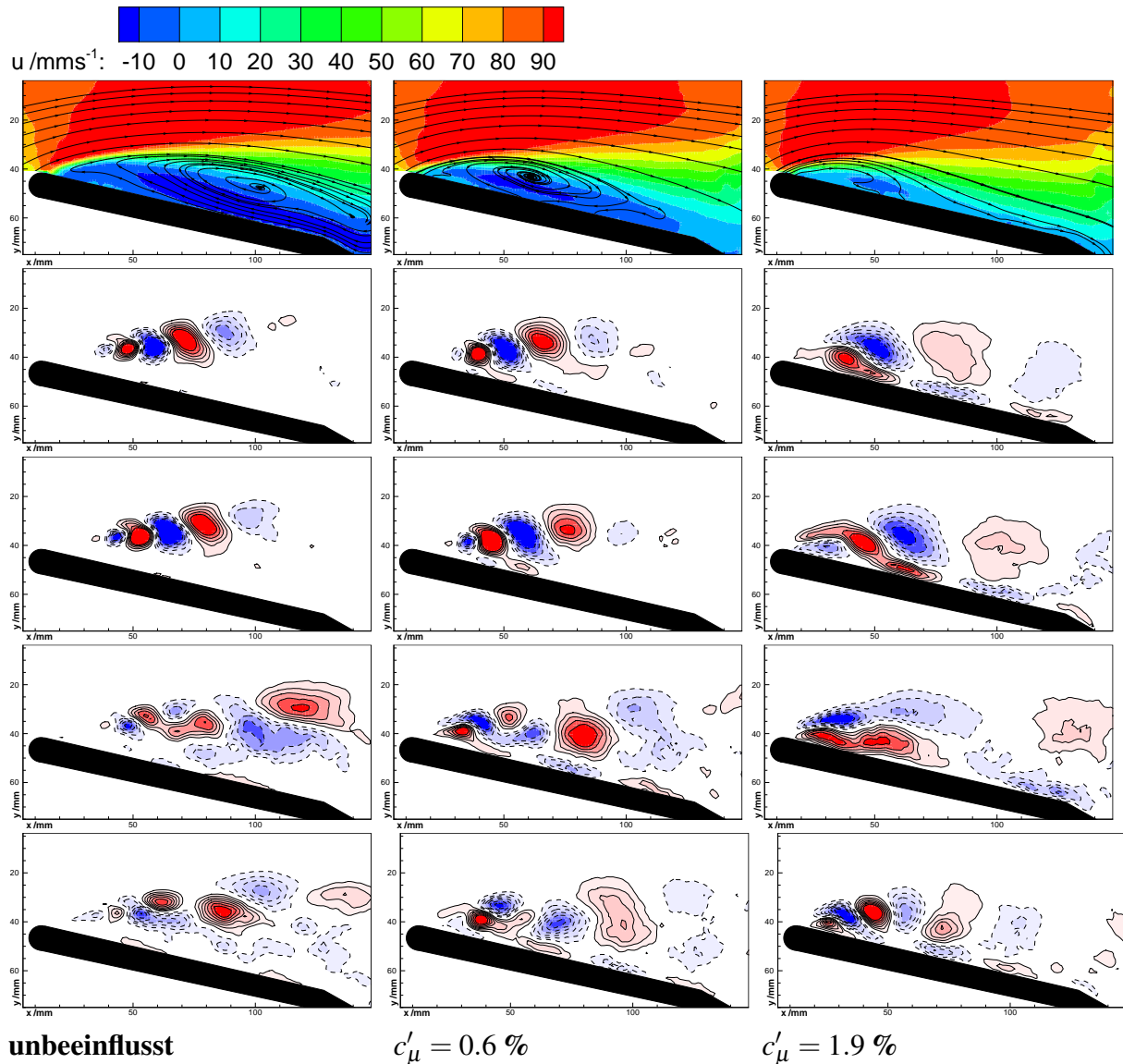


Abb. 4.7.: Mittlere Geschwindigkeit in  $x$ -Richtung (oben) und POD-Moden (1-4) für den Fall der unbeeinflussten (links) und der mittels gepulster Lorentzkraft ( $TG = 1/3$ ) beeinflussten Plattenumströmung mit  $c'_\mu = 0.6 \%$  (Mitte) und  $c'_\mu = 1.9 \%$  (rechts) für  $F^+ = 1$  und  $\alpha = 13^\circ$ .

Saugseite.

Dieser wandnahe Impulsaustausch ist für die Beeinflussung mit  $c'_\mu = 1.9 \%$  bereits in den Moden eins und zwei zu erkennen. Er ist also sehr viel energiereicher und statistisch signifikanter im Vergleich zu dem geringeren Impulskoeffizienten. Bereits unmittelbar an der Vorderkante werden hier Strukturen in der Strömung generiert. Die Moden drei und vier haben ihr Maximum im vorderen Bereich der Platte. Sie sind direkt mit der mittleren Stromlinienkrümmung verknüpft und gehen auf kompakte Wirbelstrukturen zurück, welche den Impulsaustausch in vertikaler (Mode drei) und horizontaler Richtung (Mode vier) fördern. Im zeitlichen Mittel ist die Strömung komplett angelegt. Die Stromlinienkrümmung in Abbildung 4.7 (oben links) im



#### 4. Ergebnisse der Untersuchungen an der ebenen angestellten Platte

vorderen Bereich könnte vorteilhaft im Sinne der Erhöhung des Auftriebs wirken. Die Moden könnten auf ähnliche Effekte wie bei der Stabilisierung von Vorderkantenwirbeln hindeuten. Diese Vermutung kann allerdings lediglich auf Basis der Geschwindigkeitsmessungen nicht bestätigt werden. Kraftmessungen an der angestellten Platte konnten nicht durchgeführt werden.

### 4.3. Einfluss der Wellenform der Anregung

Wie in Abschnitt 1.3.3 angedeutet, gibt es bisher zum Einfluss der Wellenform nur wenige Arbeiten. Der zeitliche Kraftverlauf des Lorentzkraftaktuators kann beliebig eingestellt werden, weswegen der Bereich möglicher Wellenformen sehr groß wird. Die Variation der Wellenform kann grundsätzlich auf verschiedene Mechanismen einwirken. Zum einen kann durch eine geeignete Wellenform das Frequenzspektrum der Anregung erweitert werden, zum anderen kann der Kraftverlauf die Produktion von Wirbelstrukturen direkt beeinflussen.

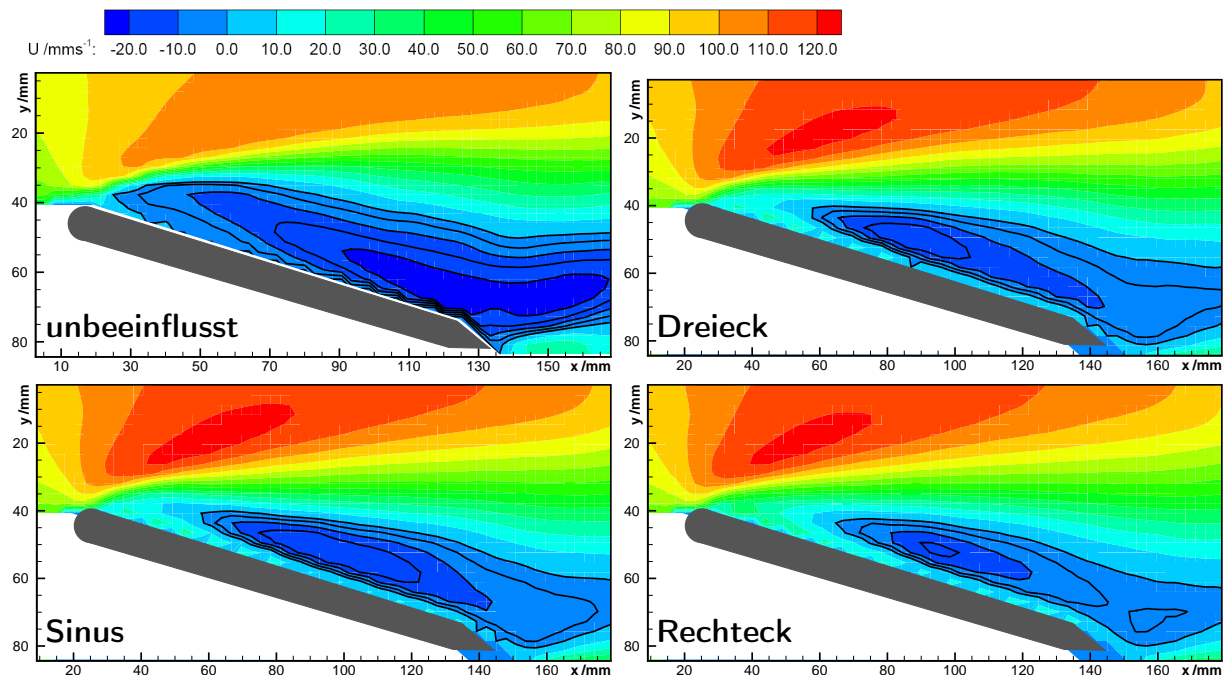


Abb. 4.8.: Mittlere Geschwindigkeit  $u$  für eine unbeeinflusste (oben links) und mit sinusförmigem (unten links), dreieckförmigem (oben rechts) und einem rechteckförmigen (unten rechts) zeitlichen Kraftverlauf beeinflusste Plattenumströmung für  $\alpha = 17^\circ$  mit  $c'_\mu = 2.6\%$  und  $F^+ = 1$ .

Untersuchungen von Weier (2005) an einem NACA0015-Profil zeigten, dass hinsichtlich der Auftriebserhöhung die Anregung mit einem dreieckförmigem zeitlichen Kraftverlauf am günstigsten ist. Die Anregung mit sinusförmigem Kraftverlauf ergab mittlere Werte und die gepulste Anregung mit einem Tastgrad von eins resultierte in der geringsten Auftriebserhöhung.

An der angestellten Platte sind für diese Wellenformen ebenfalls deutliche Unterschiede in den Geschwindigkeitsmessungen zu erkennen. In Abbildung 4.8 ist für einen Anstellwinkel von  $\alpha = 17^\circ$  die Ausdehnung des mittleren Ablösegebietes anhand der Linien zu erkennen. Für den hohen Anstellwinkel reicht der Impulscoeffizient von  $c'_\mu = 2.6\%$  bei keiner Wellenform aus, um die Ablösung komplett zu unterdrücken. Dennoch sind die Ablösegebiete gegenüber der unbeeinflussten Strömung deutlich verändert. So verringert sich deren Größe signifikant. Der Bereich der höchsten Rückströmgeschwindigkeiten verlagert sich für alle Wellenformen deutlich in Richtung Vorderkante.

Das kleinste Ablösegebiet entsteht bei der rechteckförmigen Anregung. Die Bereiche hoher Rückströmgeschwindigkeit sind hier auf einen kleinen Bereich an der Saugseite beschränkt. Die Ablösegebiete für die sinusförmige und dreieckförmige Anregung unterscheiden sich in ihrer Größe kaum. Für die Anregung mit dem Dreiecksignal sind die Gebiete höherer Rückströmgeschwindigkeit innerhalb des Ablösegebietes allerdings größer.

In Abbildung 4.9 sind die Energiespektren der Frequenz für die Geschwindigkeitskomponente  $v$  für vier Punkte in der Strömung dargestellt. Die Punkte A und B befinden sich in unmittelbarer Nähe des Aktuators, der Punkt C im Bereich der Wirbelbildung und D im Bereich des Wirbeltransports.  $f$  wurde mit der Frequenz der Anregung  $f_e = 0.6$  Hz normiert. Das Spektrum der unbeeinflussten Strömung ist sehr breit und beinhaltet eine Vielzahl von Frequenzen. Bei B kann das Maximum für 2.2 Hz gefunden werden. Weiter stromab kommt es zur Bildung größerer Wirbelstrukturen, wodurch sich das Spektrum zu niedrigeren Frequenzen von 1.2 Hz für C und 1 Hz für D verschiebt. Für die Beeinflussung mit einem Sinussignal reagiert die Strömung stark auf die Anregung. Folglich ist in allen Punkten eine deutliche Verschiebung von Energie zur Frequenz der Anregung zu erkennen. Bei Verwendung eines Rechtecksignals sind für die Punkte in Aktuatornähe hohe Werte für die ungeraden harmonischen Vielfachen der Anregungsfrequenz deutlich zu erkennen. Für den Punkt B nehmen sie in ihrer Intensität ab. Es sind nur noch die dritte und fünfte Harmonische sichtbar. In den Punkten weiter stromab dominiert nur noch die Anregungsfrequenz das Frequenzspektrum. Es haben sich also Wirbel gebildet, die mit der Anregungsfrequenz abschwimmen. In der Fourierzerlegung des Dreiecksignals treten ebenfalls höhere Frequenzanteile auf. Diese sind im Vergleich zur Grundfrequenz des Signals sehr viel schwächer ausgeprägt, als bei einem Rechtecksignal. Diese Anteile sind daher in den Frequenzspektren nicht mehr zu erkennen.

Die Wirbelbildung läuft für die sinusförmige und dreieckförmige Anregung in etwa gleich ab. In Abbildung 4.10 (links) ist für eine mit  $\alpha = 13^\circ$  angestellte Platte phasengemittelten Wirbelstärke dargestellt. Durch den sich zeitlich langsam verändernden Krafteintrag in die Strömung wird die Scherschicht für eine stromauf wirkende Lorentzkraft von der Vorderkante angehoben und rollt sich allmählich zu einem großen Wirbel auf. Dieser wird durch die stromab gerichtete Kraft in der anschließenden Halbperiode beschleunigt und stromab transportiert. Für beide Wellenformen wird pro Periode ein Wirbel produziert. Für die dreieckförmige Anregung sind

#### 4. Ergebnisse der Untersuchungen an der ebenen angestellten Platte

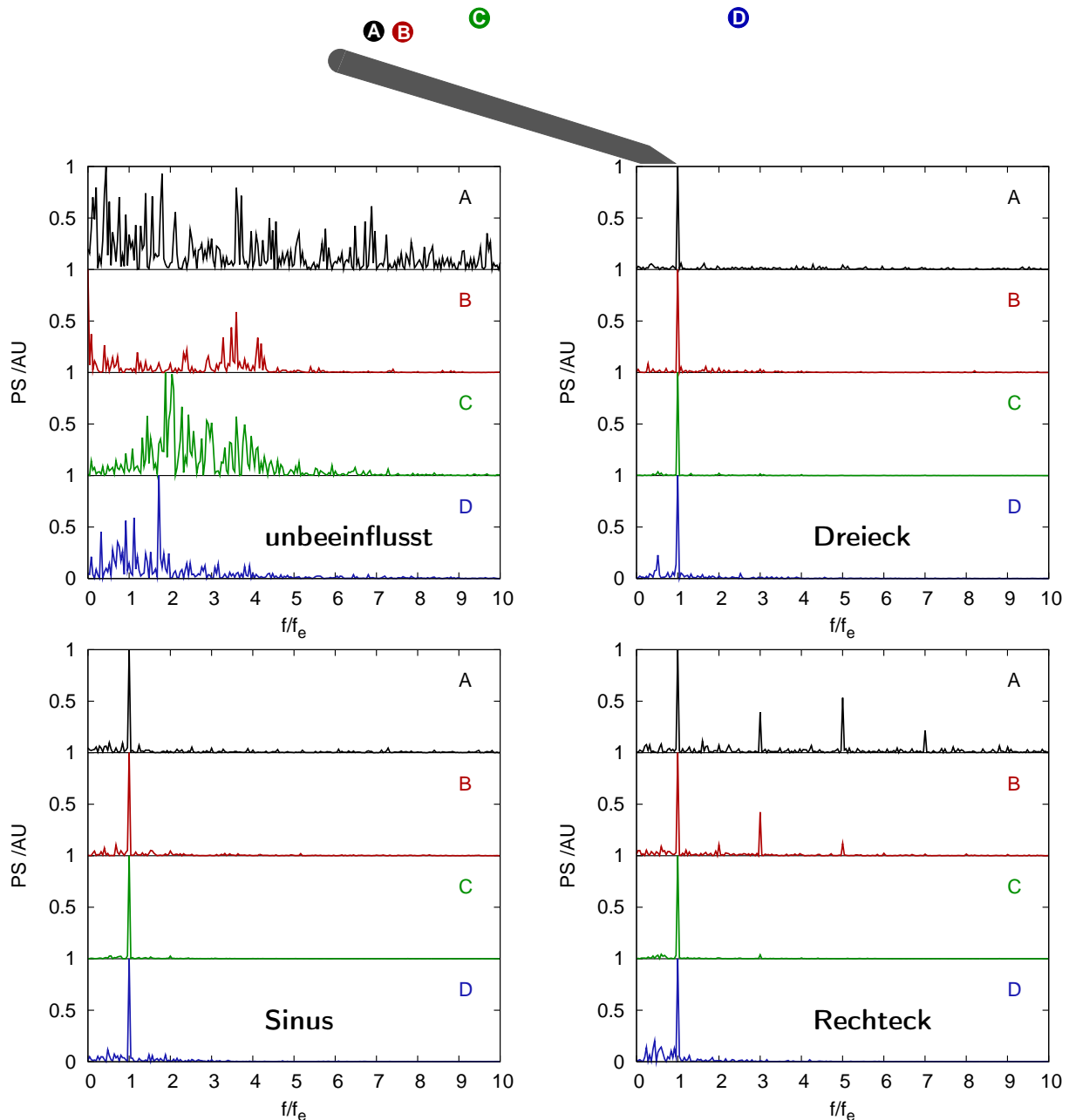


Abb. 4.9.: Energiespektrum der Fourierzerlegung der  $v$ -Komponente der Geschwindigkeit für eine unbeeinflusste (oben links) und mit sinusförmigem (unten links), dreieckförmigem (oben rechts) und einem rechteckförmigem (unten rechts) zeitlichen Kraftverlauf beeinflussten Plattenumströmung für  $\alpha = 17^\circ$  mit  $c'_\mu = 2.6\%$  und  $F^+ = 1$ .

diese von längerer Lebensdauer.

Im Gegensatz dazu steht die Wirbelbildung für die gepulste Anregung. Hier kommt es für die Phase mit entgegen der Strömungsrichtung gerichteter Lorentzkraft durch die konstante Beschleunigung über der Aktuatorregion zur Bildung eines Gebietes hoher Wirbelstärke. Beim plötzlichen Umschalten wird dieses kompakte Gebiet beschleunigt und es kommt somit zu einer

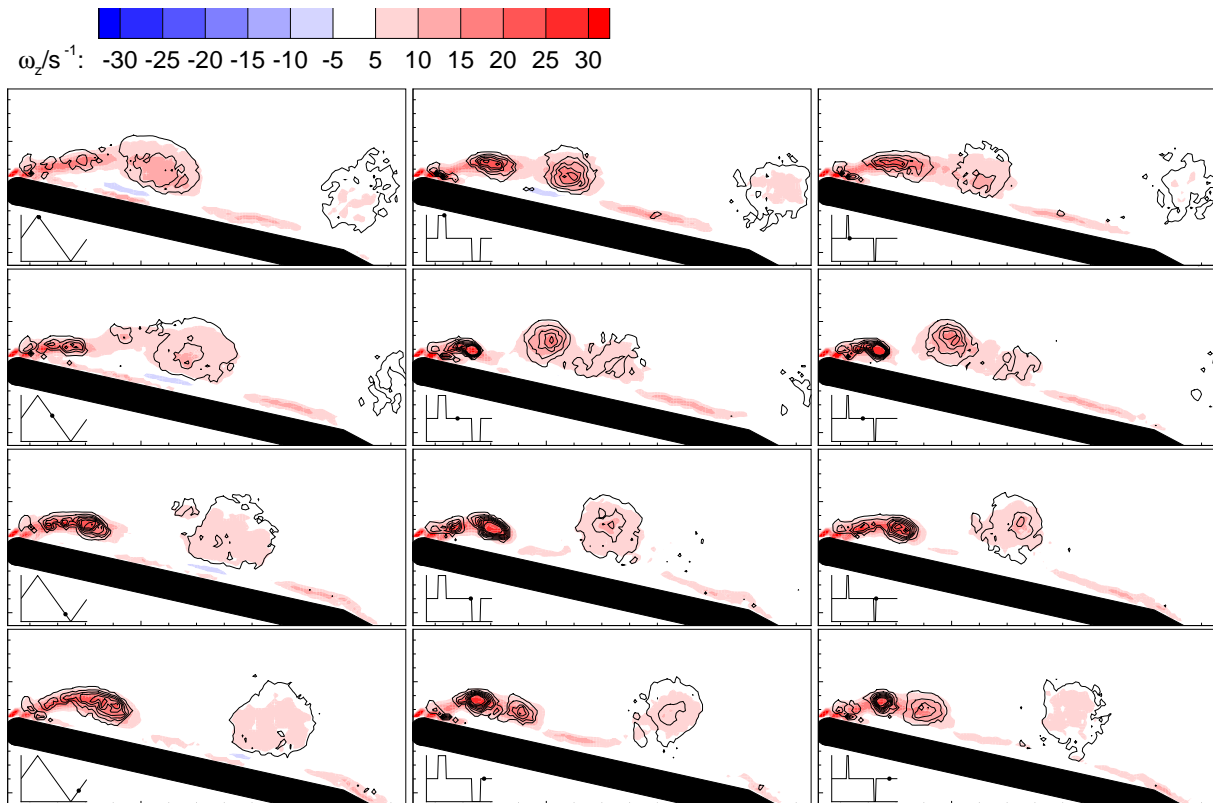


Abb. 4.10.: Phasengemittelte Wirbelstärke  $\omega_z$  für eine mit einem dreieckförmigem (links), bzw. einem gepulsten (TG = 1/4, Mitte und TG = 1/16, rechts) zeitlichen Kraftverlauf beeinflusste Plattenumströmung für  $\alpha = 13^\circ$  mit  $c'_\mu = 2.6\%$  für  $F^+ = 1$ .

Wirbelbildung. Die Wirbelstruktur schwimmt schnell stromab und kann sich dadurch mit der Struktur geringerer Konvektionsgeschwindigkeit aus der vorhergehenden Periode vermischen. Die Scherschicht wird durch die Beschleunigung in Strömungsrichtung zur Plattenoberfläche gezogen. Dies spiegelt sich in dem im zeitlichen Mittel bei deutlich größeren Werten von  $x$  beginnenden Ablösegebiet wider. Durch die Wirbelvermischung ist das Ablösegebiet für die gepulste Anregung stets kleiner als für andere Anregungsformen.

Wird nun der Tastgrad bei geeigneter Frequenz verändert, kann es in den Phasen in denen keine Lorentzkraft wirkt zu einer zusätzlichen Wirbelbildung kommen. In Abbildung 4.10 sind die phasengemittelten Wirbelstärkeverteilungen für die Anregung mit TG = 1/4 und TG = 1/16 dargestellt. Für die gepulste Anregung ist hier ganz klar die Wirbelvermischung über dem vorderen Teil der Platte zu erkennen.

In Abbildung 4.11 sind die Unterschiede zur Beeinflussung mit allmählichem Kraftverlauf am deutlichsten sichtbar. Dargestellt sind die phasengemittelten Trajektorien für eine dreieckförmige und gepulste Anregung mit TG = 1/4 und TG = 1/16. Für die dreieckförmige Beeinflussung sind keine Gabelungen in den Trajektorien sichtbar<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Da der Waveletalgorithmus stark deformierte Wirbel nicht als solche detektieren kann, zeigt sich die Wirbelvermischung im Zusammenwachsen zweier Trajektorien und der Vergrößerung des Wirbeldurchmessers im Anschluss. Untersuchungen dazu sind von Cierpka u. a. (2008) dokumentiert.

#### 4. Ergebnisse der Untersuchungen an der ebenen angestellten Platte

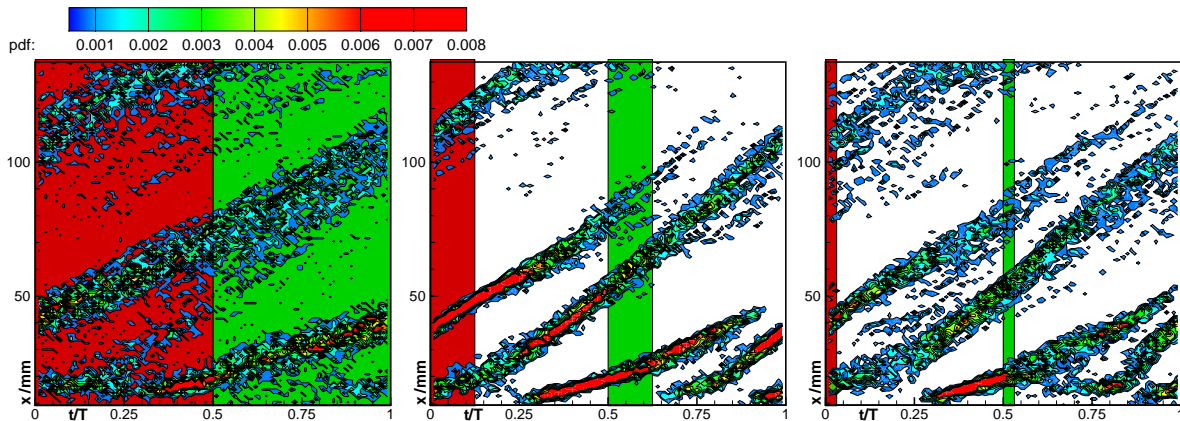


Abb. 4.11.: Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktion (pdf) für die mit einem dreieckförmigem (links), bzw. einem gepulsten ( $TG = 1/4$ , Mitte) und ( $TG = 1/16$ , rechts) zeitlichen Kraftverlauf beeinflusste Plattenumströmung für  $\alpha = 13^\circ$  mit  $c'_\mu = 2.6\%$  für  $F^+ = 1$ .

Nur im vorderen Teil der Platte kommt es ab und an zu Wirbelmischungsvorgängen. Für einen Tastgrad von  $TG = 1/4$  sind die Wirbelmischungsvorgänge an den Gabelungen der phasengemittelten Trajektorien bei  $t/T = 0.5$  und  $x = 70$  mm und  $t/T = 0.9$  und  $x = 30$  mm deutlich zu erkennen. Für  $TG = 1/16$  verwischen die Spuren der Wirbel in der Phasenmittlung zusehends. Die Wirbel, die in der kurzen Zeit der wirkenden Kraft produziert werden, sind nicht so stark. Es kommt bei weiterer Verringerung des Tastgrades schließlich wie bei der Verwendung einer zu hohen Anregungsfrequenz dazu, dass die Zeiten in denen eine Kraft wirkt zu kurz sind, um die Strömung zu beeinflussen. Die optimale Pulslänge hängt zusätzlich von der Anregungsfrequenz ab.

Für unterschiedliche Kontrollziele sind sicherlich unterschiedliche Wellenformen zu favorisieren. Es ist nicht zwangsläufig so, dass eine im zeitlichen Mittel angelegte Strömung einen höheren Auftrieb liefert. Auch ist es untypisch, dass die maximale aerodynamische Qualität beim höchsten Auftrieb auftritt.

Die Verwendung kurzer Pulse hat den Vorteil, dass hier für die gleiche Wirkung der Energieaufwand reduziert werden kann, da für die Wirbelbildung scheinbar der Spitzenwert und nicht der Effektivwert der Lorentzkraft ausschlaggebend ist (Weier, 2005). Der Einfluss der Wellenform ist insgesamt bei geeigneter Frequenz und mittleren bis hohen Impulskoeffizienten als sehr wesentlich zu sehen.

#### 4.4. Zusammenfassung

Die Messungen an der angestellten Platte zeigen deutlich, dass die Wirkung einer Strömungsbeeinflussung mittels periodischer Lorentzkräfte durch die Parameter Anregungsfrequenz, Impulskoeffizient und Wellenform der Anregung stark beeinflusst wird. Der Bereich optimaler

Anregungsfrequenzen, um die Ablösung im zeitlichen Mittel möglichst effektiv zu verringern liegt im Bereich von  $F^+ = 0.5 \dots 1$ . Für höhere Impulskoeffizienten ist die Abhängigkeit von der Frequenz wesentlich weniger stark ausgeprägt.

Um eine vergleichbare Verringerung des mittleren Ablösegebietes wie bei der stationären Anregung zu erzielen, ist bei der periodischen Lorentzkrafteinwirkung ein um eine Größenordnung kleinerer Impulseintrag nötig. Hier zeigt sich ganz klar, dass die periodische Anregung das Mittel der Wahl ist, um die Effektivität des Lorentzkraftaktuators auch für technische Anwendungen weiter zu steigern.

Die Veränderung der Wellenform ist mit dem Aktuator sehr einfach zu realisieren und kann ihrerseits auf sehr unterschiedliche Weise in der Strömung wirken. Störungen unterschiedlicher Frequenzen können durch ein breiteres Frequenzspektrum der Anregung in die Scherschicht eingebracht werden. Im optimalen Fall wird die Scherschicht also auch bei Verstimmung der Grundfrequenz noch genügend angeregt, um sich aufzuweiten. Dieser Wirkmechanismus sollte vor allem für kleine Impulskoeffizienten Verbesserungen in der Effektivität geben. Ebenfalls interessant in diesem Zusammenhang ist die Verwendung einer multifrequenten Anregung, die hier allerdings nicht weiter untersucht wurde.

Für höhere Impulskoeffizienten kann durch die Verwendung von kurzen Pulsen das gesamte Strömungsbild verändert werden. Durch die alternierende Richtung des konstanten Lorentzkrafteintrages kommt es dazu, dass Wirbelstrukturen sehr unterschiedlicher Konvektionsgeschwindigkeiten erzeugt werden. Die Strukturen können dadurch noch über der Saugseite auf der Platte interagieren. Mischungsvorgänge werden damit gefördert und das Ablösegebiet kann weiter verringert werden.

Bei den Untersuchungen an der angestellten Platte konnten keine Kraftmessungen durchgeführt werden. Über die aerodynamische Qualität kann daher keine Aussage getroffen werden. Hinsichtlich der Verringerung des Ablösegebietes sind kurze Pulse bei  $c'_\mu = 1 \dots 2 \%$  zu bevorzugen. Hier gilt es jedoch einen Kompromiss zwischen der Pulslänge und dem Maximalstrom zu wählen, da mit zunehmender Verkürzung der Pulslänge die Einwirkzeit zu kurz wird und gleichzeitig durch die Erhöhung des Maximalstromes die Belastung auf die Elektroden stark erhöht wird.

Die Untersuchungen an der angestellten Platte wurden numerisch von Katterwe (2008) mit einer Large Eddy Simulation begleitet. Die Rechnungen können die experimentell gefundenen Ergebnisse qualitativ recht gut nachbilden, wurden jedoch aufgrund des hohen Rechenaufwandes auf kurze Zeitspannen begrenzt, so dass in dieser Arbeit auf einen Vergleich verzichtet wurde.

Insgesamt kann festgestellt werden, dass das größte Potential für die Variation der Strömung durch die Wellenform gegeben ist. Erste Versuche mit positivem oder negativem Mittelwert und überlagerter periodischer Beeinflussung haben sehr interessante Ergebnisse erbracht und sind in Abschnitt 7.2 dargestellt.

#### *4. Ergebnisse der Untersuchungen an der ebenen angestellten Platte*

## 5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

### 5.1. Einleitung

In Abbildung 5.1 sind die Auftriebspolare und Entwicklung des Widerstands über dem Anstellwinkel  $\alpha$  am NACA0015-Profil für die zwei hier untersuchten Reynoldszahlen von  $Re = 10^5$  und  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  dargestellt. Mit zunehmendem Anstellwinkel steigt der Auftrieb zunächst an. Es kommt dann für  $Re = 10^5$  bei  $\alpha = 15^\circ$  und für  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  bei  $\alpha = 13^\circ$  zum Strömungsabriss und der Widerstand steigt stark an.

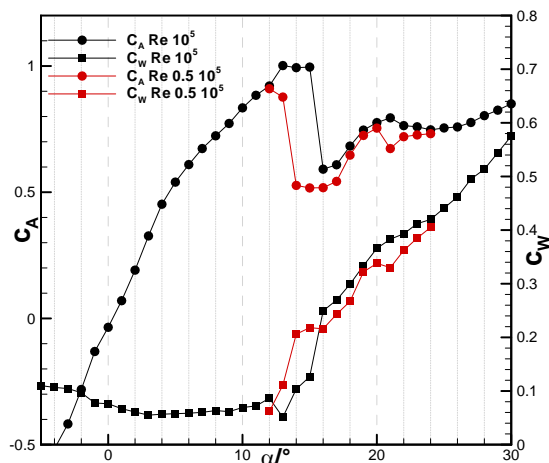


Abb. 5.1.: Auftriebspolare und Entwicklung des Widerstands über dem Anstellwinkel  $\alpha$  am NACA0015-Profil für  $Re = 1 \cdot 10^5$  (schwarz) und  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  (rot).

Um den Effekt der Strömungskontrolle zu beurteilen, können verschiedene Kriterien herangezogen werden. Dies sind beispielsweise die Widerstandsverminderung, die Steigerung des maximalen Auftriebes oder die Verbesserung der aerodynamischen Qualität  $c_A/c_W$ , um nur einige zu nennen. Je nach Kontrollziel stellen verschiedene Parameter ein Optimum dar. Die Wirkung der Kontrolle im untersuchten Parameterraum ist vom Impulskoeffizienten  $c'_\mu$ , der An-



## 5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

regungsfrequenz  $F^+$  und der Wellenform abhängig. Zusätzliche Abhängigkeiten ergeben sich von der Grundströmung. Hier sind Reynoldszahleffekte und der Anstellwinkel zu nennen.

Je nach Anstellwinkel kann in zwei qualitativ unterschiedliche Bereiche der Strömungskontrolle unterschieden werden. In Abbildung 5.2 sind die erzielten Auftriebsbeiwerte für eine sinusförmige Anregung mit unterschiedlichem Impulskoeffizienten und  $F^+ = 0.75$  über dem Anstellwinkel dargestellt. Auf die Wahl der optimalen Frequenz soll später noch genauer eingegangen werden. Anhand der Abbildung wird sehr deutlich, dass bis  $\alpha = 16^\circ$  der Impulskoeffizient, d.h. die Intensität der Anregung nur eine untergeordnete Rolle spielt. Hier gelingt es auch für kleine Impulskoeffizienten Auftriebsbeiwerte bis  $c_A = 0.85$  zu erreichen. Offenbar reichen hier kleine Störungen aus um die Strömung vollständig wieder anzulegen. Dieses Regime wird im folgenden als Ablösekontrolle bezeichnet.

Für große Anstellwinkel  $\alpha > 16^\circ$  ergeben sich klare Unterschiede in den erzielbaren Auftriebsbeiwerten für unterschiedliche Impulskoeffizienten. Hier wirken die durch die Anregung erzeugten Strukturen direkt auf den Auftrieb des Tragflügels zurück. Die Intensität der Lorentzkraft reicht im untersuchten Parameterbereich nicht aus, um die Strömung komplett wieder anzulegen. Es wird daher von der Kontrolle abgelöster Strömung gesprochen. Eine stärkere Beeinflussung, d.h. eine Erhöhung des Impulskoeffizienten resultiert hier direkt in einer Erhöhung des Auftriebsbeiwertes. Mit dem Höchsten bei zulässiger Stromstärke einstellbaren Impulskoeffizienten von  $c'_\mu = 1.4\%$  kann bei  $\alpha = 20^\circ$  der Auftriebsbeiwert gegenüber der unbeeinflussten Umströmung um  $\Delta c_A \approx 0.35$  gesteigert werden. Bei demselben Anstellwinkel zeigt die Beeinflussung mit  $c'_\mu \leq 0.2$  keine oder sogar negative Wirkung auf den Auftrieb. Wird der Anstellwinkel weiter erhöht, so verringert sich bei gleich bleibendem Impulskoeffizienten der maximale Auftriebsgewinn und beträgt beispielsweise für  $\alpha = 24^\circ$  bei  $c'_\mu = 1.4\%$  nur noch  $\Delta c_A \approx 0.22$ .

Wie in Abschnitt 1.3 schon kurz dargestellt, ist die Wahl der Bezugsfrequenzen schwierig. In Abbildung 5.3 sind für eine Reynoldszahl von  $Re = 10^5$  die Spektren des Auftriebsbeiwertes für unterschiedliche Winkel dargestellt. Für die Anstellwinkel  $\alpha \leq 15^\circ$  sind keine besonders dominanten Frequenzen zu erkennen. Löst die Strömung jedoch ab  $\alpha = 16^\circ$  ab, so treten für  $\alpha = 20^\circ$  bei  $f \approx 2.7$  Hz, für  $\alpha = 25^\circ$  bei  $f \approx 1.9$  Hz und  $\alpha = 30^\circ$  bei  $f \approx 1.5$  Hz lokale Maxima auf.

In Abbildung 5.4 sind für beide untersuchte Reynoldszahlen die Spektren für den Bereich der abgelösten Umströmung dargestellt. Mit zunehmendem Anstellwinkel verschiebt sich die dominante Frequenz jeweils zu niedrigeren Werten. Die Kurven für  $Re = 10^5$  sind deutlich stärker ausgeprägt. Die dominanten Frequenzen liegen hier im Bereich von 2 bis 3 Hz, für die kleinere Reynoldszahl bei 1 bis 2 Hz.

In den Spektren können ab dem kritischen Anstellwinkel, bei dem die Ablösung auftritt, im Bereich sehr kleiner Frequenzen recht hohe Werte beobachtet werden. Dies ist aus der Literatur bekannt. Zaman u. a. (1989) widmeten sich für Reynoldszahlen von  $Re = 0.15 \cdot 10^5 \dots 3 \cdot 10^5$

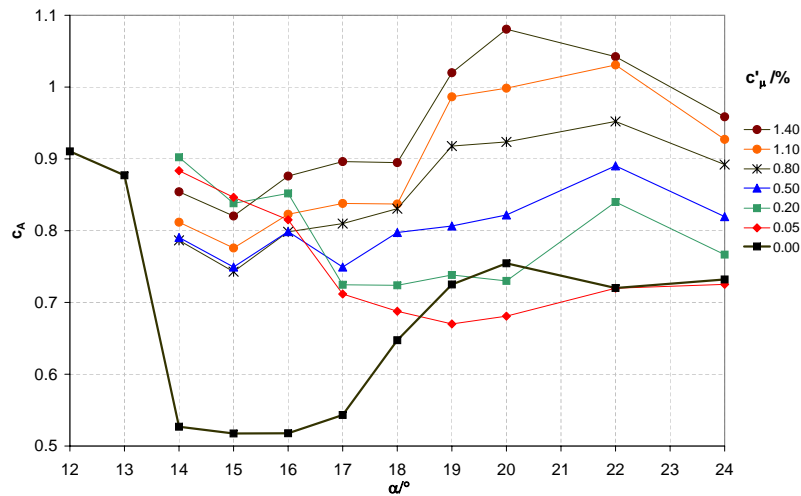


Abb. 5.2.: Auftriebsbeiwert für sinusförmige Anregung mit  $F^+ = 0.75$  für verschiedene Impulskoeffizienten für  $Re = 0.5 \cdot 10^5$ .

dem Phänomen sehr niedriger Frequenzen bei der Umströmung unterschiedlicher Tragflügelprofile<sup>1</sup>. Die Strömungsbeeinflussung mit solch kleinen Frequenzen zeigte hingegen wenig Erfolg, weshalb sich im weiteren auf die höheren Frequenzen beschränkt wurde.

Wird aus den Spektren der unbeeinflussten Umströmung die dominante Frequenz ermittelt und über dem Anstellwinkel aufgetragen so ergibt sich ein klares Bild. In Abbildung 5.5 ist im oberen Teil der Abbildung die mit der ermittelten Frequenz gebildete dimensionslose Frequenz  $F^+$  und im unteren Teil die Strouhalzahl aufgetragen. Die Strouhalzahl wird hier zu  $St = fc \sin(\alpha)/u_\infty$  berechnet. Dies ist für angestellte Profile üblich und ergibt für einen Anstellwinkel von  $\alpha = 90^\circ$  die Strouhalzahl für die Umströmung eines stumpfen Körpers. Da die Strouhalzahl die Wirbelablösung an umströmten Körpern kennzeichnet, wird sie üblicherweise mit der im Spektrum der Geschwindigkeit ermittelten dominanten Frequenz gebildet. Im untersuchten Reynoldszahlbereich sollte sie zwischen  $St = 0.19$  und  $0.2$  (Roshko, 1954, Zaman u. a., 1989) liegen. Für zunehmende Anstellwinkel pegelt sich die Strouhalzahl um  $St = 0.2$  ein. Diese Strouhalzahl ist für den Nachlauf abgelöster Körperumströmungen typisch und ein Indikator dafür, dass der Auftrieb maßgeblich vom Nachlauf beeinflusst wird. Dieser Einfluss ist

<sup>1</sup>Hier wurde zum einen mit zunehmendem Anstellwinkel im unteren Frequenzbereich ein deutlich ausgeprägteres Frequenzspektrum beobachtet, was auf das Wechseln zwischen angelegter und abgelöster Strömung bei transitionell ablösenden Scherschichten zurückgeführt wurde. Die typischen Frequenzen lagen dabei etwa eine Größenordnung unter denen der Wirbelablösung und zeigten sich in den Spektren als deutlicher Spitzenwert. In den hier vorgestellten Untersuchungen konnten solche Spitzenwerte nicht extrahiert werden, wengleich beobachtet wurde, dass das Ablösegebiet seine Ausdehnung mit Frequenzen in eben diesem Bereich verändert.

5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

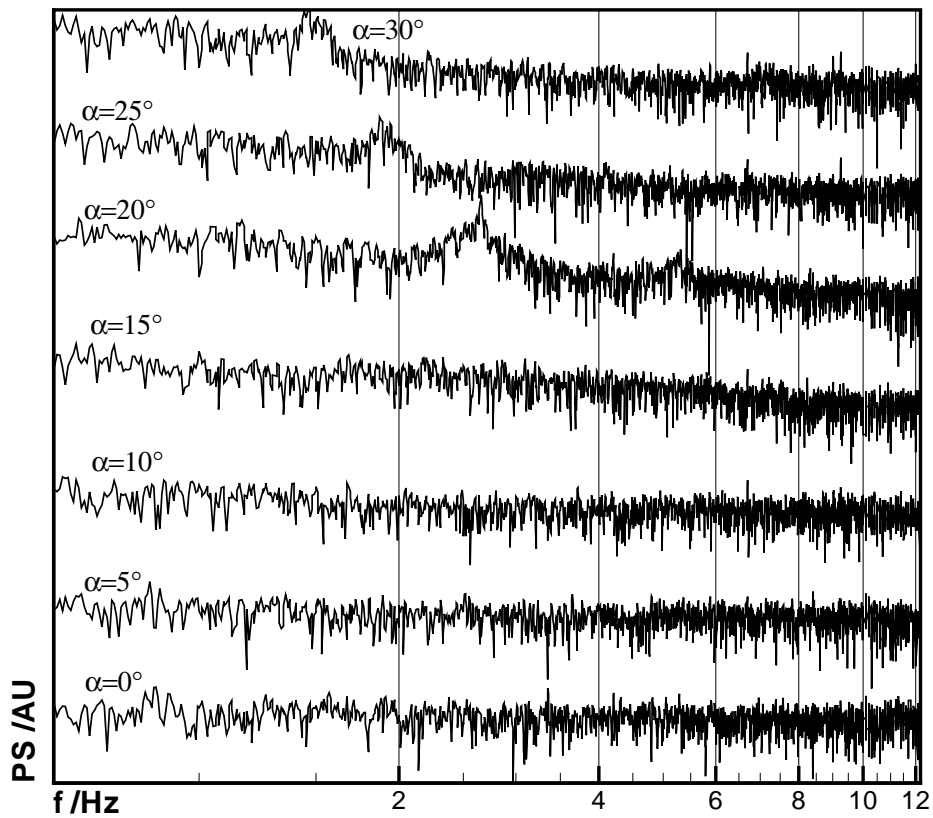


Abb. 5.3.: Spektren des Auftriebsbeiwertes für die unbeeinflusste Umströmung des NACA0015-Profiles für  $Re = 10^5$ .

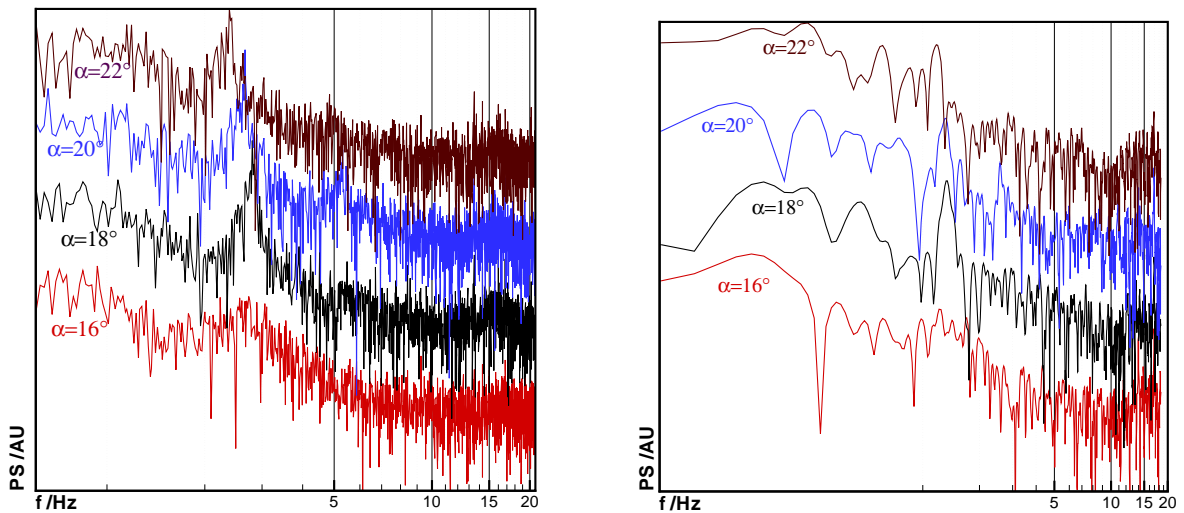


Abb. 5.4.: Spektren des Auftriebsbeiwertes für die unbeeinflusste Umströmung des NACA0015-Profiles für  $Re = 10^5$  (links) und  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  (rechts).

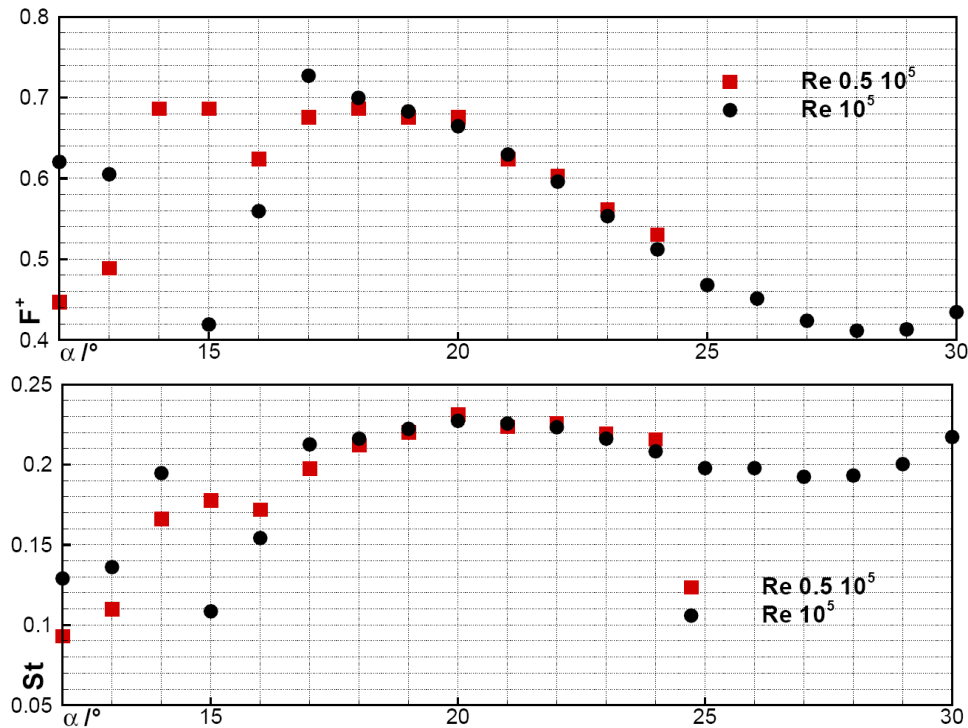


Abb. 5.5.: Dominante Frequenzen der unbeeinflussten Strömung als dimensionslose Frequenz nach Gleichung 1.16 (oben) und Strouhalzahl  $St = fc \sin(\alpha)/u_\infty$  (unten).

dabei nur für den Bereich der abgelösten Tragflügelumströmung signifikant. Für  $Re = 10^5$  tritt ab  $\alpha = 16^\circ$  und für  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  bereits ab  $\alpha = 13^\circ$  Ablösung auf. Für den Bereich kleinerer Anstellwinkel verursachen die breitbandigen Spektren starke Streuungen. Eine signifikante Frequenzabhängigkeit des Auftriebes ist hier nicht zu beobachten. Da die Werte für die Strouhalzahl auch für die abgelöste Umströmung höher ausfallen als in der Literatur angegeben, ist zu vermuten, dass hier auch noch andere Prozesse hinein spielen. Im Folgenden sollen die Ergebnisse der Untersuchungen für den Bereich der Ablösekontrolle an der Umströmung bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 16^\circ$  und für den Bereich der Kontrolle abgelöster Strömungen für Anstellwinkel von  $\alpha = 20^\circ$  und  $\alpha = 22^\circ$  diskutiert werden. Dabei gilt wie bei der angestellten Platte der Hinweis, dass die hier vorgestellten Ergebnisse exemplarisch für eine viel größere Anzahl von Einzelmessungen stehen.

## 5.2. Ablösekontrolle bei $\alpha = 16^\circ$

### 5.2.1. Einfluss der Frequenz

In Abbildung 5.6 ist der Auftriebsbeiwert für die Beeinflussung der Umströmung eines mit  $\alpha = 16^\circ$  angestellten NACA0015-Profiles bei  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  dargestellt. Der Auftrieb im unbeeinflussten Fall beträgt hier  $c_A = 0.52$  und konnte für alle Formen der Strömungsbeeinflussung

## 5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

signifikant gesteigert werden. Der maximale Auftriebsbeiwert von  $c_A = 0.88$  konnte mit einer dreieckförmigen Anregung bei  $c'_\mu = 1.4\%$  erreicht werden und entspricht einer Erhöhung des Auftriebes um ca. 70%. Erhöht sich der Auftrieb, so verringert sich der Widerstand. Dieses Verhalten ist bei „dynamic stall“, also wirbelgeneriertem Auftrieb eher untypisch. Der wirkende Mechanismus ist hier das Wiederanlegen der Strömung. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Strömung auf die Anregung reagiert ist in der Nähe der als dominant im Kraftsignal des Auftriebes ermittelten Frequenz am höchsten, wengleich besonders für höhere Impulskoeffizienten eine ausgeprägte Frequenzabhängigkeit wie bei der Kontrolle abgelöster Strömungen nicht zu beobachten ist. Bei kleinen Impulskoeffizienten kommt es im untersuchten Frequenzbereich zu einem wechselnden Verhalten. Hier schwankt die Strömungsform zwischen vollständig angelegter und abgelöster Strömung. Dabei kommt es im Mittel immer zu einer Erhöhung des Auftriebes, wenn auch nicht immer zu einem vollständigen Wiederanlegen. Ist die Strömung einmal angelegt, so ist die Wahrscheinlichkeit eines erneuten Strömungsabriss auch bei kleinen Impulskoeffizienten gering. Dieses Verhalten deutet auf eine Hysterese des Auftriebsbeiwertes bei kontinuierlicher Veränderung des Impulseintrages hin.

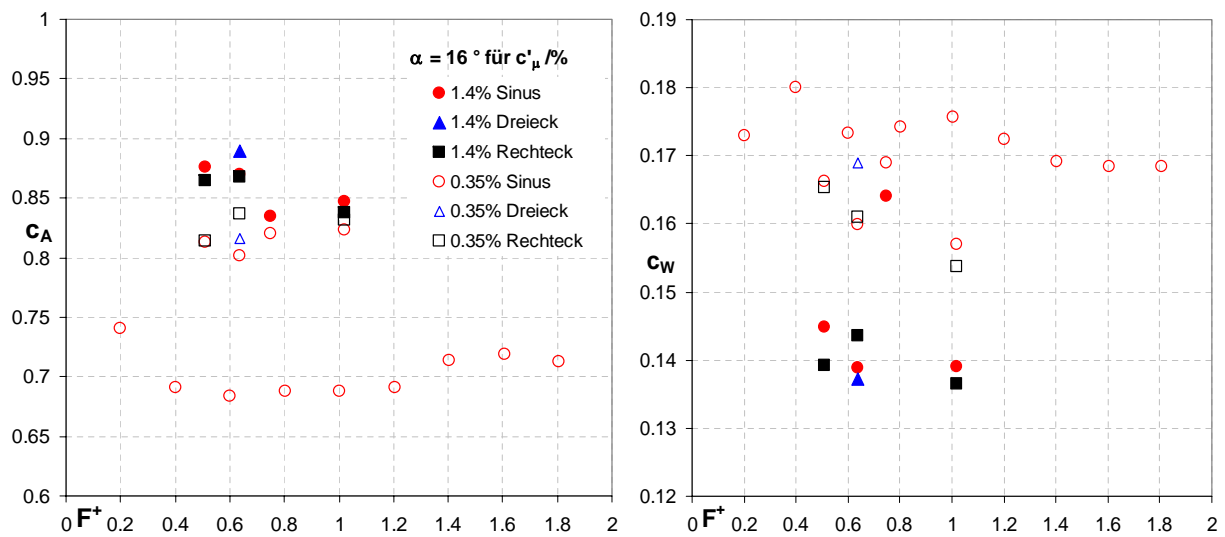


Abb. 5.6.: Auftriebsbeiwert (links) und Widerstandsbeiwert (rechts) über der dimensionslosen Frequenz für verschiedene Wellenformen,  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  und  $c'_\mu = 1.4\%$  bzw.  $c'_\mu = 0.35\%$  ( $c_A(c'_\mu = 0) = 0.52$ ).

### 5.2.2. Einfluss des Impulskoeffizienten

Bei der Ablösekontrolle geht es in der Wirkung im wesentlichen um die Frage, ob die Strömung im zeitlichen Mittel wieder angelegt werden kann. In Abbildung 5.7 ist der Auftriebsbeiwert (links) und Widerstandsbeiwert (rechts) über dem dimensionslosen Impulskoeffizienten für verschiedene Wellenformen und Frequenzen im Bereich  $F^+ = 0.2 \dots 2$  aufgetragen. Die große

Streuung der Werte für sinusförmige Anregung bei  $c'_\mu = 0.35\%$  ist zum einen auf das Wechseln zwischen angelegter und abgelöster Strömung zurückzuführen, zum anderen wurde hier der größte Frequenzbereich abgedeckt, wodurch auch ungünstige Frequenzen mit dargestellt sind. Die Messzeit für die anderen Messungen wurde deutlich erhöht wodurch die Strömung mehr Zeit hat wieder anzulegen, außerdem lagen die Messungen hier im günstigen Frequenzbereich von  $F^+ = 0.5 \dots 1$ .

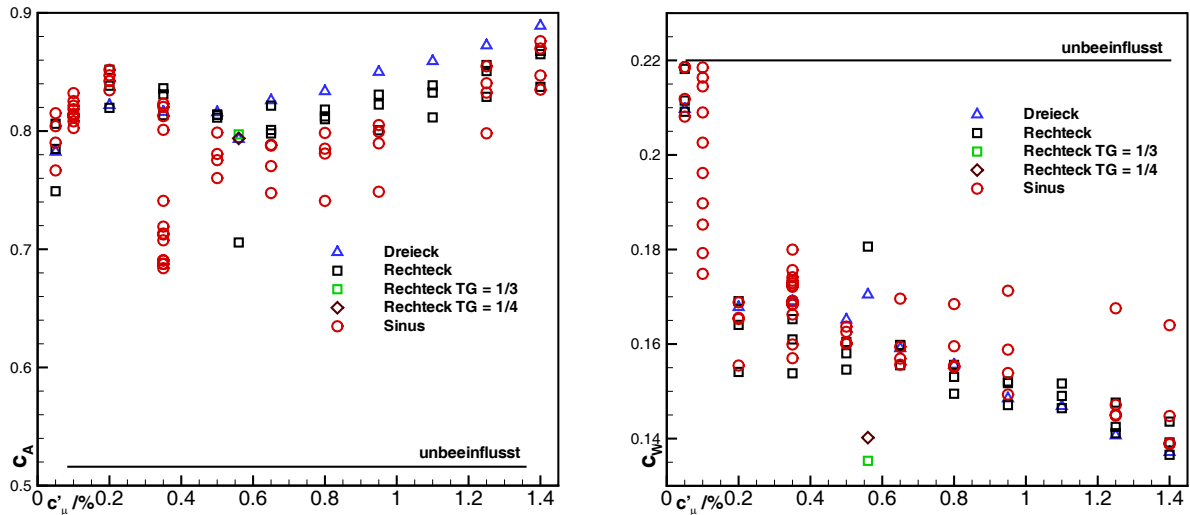


Abb. 5.7.: Auftriebsbeiwert (links) und Widerstandsbeiwert (rechts) über dem dimensionslosen Impulskoeffizienten für verschiedene Wellenformen und Frequenzen im Bereich  $F^+ = 0.2 \dots 2$ .

Obwohl die Strömung zumeist vollständig wieder anlegt, kommt es mit zunehmendem Impulskoeffizienten zu qualitativ klar unterscheidbaren Bereichen. Besonders der Bereich kleiner Impulskoeffizienten ist interessant, da die elektromagnetische Strömungskontrolle hinsichtlich ihrer Effektivität verbessert werden kann.

Für kleine Impulskoeffizienten bis  $c'_\mu = 0.2\%$  kommt es für alle Wellenformen zu einer signifikanten Erhöhung des Auftriebs mit zunehmendem Impulskoeffizienten. Das Maximum wird hier bei  $c'_\mu = 0.2\%$  mit  $c_A = 0.85$  erreicht. Ebenso drastisch sinkt der Widerstandsbeiwert, wobei die Streuung hier deutlich größer ist. Auch der Widerstandsbeiwert erreicht ein Minimum bei  $c'_\mu = 0.2\%$ . Durch die kleinen eingebrachten Störungen kommt es hier dazu, dass die laminar ablösende Scherschicht in eine turbulente überführt wird. Diese besitzt mehr Energie und kann der Kontur besser folgen. In Abbildung 5.8 ist die mittlere turbulente kinetische Energie nach Gleichung 3.60 für die unbeeinflusste Strömung und die Anregung mit einem dreieckförmigem Kraftverlauf bei  $c'_\mu = 0.56\%$  und  $F^+ = 0.64$  gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich die turbulente kinetische Energie für die unbeeinflusste Umströmung auf den Bereich der Scherschicht beschränkt. An der Saugseite des Profils ist, wie in der freien Außenströmung, die mittlere turbulente kinetische Energie sehr gering. Bei Anregung bildet sich

## 5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

direkt über dem Aktuator ein Gebiet mit doppelt so großen Werten für  $k$ . Dieses Gebiet erstreckt sich weiter stromab auf der Saugseite. Mit zunehmender  $x$ -Koordinate nimmt die turbulente kinetische Energie wieder ab. Auf der Höhe der halben Profiltiefe kommt es zur Ausbildung eines lokalen Minimums und danach zu einem erneuten Anstieg der turbulenten kinetischen Energie. Dies ist auf ein zeitweises Ablösen der Strömung zurückzuführen. Ebenso wie bei der unbeeinflussten Strömung, wo die turbulente kinetische Energie aufgrund der sich bildenden Wirbel steigt, kommt es hier im hinteren Bereich des Profils vermehrt zur Wirbelablösung. Die Überführung von laminaren Grenz- und Scherschichten in turbulente wird in der Aerodynamik schon seit langer Zeit angewandt, um Ablösung zu verhindern. So kann z.Bsp. mit kleinen Wirbelgeneratoren und Vorspanndrähten ein turbulenter Umschlag erzwungen werden.

Wird die Amplitude der eingebrachten Störung erhöht (der Impulskoeffizient steigt), so kommt es nicht nur zur Turbulenzerhöhung, sondern zu einer überlagerten direkten Strömungsbeeinflussung durch die Anregung. Es bilden sich Wirbel aus, die zeitlich den Auftrieb herabsetzen und den Widerstand erhöhen.

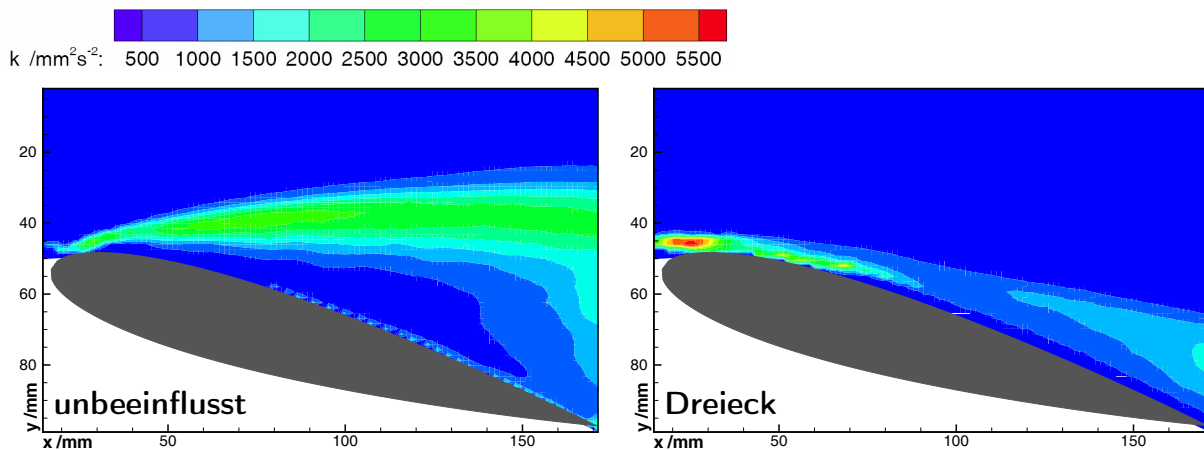


Abb. 5.8.: Mittlere kinetische Energie  $k$  nach Gleichung 3.60 für die unbeeinflusste Strömung und die mit einem dreieckigem Kraftverlauf mit  $c'_\mu = 0.56\%$  und  $F^+ = 0.64$  beeinflusste Strömung.

Wird die Anregung bei günstigen Frequenzen weiter erhöht, so kommt es zu einer erneuten Auftriebserhöhung mit zunehmendem Impulskoeffizient. In diesem Bereich ist der Anstieg der Auftriebserhöhung allerdings sehr viel kleiner als im Bereich der Turbulenzerhöhung. Durch den höheren Impulseintrag werden nun größere Wirbelstrukturen generiert, welche den Auftrieb direkt beeinflussen und erhöhen können. Da der Widerstand mit steigendem Impulskoeffizienten trotzdem weiter abfällt, ist davon auszugehen, dass die Auftriebserhöhung hier aufgrund der Zirkulationserhöhung der angelegten Strömung erfolgt. Würde die Auftriebserhöhung allein durch große Wirbelstrukturen in einer abgelösten Strömung verursacht werden, so geht dies immer mit einer Widerstandserhöhung einher. Dies ist hier nicht zu beobachten. Ein Indiz für die direkte Wirkung des Impulseintrages sind die Unterschiede für unterschiedliche Wel-

lenformen. Für niedrige Impulskoeffizienten konnte keine Wellenformabhängigkeit festgestellt werden, welche sich nun klar zeigt. Im untersuchten Parameterbereich kann mit einer dreieckförmigen Anregung bei  $c'_\mu = 1\%$ , mit einer sinusförmigen mit  $c'_\mu = 1.2\%$  und mit einer rechteckförmigen Anregung mit  $c'_\mu = 1.3\%$  der gleiche Auftrieb von  $c_A = 0.85$ , der bei der Einbringung kleiner Störungen bereits bei  $c'_\mu = 0.2\%$  erreicht wird, erzeugt werden. Da der Widerstand aber zusätzlich von  $c_W = 0.17$  auf  $c_W = 0.15$  verringert wird, erhöht sich die aerodynamische Qualität von  $c_A/c_W$  von 5 auf 5.7. Diese Steigerung um 17% geht allerdings zu Lasten eines um den Faktor fünf erhöhten Impulskoeffizienten.

Um für zukünftige Anwendungen den Wirkungsgrad einer Strömungsbeeinflussung zu erhöhen, ist es für die Ablösekontrolle sehr wichtig, den Bereich der optimalen Störung zu ermitteln. Da der Auftrieb nicht linear vom Impulskoeffizienten abhängt, sondern ein lokales Maximum aufweist, besteht ein enormes Optimierungspotential. Eine einfache Erhöhung der eingebrachten Energie kann zu einer Verringerung des Auftriebes führen. Wird der Impulskoeffizient noch weiter erhöht, so wird sich der Auftrieb nun monoton steigend verhalten, da kein qualitativer Wechsel der Strömungsform mehr vermutet werden kann.

### 5.2.3. Einfluss der Wellenform

In Abbildung 5.9 sind für  $c'_\mu = 0.56\%$  und  $F^+ = 0.64$  die gemittelten Geschwindigkeitsverteilungen der  $x$ -Geschwindigkeitskomponente für die unbeeinflusste Strömung, die Anregung mit einem Sinussignal und einem gepulsten Rechteck mit einem Tastgrad von  $TG = 1/3$  zusammen mit der mittleren Enstrophie und  $y$ -Koordinate detektierter Wirbelstrukturen dargestellt.

Gegenüber der angestellten Platte sind die entstehenden Wirbelstrukturen hier aufgrund der kleineren Impulskoeffizienten wesentlich kleiner. Die mittleren Wirbelkerndurchmesser liegen im Bereich von  $D_k = 11 \dots 16$  mm. Für die unbeeinflusste Strömung ist ein sehr großes Ablösegebiet sichtbar. Die Strömung löst an der Vorderkante ab und es entsteht eine Scherschicht. Ab  $x = 20$  mm sind einzelne Wirbel in dieser Scherschicht nachweisbar. Die Wirbelentstehung ist wie bei der Zylinderumströmung von einem Anstieg der Enstrophie gekennzeichnet. Ab  $x \approx 60$  mm beginnen die Strukturen an Energie zu verlieren. Dabei bewegen sie sich auf einer mittleren Trajektorie, welche leicht gekrümmt ist und weit oberhalb der Saugseite zwischen  $y \approx 35 \dots 45$  mm verläuft.

Für die Anregung mit einem Sinussignal liegt die Strömung im Mittel bis  $x \approx 70$  mm an. Danach kommt es im zeitlichen Mittel zur Ausbildung eines Rückströmgebietes auf der Saugseite. Dieses Gebiet reicht bis zur Hinterkante und hat in etwa die Dicke des Profils. Die Wirbelbildung beginnt hier sehr viel früher im Bereich des Aktuators. Dieser Bereich ( $x = 20 \dots 35$  mm) ist auch von einem ausgesprochenem Maximum in der Enstrophie gekennzeichnet. Diese fällt dann sehr schnell ab und bildet bis  $x = 85$  mm ein Plateau. Mit dem Anfang des Rückströmgebietes fällt die Enstrophie dann ähnlich dem unbeeinflussten Fall und die mittlere Wirbeltrajektorie neigt sich leicht zur Saugseite.



## 5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

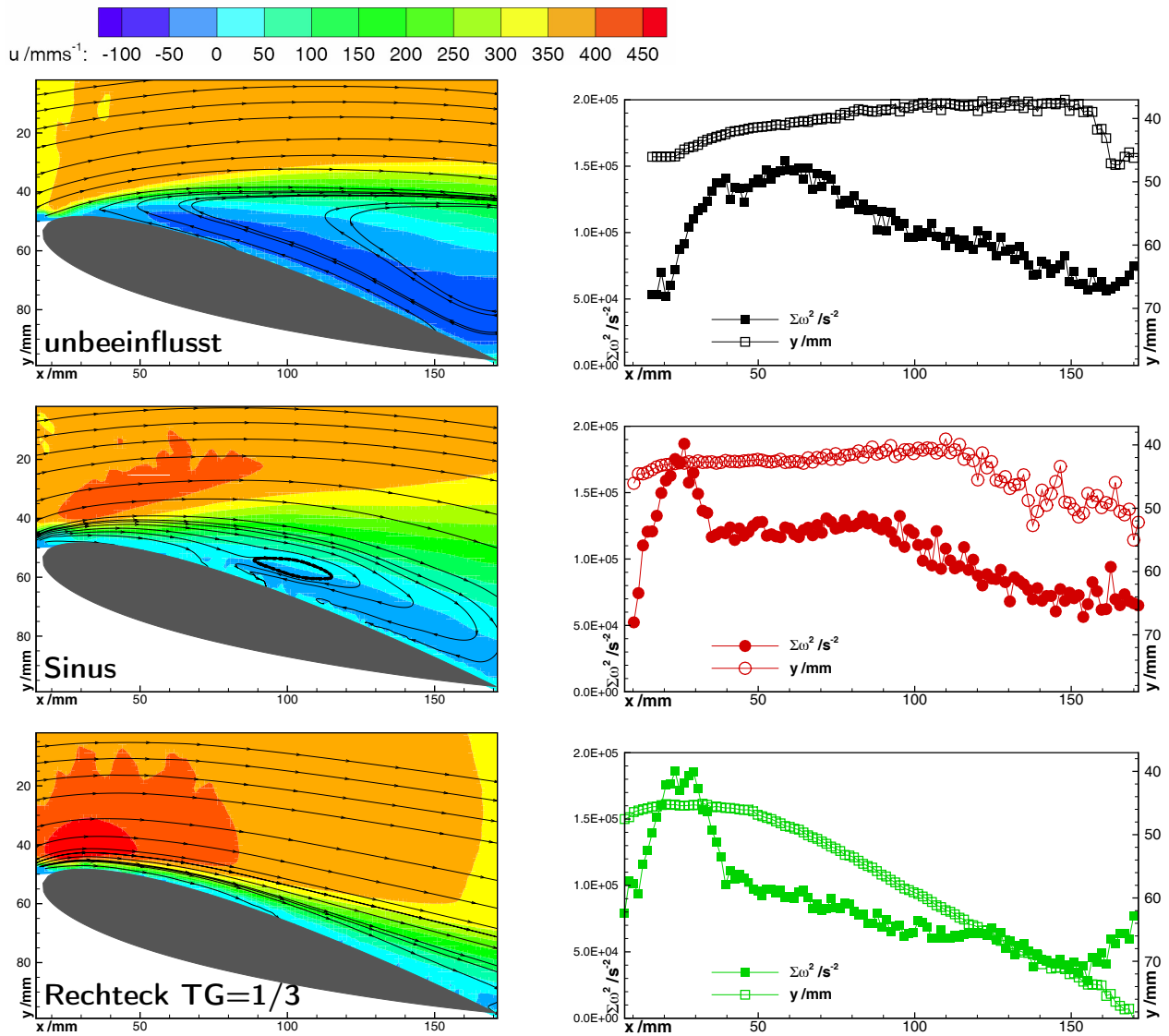


Abb. 5.9.: Gemittelte Geschwindigkeitsverteilung in  $x$ -Richtung (links), sowie mittlere Wirbeltrajektorie und Enstrophie (rechts) für  $c'_\mu = 0.56\%$  und  $F^+ = 0.64$ .

Für die mit einem gepulsten Rechteck ( $TG = 1/3$ ) angeregte Umströmung ist ein solches mittleres Rückströmgebiet nicht mehr sichtbar. Die Strömung liegt hier auf der gesamten Saugseite komplett an. Über dem Aktuator ist wiederum eine Region sehr hoher Enstrophie zu erkennen. Diese fällt im weiteren Verlauf viel schneller und auf kleinere Werte ab, als bei der sinusförmigen Anregung. Ein Plateau bildet sich ebenfalls nicht aus. Ein Vergleich der Wirbelkern-durchmesser (hier nicht dargestellt) zeigte, dass die Strukturen an der Vorderkante gegenüber anderen Wellenformen mit allmählichem Kraftverlauf (Sinus, Dreieck) sehr klein sind und mit zunehmender  $x$ -Koordinate langsam anwachsen. Die hier vorliegenden Messungen bestätigen damit die Ergebnisse an der angestellten Platte bei hohen Impulskoeffizienten. Kurze Pulse sind hinsichtlich eines besonders kleinen Ablösegebietes offenbar sehr günstig.

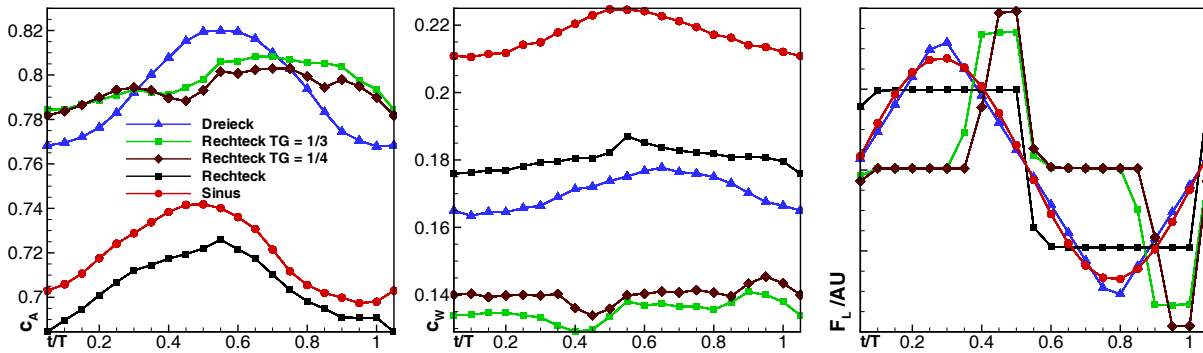


Abb. 5.10.: Phasengemittelter Auftriebsbeiwert (links), Widerstandsbeiwert (Mitte) und Lorentzkrafteintrag (rechts) über der dimensionslosen Zeit für  $c'_\mu = 0.56\%$  und  $F^+ = 0.64$ .

In Abbildung 5.10 sind die phasengemittelten Werte für den Auftrieb (links), Widerstand (Mitte) und den Krafteintrag (rechts) dargestellt. Hier werden die Unterschiede in der Wirkweise für die einzelnen Wellenformen besonders deutlich. Bei Wellenformen mit allmählichem Krafteintrag folgt der Auftrieb und der Widerstand phasenverzögert dem Kraftsignal, wobei auch die Kurve für die dreieckförmige Anregung einen sinusförmigen Verlauf aufweist. Die Phasenverzögerung beträgt dabei etwa eine Viertel Periode. Für die sinusförmige und dreieckförmige Anregung kommt es bei  $t/T = 0.5$  zum Richtungswechsel im Kraftsignal. Der Auftrieb hat dann ein Maximum erreicht, der Widerstand folgt noch etwas später. Die Anregung mit einem Rechtecksignal mit einem Tastgrad von  $TG = 1$ , zeigt eher einen linearen Kraftverlauf. Es kommt zu mit der Zeit zunehmendem Auftrieb und Widerstand für die Halbperiode in der die Lorentzkraft in Strömungsrichtung wirkt. Kommt es bei  $t/T = 0.5$  zum abrupten Richtungswechsel, so ist dies im Widerstand mit einem Spitzenwert verbunden. Der Widerstand nimmt allerdings ausgehend von diesem Spitzenwert mit zunehmendem Krafteintrag entgegen der Strömungsrichtung ebenso wie der Auftrieb ab.

Die Anregung mit einem gepulsten Kraftsignal zeigt für beide hier untersuchten Tastgrade ( $TG = 1/3$  und  $1/4$ ) ein anderes Verhalten. In der Zeit bevor die Kraft in Strömungsrichtung wirkt, erhöht sich der Auftrieb leicht, der Widerstand bleibt nahezu konstant. Kommt es nun zum plötzlichen Krafteintrag in Strömungsrichtung, so verringert sich für die Dauer des Pulses der Auftrieb und der Widerstand. Wird die Kraft abgeschaltet, pegelt sich der Widerstand erneut auf seinen ursprünglichen Wert ein. Der Auftrieb hingegen wird durch die an der Vorderkante eingebrachte Störung, welche sich stromab bewegt, erhöht. Der durch die vollständig angelegte Strömung erzielte Auftrieb ist in diesem Bereich nicht mit einer Widerstandserhöhung gekoppelt, wodurch sich die aerodynamische Qualität stark erhöht. Er verringert sich erst wieder, wenn die Lorentzkraft entgegen der Strömungsrichtung gerichtet ist. In dieser Zeit kommt es zu einem signifikanten Anstieg für den Widerstandsbeiwert. Diese Verläufe bestätigen die Ver-

## 5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

mutung, dass der Auftrieb durch die Wirkung auf der Saugseite befindlicher Wirbelstrukturen erhöht werden kann und der Widerstand mit Wirbelstrukturen an der Vorderkante gekoppelt ist.

Die im Mittel höchsten Auftriebsbeiwerte können mit der dreieckförmigen Anregung und den kurzen Pulsen erreicht werden. Der Widerstand ist bei den gepulsten Wellenformen allerdings deutlich geringer. Gegenüber dem Dreieck mit  $c_A/c_W \approx 4.6$  kann somit eine bessere aerodynamische Qualität  $c_A/c_W \approx 5.6$  erzielt werden.

Optimal hinsichtlich der Wellenform scheinen Kraftverläufe zu sein, die kompakte Strukturen an der Vorderkante generieren, diese aber nur für kurze Zeit dort festhalten.

### 5.3. Kontrolle abgelöster Strömung bei $\alpha = 20^\circ$ und $22^\circ$

Die einzelnen Parameter Frequenz, Wellenform, Impulscoeffizient beschreiben bei der Kontrolle der abgelösten Umströmung einen, in noch stärkerem Maße gekoppelten, dreidimensionalen Parameterraum. Ihre Wirkung auf die Strömung kann daher nicht getrennt betrachtet werden. Entsprechend wird in den einzelnen Abschnitten auch auf die Wechselwirkung der Parameter untereinander eingegangen. Die Speicherbegrenzung der Hochgeschwindigkeitskamera beschneidet auch hier die Anzahl der Perioden pro Messung. Für die maximale Messzeit von 20 s bei 250 Hz und  $F^+ = 1$  können 44 ( $Re = 0.5 \cdot 10^5$ ), bzw. 88 ( $Re = 10^5$ ) unabhängige Ereignisse aufgezeichnet werden. Die Anzahl der Perioden innerhalb der maximalen Messzeit ist in Abbildung 2.11 angegeben. Diese Messzeitbegrenzung gilt allerdings nur für die Geschwindigkeitsdaten. Für die Kraftmessungen wurde die Messzeit stark erhöht, um eine bessere statistische Absicherung der Werte zu erreichen.

#### 5.3.1. Einfluss der Frequenz

In Abbildung 5.11 ist der Auftriebsbeiwert über der dimensionslosen Frequenz für  $\alpha = 22^\circ$  und  $c'_\mu = 0.35\%$  für  $Re = 10^5$  und  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  dargestellt. Im Gegensatz zur Ablösekontrolle bei  $\alpha = 16^\circ$  ist hier ganz klar eine Frequenzabhängigkeit gegeben. Für alle untersuchten Wellenformen kann bei  $F^+ = 0.6$  ein Maximum in der Verteilung beobachtet werden. Für  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  kann mit einem Impulseintrag von  $c'_\mu = 0.35\%$  ein Auftriebsbeiwert von  $c_A = 0.9$  erzielt werden. Dies entspricht dem Maximum in der Auftriebspolare für diese Reynoldszahl. Für  $Re = 10^5$  kann das Maximum aus der Polare mit  $c_A = 0.95$  nicht ganz erreicht werden.

Der Bereich der günstigen Frequenzen ist für die hohe Reynoldszahl breiter. Hier können mit  $F^+ = 0.5$  und  $F^+ = 0.75$  immer noch Auftriebsbeiwerte von  $c_A = 0.87$  und  $c_A = 0.88$  für dreieckförmige Anregung erreicht werden. Hinsichtlich der Wellenform liefert für die hohe Reynoldszahl die dreieckförmige Anregung für  $F^+ = 0.5 \dots 1$  stets höhere Werte. Die nächst höchsten Beiwerte können mit der sinusförmigen Anregung erzielt werden, die Verwendung eines Rechtecksignals ist am ungünstigsten. Diese Ergebnisse bestätigen die Erkenntnisse von Weier (2005). Hier wurden für die gleiche Reynoldszahl und  $\alpha = 20^\circ$  ebensolche Wel-

### 5.3. Kontrolle abgelöster Strömung bei $\alpha = 20^\circ$ und $22^\circ$

lenformunterschiede beobachtet. Diese Unterschiede treten bei Weier (2005) für kleinere Reynoldszahlen ebenso zurück, wie die Abbildung 5.11 erkennen lässt. Der Bereich der günstigen Frequenzen ist für die kleinere Reynoldszahl ebenfalls deutlich schmäler. Für  $F^+ = 0.4$  und  $F^+ = 0.75$  werden nur noch Auftriebsbeiwerte von  $c_A \approx 0.8c_{A\max}$  erreicht.

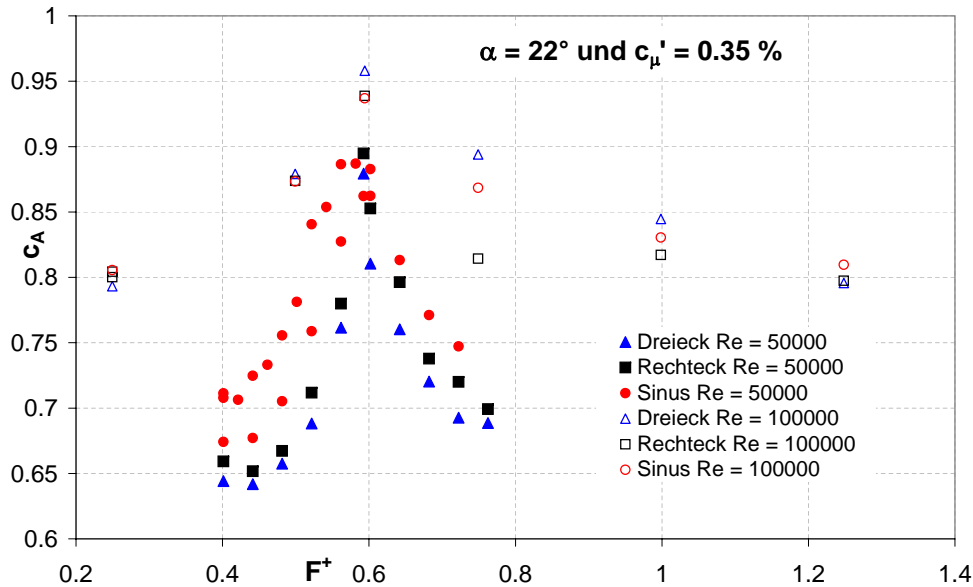


Abb. 5.11.: Auftriebsbeiwert über der dimensionslosen Frequenz für  $\alpha = 22^\circ$   $Re = 10^5$  (offene Symbole) und  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  (geschlossene Symbole) für  $c_\mu' = 0.35\%$ .

Für alle Wellenformen und beide Reynoldszahlen zeigt sich das Optimum der Anregung bei  $F^+ = 0.6$ . Diese Frequenz hat sich in den Spektren des Auftriebsbeiwertes für die unbeeinflusste Umströmung ebenfalls als dominant gezeigt und entspricht einer Strouhalzahl von  $St = 0.225$  (vgl. Abb. 5.5). Für den Anstellwinkel von  $\alpha = 20^\circ$  ergibt sich ein ähnliches Bild. Hier liegt die optimale Frequenz der Anregung bei  $F^+ = 0.66$ . In Abbildung 5.12 ist im oberen Teil die phasengemittelte Strömung ( $Re = 10^5$ ) für  $t/T = 0.2$  und  $0.7$  für  $c_\mu' = 0.12\%$  und dimensionslose Anregungsfrequenzen von  $F^+ = 0.5, 0.75$  und  $2$  dargestellt. Die Stromlinien sind dabei mit dem Betrag der Geschwindigkeit eingefärbt, die schwarzen Linienkonturen im Hintergrund bezeichnen Gebiete negativen  $\lambda_2$ -Kriteriums. Im mittleren Teil ist der Verlauf des Lorentzkrafteintrages und des Auftrieb- und Widerstandsbeiwertes dargestellt. Die Beiwerte sind hierbei als Schwankungen um den Mittelwert dargestellt. Im unteren Teil der Abbildung sind die Wahrscheinlichkeitsverteilungen des Auftretens einzelner Wirbelstrukturen über der  $x$ -Koordinate und der dimensionslosen Zeit aufgetragen. Da bei den kleinen Impulskoeffizienten die Wirbelstrukturen nicht mehr so stark ausgeprägt sind, ist es für den Waveletalgorithmus komplizierter diese herauszufiltern, weshalb auch die Trajektorien der Wirbel nicht so signifikant ausgeprägt sind, wie es bei der angestellten Platte zu beobachten war.

Die Verläufe der Auftriebsbeiwerte zeigen in der Phasenlage und der Amplitude starke Unterschiede, jedoch ist allen gleich, dass eine Erhöhung des Auftriebes immer mit einer Erhöhung

## 5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

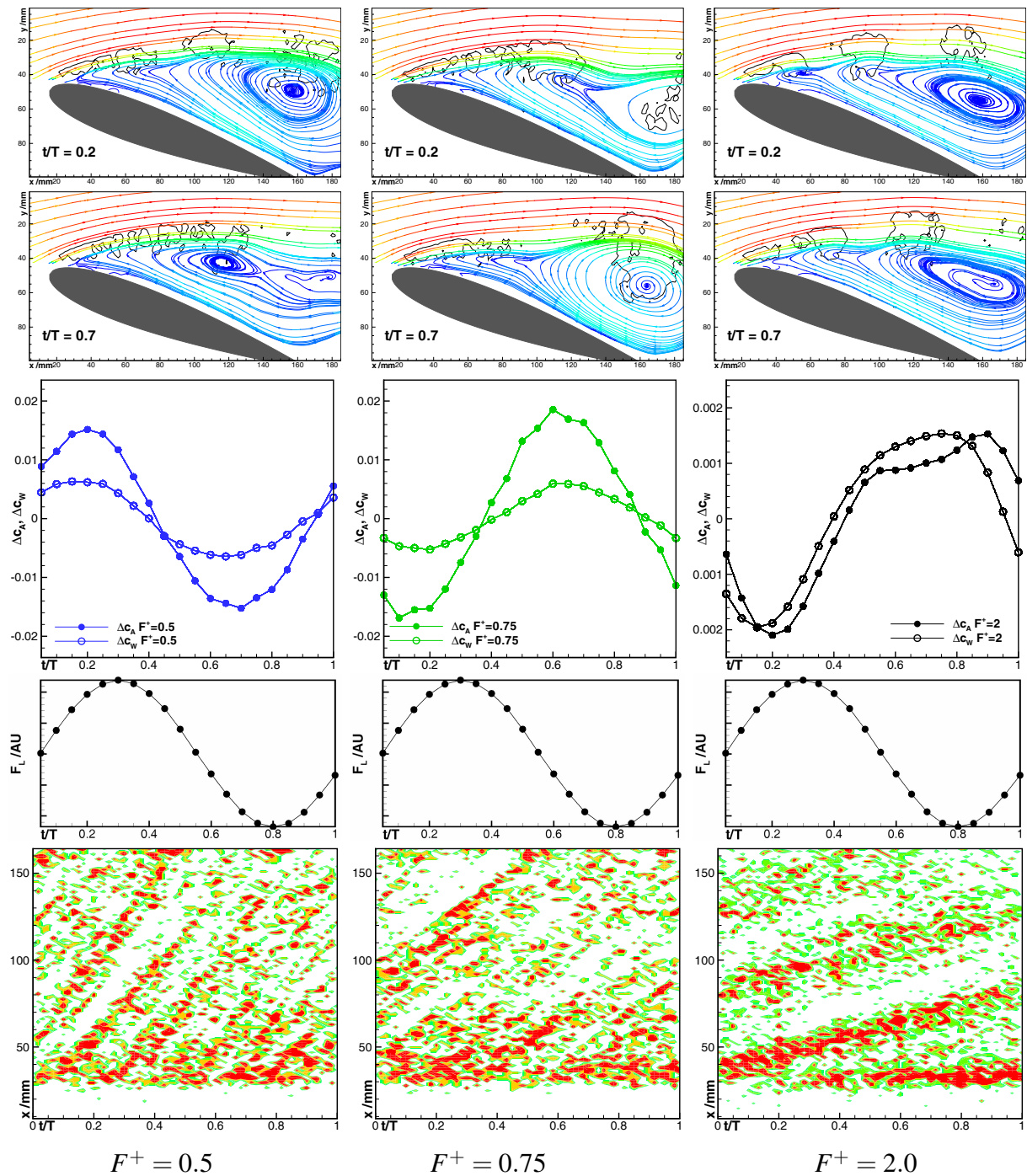


Abb. 5.12.: Phasengemittelte Stromlinien und  $\lambda_2$ -Kriterium (oben), Auftriebsbeiwert und Widerstandsbeiwert (Mitte oben), Lorentzkrafteintrag (Mitte unten) und Wahrscheinlichkeitsverteilung (unten) der detektierten Wirbel über der dimensionslosen Zeit für  $c'_\mu = 0.12\%$  und  $F^+ = 0.5, 0.75$  und  $2.0$ .

des Widerstandes zusammenhängt. Gegenüber der unbeeinflussten Umströmung steigt der mittlere Widerstandsbeiwert. Dies spricht stark dafür, dass hier die generierten Wirbelstrukturen direkt den Auftrieb beeinflussen.

### 5.3. Kontrolle abgelöster Strömung bei $\alpha = 20^\circ$ und $22^\circ$

Für  $F^+ = 0.5$  schwankt der Auftriebsbeiwert um  $\pm 0.016$  und der Widerstandsbeiwert um  $\pm 0.006$ . Der Auftrieb eilt hier dem Kraftsignal leicht voraus und hat bei  $t/T = 0.2$  einen Maximalwert. Auf der Linie  $t/T = 0.2$  ist in der Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktion im Bereich von  $x = 30 \dots 60$  mm ein großes rotes Gebiet zu erkennen. Hier wird bei zunehmendem positiven Krafteintrag die Strömung beschleunigt und Wirbelstrukturen entstehen aus der sich auflösenden Scherschicht. Zur gleichen Zeit befindet sich mit signifikanter Häufigkeit eine Struktur im Bereich von  $x = 90 \dots 110$  mm. Mit zunehmender Profiltiefe sind klar abgegrenzte Trajektorien nicht mehr zu erkennen. Die Wirbelstrukturen sind an dieser Stelle bereits stark dissipiert und verformt. Auch in den Darstellungen der Stromlinien zeigt sich, dass hier für  $t/T = 0.2$  ausgeprägte, kompakte Gebiete negativen  $\lambda_2$ -Kriteriums sichtbar sind. Über dem hinteren Teil der Profilsaugseite befindet sich im zeitlichen Mittel für diese Phase ein großes Rezirkulationsgebiet an dessen oberer Berandung die Wirbelstrukturen auftreten.

Für  $t/T = 0.7$  sind die einzelnen Strukturen in dieser Form nicht mehr vorhanden. Aus der  $\lambda_2$ -Verteilung und der Wahrscheinlichkeitsfunktion wird deutlich, dass sich in dieser Phase kleine Wirbelstrukturen im gesamten Gebiet, aber dennoch häufiger im vorderen Bereich des Tragflügelprofils aufhalten. An der angestellten Platte war für diesen Bereich, entgegen der Strömungsrichtung wirkender Lorentzkraft, ein Aufbäumen der Scherschicht zu beobachten. Bei dem kleinen Impulseintrag kommt es hier vielmehr dazu, dass sich große kompakte Wirbelstrukturen nicht ausbilden. Der Auftrieb und der Widerstand befinden sich im Minimum. Anhand der Wahrscheinlichkeitsverteilungen ist zu erkennen, dass ein Wirbel eine Zeit von etwa  $t/T = 0.75$  benötigt um von der Aktuatorregion die Hinterkante zu erreichen. Dies entspricht dem Verhältnis der dimensionslosen Anregungsfrequenz zur optimalen dimensionslosen Anregungsfrequenz von  $F^+/F_{opt}^+ \approx 0.5/0.66$ . Dieses Verhalten kann auch für die anderen untersuchten Frequenzen gefunden werden. Für  $F^+ = 0.75$  ist  $F^+/F_{opt}^+ \approx t/T = 0.75/0.66 = 1.1$  und für die höhere Frequenz  $F^+ = 2$  ist  $F^+/F_{opt}^+ = 2/0.66 \approx t/T = 3$ . Offenbar ist die optimale Frequenz dadurch gekennzeichnet, dass ein Wirbel in der entsprechenden Periodendauer von der Vorderkante zur Hinterkante des Profils transportiert werden kann und somit ausreichend Zeit hat die Strömung zu beeinflussen, ohne sich in der Wirkung mit Wirbeln aus früheren oder späteren Perioden zu behindern.

Die Schwankungen des Auftriebs- und Widerstandsbeiwertes für  $F^+ = 0.75$  haben dieselbe Größenordnung wie für  $F^+ = 0.5$ . Ein wichtiger Unterschied ist hier, dass die Kraftbeiwerte dem Anregungssignal nicht mehr leicht phasenverschoben folgen, sondern gegenphasig vorauslaufen. Der Auftriebsbeiwert hat bei  $t/T = 0.2$  ein Minimum, wobei erst kurze Zeit später der maximale Krafteintrag in Strömungsrichtung generiert wird. In der Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktion sind im vorderen Teil der Scherschicht hohe Werte zu erkennen, ebenso im Bereich von  $x = 90 \dots 120$  mm. Über der Hinterkante des Profils jedoch konnten für diese Phasenlage keine Wirbelstrukturen detektiert werden. Anhand der Stromliniendarstellung und des  $\lambda_2$ -Kriteriums ist deutlich zu erkennen, dass sich die Wirbelstruktur von der Saugseite des

## 5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

Profils bereits vollständig gelöst hat. Für  $t/T = 0.7$  befindet sich diese noch in direktem Kontakt mit der Oberfläche der Saugseite und es ergibt sich ein ähnliches Bild wie für  $F^+ = 0.5$  bei  $t/T = 0.2$ . Auch hier ist dieser Strömungszustand mit dem maximalen Auftrieb gekoppelt. Offenbar ist es für den Auftrieb günstig, wenn sich über dem hinteren Bereich der Saugseite eine große kompakte Wirbelstruktur befindet, welche noch mit der Profiloberfläche in Verbindung steht. Damit solche großen Strukturen entstehen können ist eine Anregungsfrequenz nötig, bei der die an der Vorderkante generierten Wirbelstrukturen langsam anwachsen können und Zeit genug haben miteinander zu interagieren.

Für  $F^+ = 2$  befinden sich durch den schnell wechselnden Lorentzrafteintrag in jeder Phasenlage mehrere Strukturen über der Saugseite des Profils. Diese interagieren weniger stark miteinander. Der Auftrieb und der Widerstand sind hier ebenfalls gegenphasig zum Kraftsignal, wobei die Werte für die Auftriebs- und Widerstandsschwankungen gleich groß sind. Die Schwankungen sind jedoch gegenüber den anderen beiden Frequenzen um eine Größenordnung geringer. Für  $t/T = 0.2$  kann ein Minimum für Auftrieb und Widerstand ermittelt werden, hier befinden sich im zeitlichen Mittel drei einzelne Wirbelstrukturen über dem Profil, wobei die Struktur über der Hinterkante einen großen Abstand zur Saugseite aufweist. Für  $t/T = 0.7$  befinden sich ebenfalls drei Wirbelstrukturen über dem Profil, allerdings deutlich näher zur Oberfläche. Der Auftrieb erreicht hier ein lokales Maximum.

### 5.3.2. Einfluss des Impulskoeffizienten

Die Wahl der dimensionslosen Anregungsfrequenz bestimmt maßgeblich die Wirkung des eingebrachten Impulseintrages. Beide Größen müssen daher gemeinsam betrachtet werden. Bei der Kontrolle abgelöster Umströmung ist der Auftriebsbeiwert mit dem Impulskoeffizienten monoton steigend. Der Anstieg hängt aber im einzelnen von der Wellenform und der gewählten dimensionslosen Anregungsfrequenz ab. In Abbildung 5.13 ist im oberen Teil der Auftriebsbeiwert und im unteren der Widerstandsbeiwert für dreieckförmige, sinusförmige und rechteckförmige Anregung bei  $\alpha = 22^\circ$  und  $Re = 10^5$  über dem Impulskoeffizienten dargestellt.

Sehr deutlich ist das unterschiedliche Verhalten für unterschiedliche Frequenzen zu erkennen. Die optimale Frequenz für diese Konfiguration ist  $F^+ = 0.6$ . Die gemessenen Auftriebsbeiwerte sind für diese Frequenz immer größer als für jede andere Frequenz. Schon bei sehr kleinen Impulskoeffizienten kommt es hier zu einem signifikanten Anstieg im Auftriebsbeiwert. Im Bereich bis  $c'_\mu = 0.3\%$  kommt es für alle Wellenformen bei der geeigneten Frequenz kaum zu Unterschieden. Der Auftriebsbeiwert erhöht sich hier im gleichen Maß wie der Impulskoeffizient. Ab  $c'_\mu = 0.3\%$  kommt es zu einem geringeren Anstieg, der für diese Reynoldszahl aufgrund der Maximalstrombegrenzung aber nicht weiter verfolgt werden konnte. In diesem Bereich liefert die dreieckförmige Anregung stets höhere Auftriebsbeiwerte als die Sinusförmige, gefolgt von der Rechteckförmigen.

### 5.3. Kontrolle abgelöster Strömung bei $\alpha = 20^\circ$ und $22^\circ$

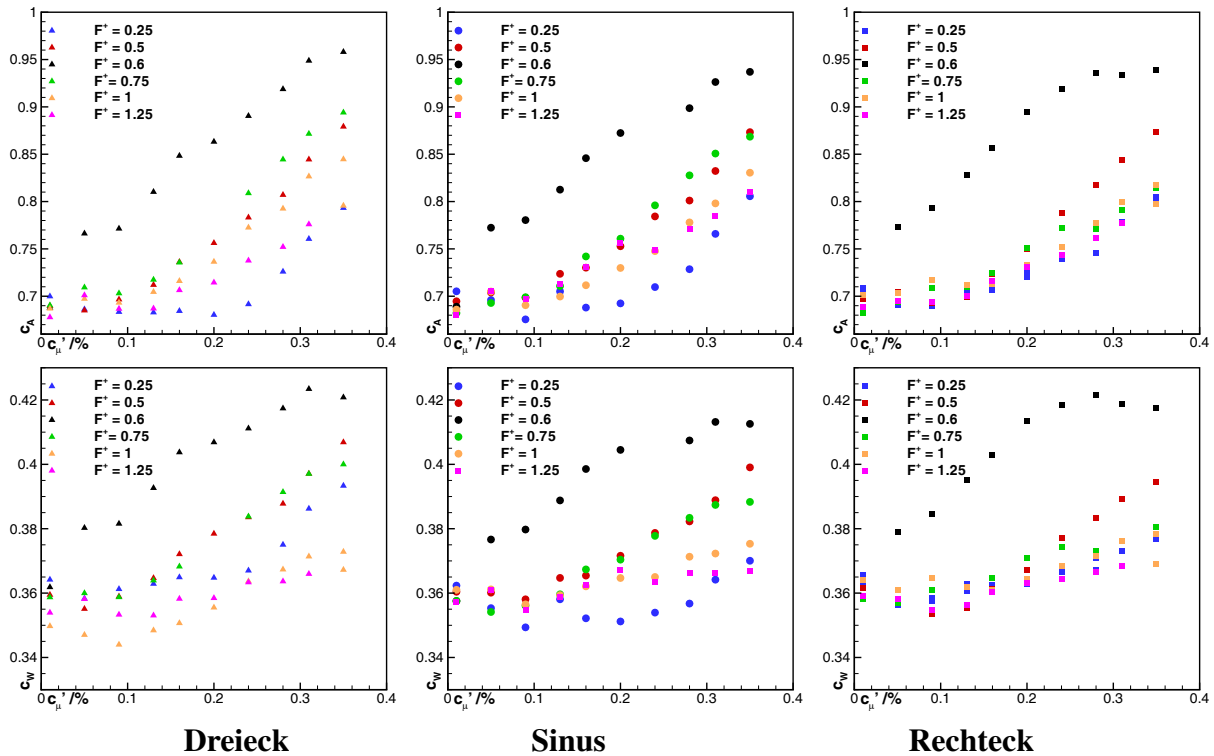


Abb. 5.13.: Auftriebsbeiwert (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) über dem Impulskoeffizienten für verschiedene dimensionslose Frequenzen für  $\alpha = 22^\circ$  und  $Re = 10^5$ .

Der Widerstandsbeiwert lässt sich ebenso in diese zwei Bereiche unterteilen. Bis  $c_\mu' = 0.3 \%$  steigt dieser monoton an, danach kommt es für Dreieck und Sinus zu keiner weiteren Erhöhung mit dem Impulskoeffizienten und für die rechteckförmige Anregung sogar zu einem Widerstandsrückgang.

Wird eine Frequenz gewählt die nicht der optimalen Frequenz von  $F^+ = 0.6$  entspricht, so kommt es für alle Wellenformen zu dramatischen Einbrüchen in der Wirkung der Strömungsbeflussung. Für  $F^+ = 0.25$  und  $F^+ = 1.25$  kommt es für die dreieckförmigen Anregung erst ab  $c_\mu' = 0.16 \%$ , für die sinusförmige und rechteckförmige ab  $c_\mu' = 0.14 \%$  zu einer spürbaren Wirkung auf den Auftriebsbeiwert. Die Beeinflussung mit den Frequenzen, welche näher an der optimalen Frequenz liegen ( $F^+ = 0.5$  und  $F^+ = 0.75$ ) zeigen bei deutlich kleineren Impulskoeffizienten eine größere Wirkung. Die Auftriebserhöhung mit steigendem Impulskoeffizienten ist hier ebenfalls deutlich größer.

Offenbar ist ein sehr viel höherer Impulseintrag nötig, um die Strömung überhaupt zu beeinflussen, wenn die Anregungsfrequenz nicht mit der in der unbeeinflussten Strömung dominanten Frequenz zusammenfällt. Bei der optimalen Frequenz kommt es schon für sehr kleine Störungen zu einer Art Kopplung mit der abgelösten Strömung, welche die Wirkung auch einer solch kleinen Störung verstärkt. Hinsichtlich der Effektivität eines Aktuators ist es somit sehr wichtig die richtige Frequenz zu nutzen. Beispielsweise kann bei der Verwendung von  $F^+ = 0.6$  mit



## 5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

dreieckförmiger Anregung ein Auftriebsbeiwert von  $c_A = 0.82$  bei  $c'_\mu = 0.13\%$  erzielt werden. Schon bei einer kleinen Verstimmung in der Frequenz mit  $F^+ = 0.5$  ist der Aufwand, um den gleichen Auftriebsbeiwert zu erzielen mit  $c'_\mu = 0.28\%$  mehr als Doppelt so groß.

Der Einfluss der Wellenform verstärkt sich im Bereich hoher Impulskoeffizienten. In Abbildung 5.14 ist der Auftriebsbeiwert (links) und der Widerstandsbeiwert (rechts) über dem Impulskoeffizienten für  $\alpha = 22^\circ$  für die kleinere Reynoldszahl von  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  bei der optimalen Frequenz von  $F^+ = 0.6$  dargestellt.

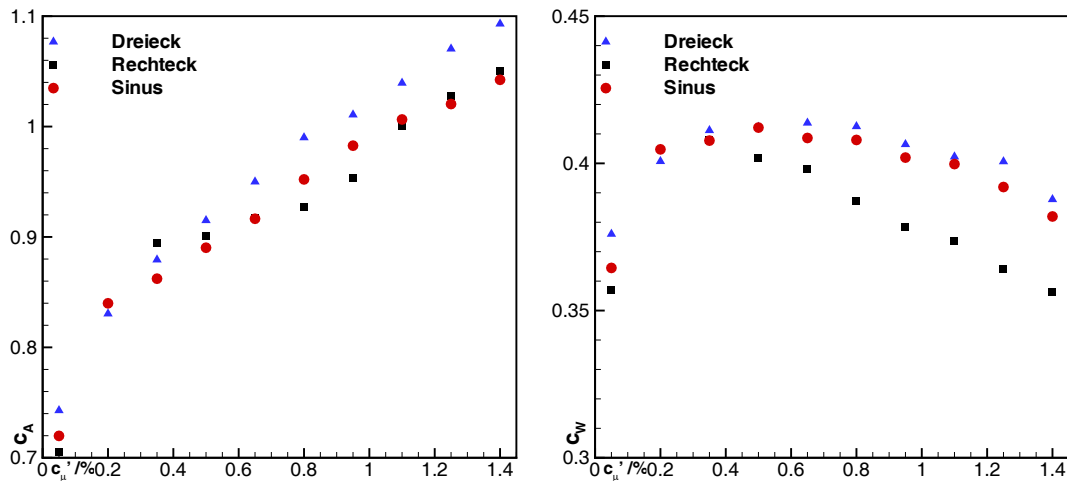


Abb. 5.14.: Auftriebsbeiwert (links) und Widerstandsbeiwert (rechts) über dem Impulskoeffizienten für  $\alpha = 22^\circ$ ,  $F^+ = 0.6$  und  $Re = 0.5 \cdot 10^5$ .

Hier wird deutlich, dass ab  $c'_\mu = 0.5\%$  die dreieckförmige Anregung stets bessere Auftriebsbeiwerte liefert als die Rechteck- bzw. Sinusförmige. Für  $c'_\mu = 1.4\%$  konnte so mit der dreieckförmigen Anregung ein Auftriebsbeiwert von  $c_A \approx 1.1$  erzielt werden, wogegen die anderen Wellenformen lediglich  $c_A = 1.05$  liefern. Der Widerstand ist für alle Wellenformen nicht monoton steigend, sondern liefert für die rechteckförmige Anregung ein Maximum bei  $c'_\mu = 0.35\%$ , für die sinusförmige und dreieckförmige Anregung bei  $c'_\mu = 0.5\%$ . Der Widerstand für das Rechteck fällt ebenso schneller ab. Um die Strömung bewerten zu können, wurden für  $c'_\mu = 0.18\%$  und kurz nach dem Auftreten des Widerstandsmaximums bei  $c'_\mu = 0.56\%$  synchronisierte Kraft- und PIV-Messungen durchgeführt. Hinsichtlich der Effektivität der Strömungsbeeinflussung ist die Anregung mit Impulskoeffizienten  $c'_\mu > 0.5$  durchaus sinnvoll, da sich die hier die Gleitzahl durch den Widerstandsrückgang deutlich erhöht. Da sich die Wasserstoffproduktion mit steigendem Impulskoeffizienten stark erhöht, gestaltet sich die Messung mit PIV allerdings als schwierig.

In Abbildung 5.15 sind die phasengemittelten Stromlinien und das  $\lambda_2$ -Kriterium für  $\alpha = 22^\circ$  und  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  für  $c'_\mu = 0.56\%$  im oberen und für  $c'_\mu = 0.18\%$  im unteren Teil dargestellt. Die Anregung erfolgte mit der optimalen Frequenz von  $F^+ = 0.6$ . In der Mitte der Abbildung befindet sich eine Darstellung der phasengemittelten Gleitzahl  $c_A/c_W$  über der eingebrachten Lorentzkraft. Punkt 1 bezeichnet hier für den Beginn des Krafteintrages in Strömungsrichtung

### 5.3. Kontrolle abgelöster Strömung bei $\alpha = 20^\circ$ und $22^\circ$

( $0 < t/T < 0.05$ ), Punkt 2 dessen Maximum ( $0.25 < t/T = 0.3$ ), Punkt 3 den Zeitpunkt des Richtungswechsels ( $0.5 < t/T = 0.55$ ) und Punkt 4 den maximalen Krafteintrag entgegen der Strömungsrichtung ( $0.75 < t/T = 0.8$ ). Die geschlossenen Symbole bezeichnen den höheren Impulskoeffizienten, die offenen  $c'_\mu = 0.18\%$ .

Für  $c'_\mu = 0.18\%$  wird deutlich, dass die Gleitzahl direkt der Anregung folgt. Das Maximum befindet sich hier zum Zeitpunkt des maximalen Krafteintrages in Strömungsrichtung (Punkt 2), das Minimum beim maximalen Krafteintrag entgegen der Strömungsrichtung (Punkt 4). Die Kurven weisen keine Hysterese auf. Offenbar sind die durch die Beeinflussung generierten Strukturen zu klein und kurzlebig, um auch nach dem Krafteintrag zu wirken. Für den kleinere Impulskoeffizienten liefert die Auswertung der Wirbeltrajektorien (hier nicht dargestellt) immer kleinere Werte für die Größe und den Energieinhalt der Wirbelstrukturen. Ein anderes Bild stellt sich für  $c'_\mu = 0.56\%$  dar. Hier kommt es zu einer klaren Hysterese für alle Wellenformen. Das Maximum der Gleitzahl tritt nun nicht mehr zur gleichen Zeit wie der maximale Krafteintrag auf. Für die sinus- und dreieckförmige Anregung hat die Gleitzahl ein Maximum kurz nach  $t/T = 0.55$ , für die rechteckförmige kurz vorher. Im Punkt 1 für  $c'_\mu = 0.56\%$  ist die Wirbelentstehung in der Scherschicht über dem ersten Drittel der Profiltiefe für alle Wellenformen anhand eines ausgeprägten Gebietes negativen  $\lambda_2$ -Kriteriums zu erkennen. Über der zweiten Hälfte der Saugseite treten nur vereinzelte kleine Gebiete negativen  $\lambda_2$ -Kriteriums auf. Die Gleitzahl hat hier ihren kleinsten Wert. Dies liegt daran, dass die Strömung an der Vorderkante durch den Krafteintrag in negativer Richtung in der vorhergehenden Halbperiode ablöst und sich in der abgelösten Scherschicht Wirbel bilden, welche einen starken Widerstandsanstieg verursachen. Gleichzeitig sind die Ablösegebiete über der Hinterkante nicht an die Saugseite gebunden und erstrecken sich bis in den Nachlauf. Für den kleineren Impulseintrag sind die Ablösegebiete deutlich größer und der Auftrieb ist geringer. Im Gegensatz zu  $c'_\mu = 0.56\%$  ist hier die Scherschicht durch den geringeren Krafteintrag während der vorangegangenen Halbperiode nicht so stark von der Vorderkante gelöst, wodurch der Widerstand weniger ansteigt. Dies spiegelt sich in den annähernd gleichen Gleitzahlen für beide Impulskoeffizienten im Punkt 1 wider.

Für  $c'_\mu = 0.56\%$  kommt es bis zum Punkt 2 durch den Krafteintrag in Strömungsrichtung zum Anlegen der Strömung an der Vorderkante, gleichzeitig zeigt sich in der Verteilung des phasengemittelten  $\lambda_2$ -Kriteriums das sich eine große Wirbelstruktur über der hinteren Hälfte der Saugseite befindet. Diese beeinflusst das Ablösegebiet, welches nun für alle Wellenformen geschlossen ist und an der Hinterkante des Profils endet. Dieses geschlossene Ablösegebiet erhöht massiv die Zirkulation um das Profil und somit den Auftrieb. Die Gleitzahlen erreichen dadurch fast ihr Maximum. Für den kleineren Impulskoeffizienten von  $c'_\mu = 0.18\%$  gehen die Ablösegebiete bis in den Nachlauf. Der Auftrieb erhöht sich hier weit weniger stark, wenngleich hier ebenfalls das Maximum der Gleitzahlen erreicht wird. Da für  $c'_\mu > 0.5$  der Widerstand weiter zurück geht, ist davon auszugehen, dass die Rezirkulationsgebiete für höhere Impulskoeffizienten noch deutlich flacher werden und der Wiederanlegepunkt von der Hinterkante in Richtung

5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

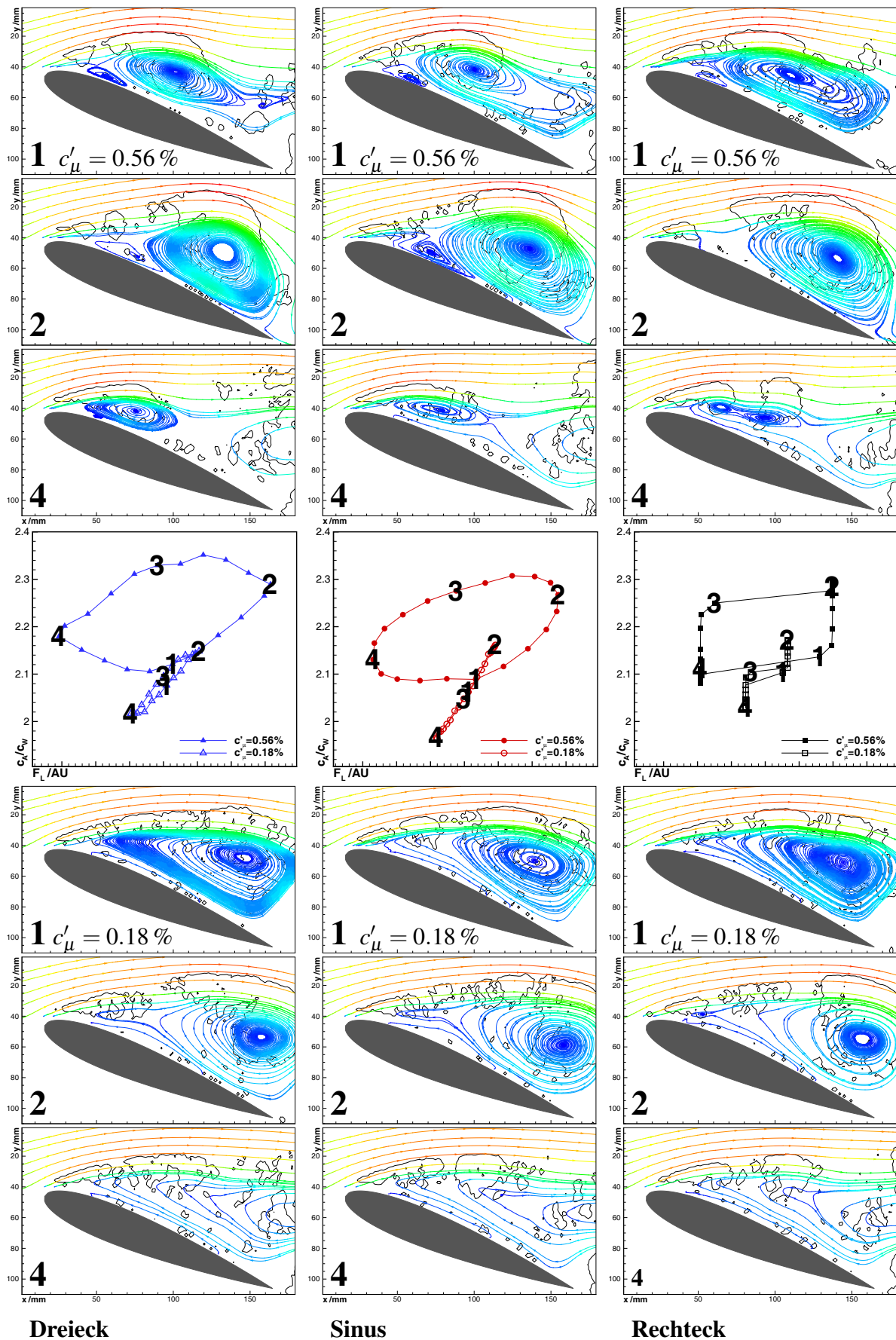


Abb. 5.15.: Phasengemittelte Stromlinien und  $\lambda_2$ -Kriterium für  $c'_\mu = 0.56\%$  (oben) und  $c'_\mu = 0.18\%$  (unten) für  $F^+ = 0.6$ ,  $\alpha = 22^\circ$ ,  $Re = 0.5 \cdot 10^5$ . Gleitzahl über der eingetragenen Lorentzkraft (Mitte). Zeitpunkte 1-4 siehe Text.

Vorderkante wandert. Die erhebliche Produktion an Wasserstoff macht die PIV-Messung hier allerdings schwierig.

Im Punkt 4 ist für den hohen Impulskoeffizienten ein kleines geschlossenes Rezirkulationsgebiet über der Vorderkante zu erkennen. Der Auftrieb fällt hier allerdings deutlich geringer aus, da das geschlossene Rezirkulationsgebiet zum Nachlauf hin aufgeplatzt ist und sich nun weiter stromab bewegt. Für den kleinen Impulskoeffizienten löst die Strömung an der Vorderkante vollständig ab, wobei sich das Ablösegebiet ebenfalls bis in den Nachlauf erstreckt. Der Widerstand erhöht sich und der Auftrieb bricht zusammen, wodurch sich ein Minimum der Gleitzahl einstellt.

### 5.3.3. Einfluss der Wellenform

Da der Einfluss der Wellenform ebenfalls nicht von den anderen Parametern zu trennen ist, wurde auf Wellenformunterschiede in den vorangegangenen zwei Abschnitten schon vermehrt eingegangen. Prinzipiell ist der Einfluss der Wellenform im gesamten untersuchten Frequenzbereich für höhere Impulskoeffizienten stets größer.

Einen Überblick über den Einfluss verschiedener Wellenform gibt Abbildung 5.16. Hier sind die phasengemittelten Schwankungen des Auftriebsbeiwertes (links), des Widerstandsbeiwertes (Mitte) und der Lorentzkrafteintrag (rechts) für  $\alpha = 22^\circ$ ,  $Re = 0.5 \cdot 10^5$ ,  $c'_\mu = 0.56\%$  und  $F^+ = 0.6$  dargestellt.

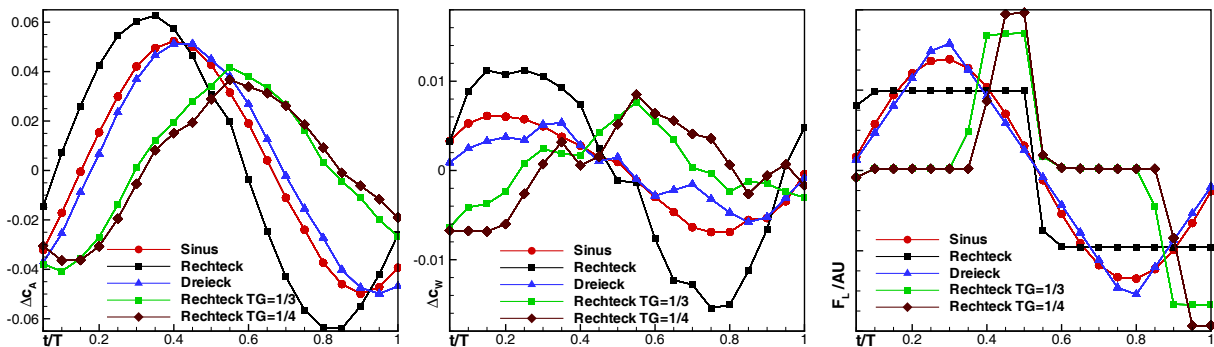


Abb. 5.16.: Phasengemittelte Schwankungen des Auftriebsbeiwertes (links), Widerstandsbeiwertes (Mitte) und des Lorentzkrafteintrages (rechts) für  $\alpha = 22^\circ$ ,  $Re = 0.5 \cdot 10^5$ ,  $c'_\mu = 0.56\%$  und  $F^+ = 0.6$ .

Die größeren Schwankungen im Auftriebsbeiwert  $\Delta c_A = \pm 0.06$  und im Widerstandsbeiwert  $\Delta c_W = \pm 0.015$  treten für die Beeinflussung mit dem Rechteck auf. Generell lassen sich für die Anregungen mit Wellenformen, bei denen während der gesamten Periode eine Kraft wirkt, etwas höhere Schwankungen für den Auftrieb beobachten. Für die Anregung mit den kurzen Pulsen (TG = 1/4 und TG = 1/3) betragen die Schwankungen für den Auftriebsbeiwert nur etwa  $\Delta c_A = \pm 0.04$ . Für den Widerstandsbeiwert ist hier kein Unterschied zum Dreieck und Sinus

## 5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

festzustellen. Die Beiwerte folgen im wesentlichen der Anregung in Phase, d.h. bei positivem Kräfteintrag steigt der Auftrieb an, bei Negativem sinkt der Auftrieb ab. Die Anregung mit dem Rechtecksignal hat das Auftriebsmaximum etwa bei  $t/T = 0.35$ , dies fällt hier in etwa mit dem maximalen Widerstand zusammen. Für die dreieckförmige und sinusförmige Anregung ergeben sich nur kleine Unterschiede im Auftriebsmaximum, welches bei  $t/T = 0.4$  liegt, der Widerstand eilt hier, mit seinem Maximum bei  $t/T = 0.3$  für Dreieck und  $t/T = 0.2$  für den Sinus, voraus. Für die gepulsten Wellenformen fallen der maximale Auftrieb und der maximale Widerstand bei  $t/T = 0.55$  zusammen. Der mittlere Auftrieb für die gepulsten Anregungen ist dabei geringer als für die anderen Wellenformen.

Die POD-Moden der Zerlegung des  $\omega$ -Feldes für die Umströmung des NACA0015-Profiles unterscheiden sich deutlich von denen an der angestellten Platte. Aufgrund des geringeren Impulseintrages kommt es hier nicht mehr zu einer solch dominanten direkten Einwirkung der Wirbelstrukturen auf die Strömung. In Abbildung 5.17 sind die ersten drei POD-Moden für die unbeeinflusste und die mit einem Rechtecksignal ( $TG = 1$  und  $TG = 1/4$ ) angeregte Strömung dargestellt. Da die ersten Moden nicht mehr die Wirbeltrajektorien aus der sich aufrollenden Scherschicht darstellen, ist ein paarweises Auftreten der niedrigeren Moden nicht mehr zu beobachten. Erst in den höheren Moden können Strukturen beobachtet werden, welche in Zusammenhang mit den ablösenden Wirbeln stehen könnten, allerdings ist die physikalische Interpretation der höheren Moden sehr fraglich. In den hier dargestellten Moden können dennoch grundlegende Unterschiede beobachtet werden.

Die POD-Moden der Wirbelstärke repräsentieren Gebiete hohen Impulsaustausches. Dies ist für die unbeeinflusste Strömung ganz klar die sich ablösende Scherschicht und ist in allen drei Moden deutlich zu erkennen. Ein Gebiet hohen Impulsaustausches lässt sich in den drei ersten Moden ebenfalls stromab der Hinterkante über der Saugseite beobachten. Es ist durchaus möglich, dass diese Moden den Fluidaustausch des Ablösegebietes mit dem Nachlauf repräsentieren. Auch von der Druckseite des Profils an der Hinterkante entstehende Wirbel können hier zu vermehrten Impulsaustausch beitragen. Dies kann anhand der Messungen nicht verifiziert werden, da Informationen im Nachlauf und auf der Druckseite des Profils nicht vorhanden sind. Für die beeinflusste Strömung lassen sich Gebiete hohen Impulsaustausches in der ersten Mode über der Saugseite des Profils deutlich erkennen. Qualitativ lassen sich für beide Tastgrade in den Moden Strukturen sehr viel näher an der Vorderkante beobachten. Während die Moden eins für beide Tastgrade noch sehr ähnlich sind, zeigen sich in der zweiten und dritten Mode Unterschiede. Für die gepulste Anregung sind die Strukturen parallel der Profilschne orientiert, während sie für  $TG = 1$  parallel der Anströmrichtung ausgerichtet sind und sich näher an der Saugseite befinden. Es ist zu vermuten, dass der Impulsaustausch in der Nähe der Saugseite für die günstigeren Gleitzahlen für  $TG = 1$  verantwortlich ist.

Einen besseren Einblick in die Mechanismen der Auftriebsgenerierung kann man durch die Waveletanalyse der Wirbelstrukturen erlangen. In Abbildung 5.18 sind die phasengemittel-

### 5.3. Kontrolle abgelöster Strömung bei $\alpha = 20^\circ$ und $22^\circ$

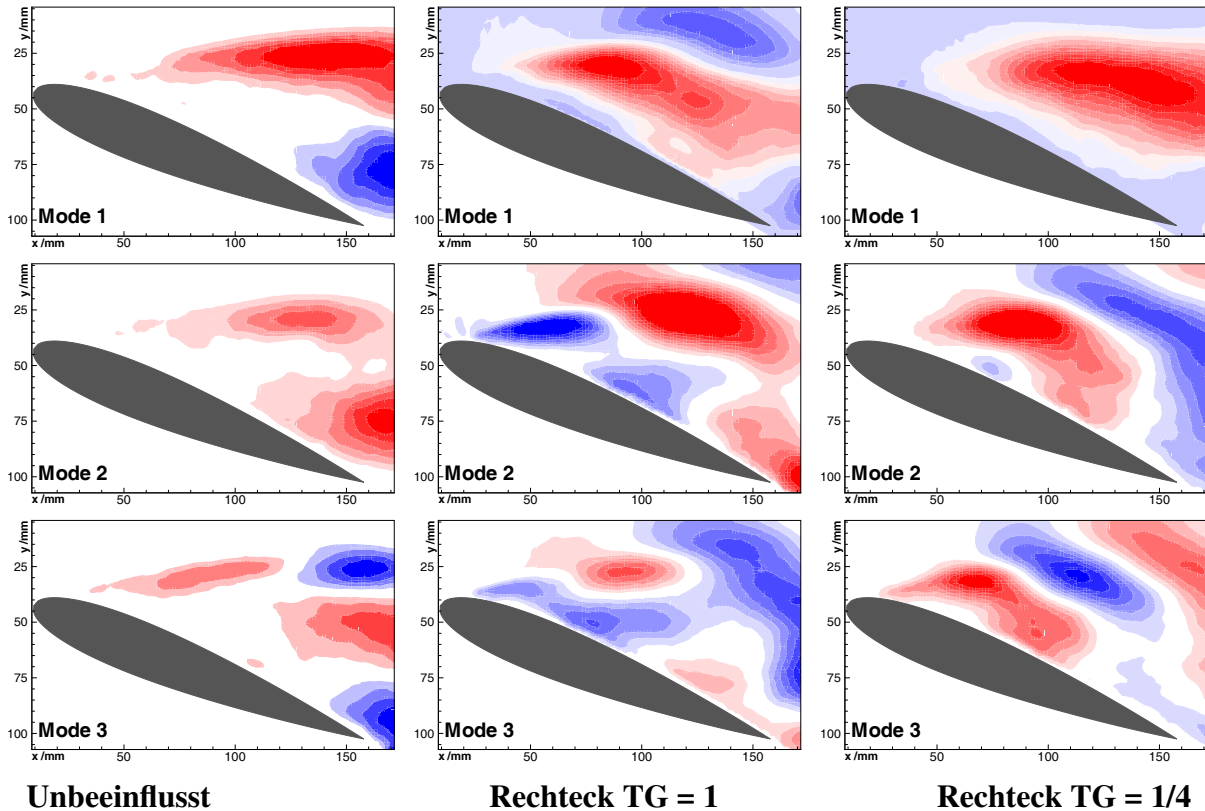


Abb. 5.17.: POD-Moden 1-3 für die unbeeinflusste (links) und die mit  $c'_\mu = 0.56\%$  und  $F^+ = 0.6$  und einem Rechteck  $TG = 1$  (Mitte) und einem Rechteck  $TG = 1/4$  (rechts) beeinflusste Strömung für  $\alpha = 22^\circ$  und  $Re = 0.5 \cdot 10^5$ .

ten Gleitzahlen  $c_A/c_W$  (oben), der Lorentzkrafteintrag (Mitte) und die Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktion des Auftretens von Wirbelstrukturen über der dimensionslosen Zeit für  $c'_\mu = 0.56\%$  und den Anstellwinkel  $\alpha = 22^\circ$  für die Anregung mit der optimalen dimensionslosen Frequenz  $F^+ = 0.6$  und einem dreieckförmigen und rechteckförmigen ( $TG = 1$ ,  $TG = 1/4$ ) Kraftverlauf dargestellt.

Die höchsten Gleitzahlen lassen sich mit der dreieckförmigen Anregung realisieren, wobei hier die Schwankungen während einer Periode ebenfalls am größten sind. Das Maximum für die Gleitzahl  $c_A/c_W = 2.35$  liegt hier bei  $t/T = 0.5$ . Bei der rechteckförmigen Anregung mit  $TG = 1$  wird eine maximale Gleitzahl von  $c_A/c_W = 2.30$  bei  $t/T = 0.45$  erreicht. Bei einem Tastgrad von  $TG = 1/4$  wird  $c_A/c_W = 2.22$  während einer Zeitspanne von  $t/T = 0.4 \dots 0.7$  erzielt. Hier sind die Schwankungen der Beiwerte deutlich geringer.

Die Gleitzahl hängt direkt von der Verteilung der Wirbelstrukturen über der Saugseite des Profils ab. Die Gleitzahl bei der Anregung ist zum einen abhängig von den an der Vorderkante generierten Strukturen, sie wird jedoch weit stärker von den großen Strukturen über der zweiten Hälfte der Saugseite beeinflusst. Für alle Anregungen wird die Gleitzahl maximal, wenn an der Vorderkante keine oder nur vereinzelte schwache Strukturen auftreten, während im Bereich von

## 5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

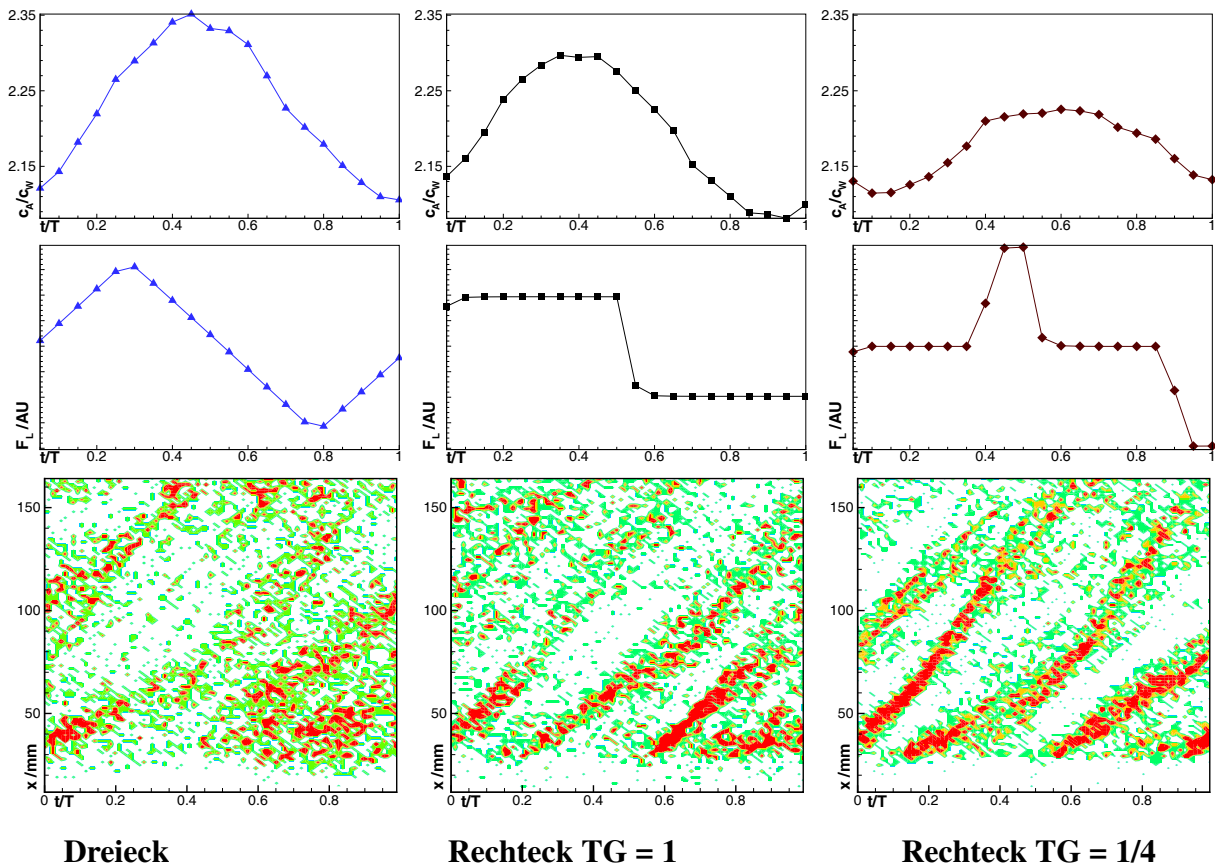


Abb. 5.18.: Phasengemittelte Gleitzahl (oben), Lorentzkrafteintrag (Mitte) und Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktion (unten) über der dimensionslosen Zeit für  $\alpha = 22^\circ$ ,  $Re = 0.5 \cdot 10^5$ ,  $c'_\mu = 0.56\%$  und  $F^+ = 0.6$ .

$x = 100 \dots 160$  mm möglichst große, Auftrieb generierende Strukturen vorhanden sein sollten.

Für das Dreieck wird die Strömung in der ersten Halbperiode an der Vorderkante beschleunigt und somit stärker an das Profil gedrückt, was den Widerstand an der Vorderkante vermindert. Gleichzeitig sind ab  $x = 100$  mm die Wirbeltrajektorien großer Strukturen zu erkennen. Diese sorgen hier zwar ebenfalls für Widerstand, jedoch wird der Auftrieb stark erhöht. Kommt es dann zum Richtungswechsel der Lorentzkraft, werden an der Vorderkante große Wirbelstrukturen generiert, die dadurch den Widerstand leicht erhöhen. Der größere Anteil der Widerstandserhöhung kommt durch das Aufplatzen des aus Abbildung 5.15 bekannten geschlossenen Rezirkulationsgebietes. Der Auftrieb geht dadurch ebenfalls zurück und die Gleitzahl sinkt.

Für die rechteckförmige Anregung ergibt sich ein ähnliches Bild. Bis  $t/T = 0.5$  wirkt die Lorentzkraft in Strömungsrichtung. An der Vorderkante bilden sich kleine Wirbelstrukturen, welche zwar den Widerstand erhöhen, die Auftriebssteigerung über der zweiten Hälfte des Profils ist allerdings so groß, das die Gleitzahl effektiv steigt. Öffnet sich das Rezirkulationsgebiet schließlich in den Nachlauf, so bricht hier ebenfalls der Auftrieb ein.

Für die Anregung mit den kurzen Pulsen sind die Wirbeltrajektorien sehr viel stärker ausge-

### 5.3. Kontrolle abgelöster Strömung bei $\alpha = 20^\circ$ und $22^\circ$

prägt, hier kommt es ähnlich der angestellten Platte zur Generierung kleiner kompakter Wirbelstrukturen. Aufgrund der kurzen Zeit des Kräfteintrages, kann ein Aufbäumen der Scherschicht, wie bei den Wellenformen mit Kräfteintrag über die gesamte Periode nicht beobachtet werden. Auch hier können die höchsten Gleitzahlen beobachtet werden, wenn sich im hinteren Teil des Profils Wirbelstrukturen befinden. Während des Plateaus im Gleitzahlverlauf kommt es zur Wirbelvermischung eines Wirbels, der während der Zeit nach dem Lorentzkrafteintrag in Strömungsrichtung durch natürliche Ablösung entstanden ist und eines Wirbels, welcher durch den Lorentzkrafteintrag entgegen der Strömungsrichtung entstanden ist. Aufgrund der unterschiedlichen Konvektionsgeschwindigkeiten können diese beiden Wirbel interagieren.

In Abbildung 5.19 sind zur besseren Veranschaulichung die phasengemittelten Stromlinien und das  $\lambda_2$ -Kriterium für die Anregung mit einem gepulsten Rechteck ( $TG = 1/4$ ) dargestellt.

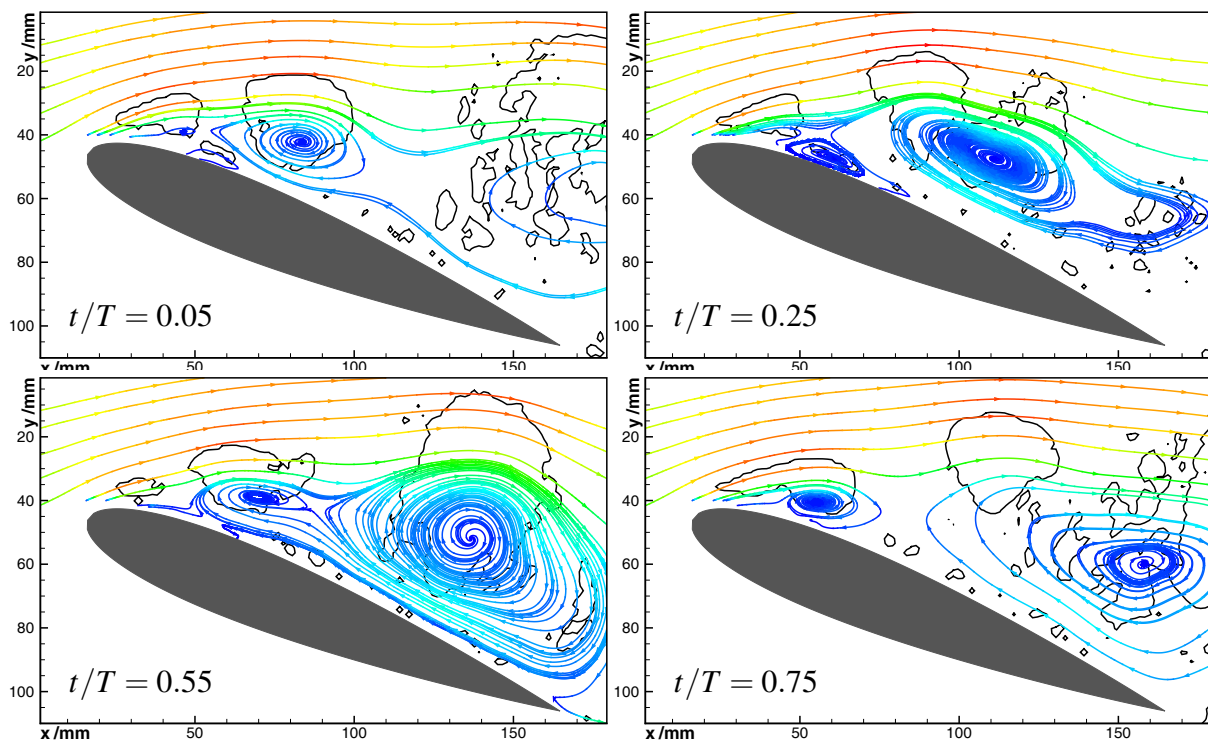


Abb. 5.19.: Phasengemittelte Stromlinien und  $\lambda_2$ -Kriterium die Anregung mit einem Rechteck ( $TG = 1/4$ ) für  $F^+ = 0.6$  und  $c'_\mu = 0.56\%$ ,  $\alpha = 22^\circ$ ,  $Re = 0.5 \cdot 10^5$ .

Bei  $t/T = 0.05$  ist der durch die entgegen der Strömungsrichtung wirkende Lorentzkraft entstandene Wirbel an der Vorderkante zu sehen, eine weitere Struktur befindet sich bei  $x \approx 90$  mm. Über der Hinterkante ist ein Rezirkulationsgebiet zu erkennen, welches bis in den Nachlauf reicht. Für diesen Zeitpunkt ist die Gleitzahl minimal. Bei  $t/T = 0.25$  ist die Gleitzahl ebenfalls nur geringfügig höher. An der Vorderkante löst eine neue Wirbelstruktur ab. Über der Saugseite der Platte bahnt sich die Wirbelvermischung bereits an und es ist ein Rezirkulationsgebiet zu



## 5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil

erkennen. Dieses dehnt sich noch bis in den Nachlauf aus. Die Stromlinien welche über der Hinterkante geschlossen sind, erreichen die Oberfläche des Profils nicht. Bei  $t/T = 0.55$  ist ganz klar die wieder angelegte Strömung an der Vorderkante durch die in Strömungsrichtung wirkende Lorentzkraft zu erkennen. Die beiden Wirbelstrukturen haben sich vermischt und generieren so ein über dem Profil geschlossenes Rezirkulationsgebiet, welches den Auftrieb erhöht. Die Gleitzahl erreicht ihren Maximalwert. Bei  $t/T = 0.75$  ist bereits ein neuer Wirbel an der Vorderkante entstanden, das Rezirkulationsgebiet platzt jetzt in Richtung Nachlauf auf und der Auftrieb geht zurück.

Die Interaktion der Wirbel findet bei der gewählten Frequenz erst über der Hinterkante des Profils statt. Die Messungen an der angestellten Platte zeigen jedoch, dass der Ort der Wirbelvermischung mit steigender Frequenz in Richtung Vorderkante wandert<sup>2</sup>, was den Auftrieb begünstigen würde. Hinsichtlich der Anregungsfrequenz zeigen Kraftmessungen mit gepulsten Rechtecksignalen hohe Auftriebssteigerungen im Bereich von  $F^+ = 0.5 \dots 1$ .

### 5.4. Zusammenfassung

Die Untersuchungen am NACA0015-Profil könnten einige wesentliche Zusammenhänge zur Auftriebssteigerung durch kohärente Strukturen klären. Das Problem stellte sich jedoch als ungeheuer vielschichtig dar. Die untersuchten Parameter Frequenz, Wellenform, Anstellwinkel und Impulskoeffizient sind stets miteinander verknüpft. Hinsichtlich des Anstellwinkels können die Bereiche Ablösekontrolle und die Kontrolle abgelöster Strömung unterschieden werden.

#### 5.4.1. Ablösekontrolle

Bei der Ablösekontrolle gelingt es schon durch kleine Störungen die Strömung im Mittel wieder anzulegen. Für diese kleinen Störungen konnte keine sehr ausgeprägte Frequenzabhängigkeit beobachtet werden. Wird die Frequenz allerdings im Bereich um die in der unbeeinflussten Strömung als dominant ermittelte Frequenz eingestellt, so ist eine Wirkung auch bei sehr kleinen Impulskoeffizienten wahrscheinlicher.

Hinsichtlich des Impulskoeffizienten konnte schon mit  $c'_\mu = 0.2\%$  der Auftriebsbeiwert auf seinen maximalen Wert von  $c_A \approx 0.85$  eingestellt werden. Die kleinen Störungen verursachen einen Umschlag der laminar abgelösten Scherschicht in eine turbulente. Diese legt nicht komplett, jedoch im zeitlichen Mittel wieder an. Der Impulskoeffizient von  $c'_\mu = 0.2\%$  stellt dabei das Optimum dar. Bei weiterer Erhöhung kommt es zur Ausprägung von Wirbelstrukturen, welche zunächst negativ für den Auftrieb sind, jedoch den Widerstand im Mittel senken. Hier beginnt der Bereich zunehmender Frequenzabhängigkeit. Erst mit einem Impulskoeffizient von

---

<sup>2</sup>Mit steigender Frequenz verringert sich allerdings auch die Zeit, in der die Lorentzkraft Wirbelstrukturen erzeugt. Diese werden also mit zunehmender Frequenz schwächer und kurzlebiger.

$c'_\mu = 1.1\%$  gelingt es den gleichen Auftrieb wie für  $c'_\mu = 0.2\%$  zu erzielen. Da der Widerstand aber gleichzeitig geringer ist, steigt hier die Gleitzahl deutlich an.

Als besonders günstig hinsichtlich der Wellenform stellen sich hier die gepulsten Wellenformen dar. Hier tritt zum einen eine geringere aerodynamische Belastung auf, zum anderen können bei gleichen Impulskoeffizienten viel höhere Gleitzahlen erzielt werden. Dies liegt in der Tatsache begründet, dass die kleinen, kompakten Wirbelstrukturen besser geeignet sind die Strömung im zeitlichen Mittel wieder anzulegen.

#### 5.4.2. Abgelöste Strömung

Für die Kontrolle abgelöster Strömungen stellt sich eine klare Frequenzabhängigkeit heraus. Die optimale Frequenz ist dabei vom Anstellwinkel abhängig und liegt für die untersuchten Reynoldszahlen und  $\alpha = 18 \dots 30^\circ$  im Bereich von  $F^+ = 0.7 \dots 0.4$ . Für die kleinere Reynoldszahl ist das Band wirksamer Frequenzen deutlich schmaler als für die höhere Reynoldszahl.

Ein genereller, wellenformunabhängiger Zusammenhang zwischen dem Auftriebsbeiwert und dem Spitzenwert des Impulskoeffizienten konnte nicht gefunden werden. Vielmehr hängt die Wirkung der Anregung mit zunehmendem Impulskoeffizienten von der Frequenz ab. Die größte Steigerung des Auftriebs mit zunehmendem Impulskoeffizienten konnte bei der Anregung mit der optimalen Frequenz ermittelt werden.

Für die kleinen hier untersuchten Impulskoeffizienten zeigte sich, dass die Anregung mit einem dreieckförmigem Signal stets bessere Werte als die Anregung mit sinusförmigen bzw. rechteckförmigen Signalen unterschiedlicher Tastgrade liefert. Es ist aber durchaus denkbar, dass bei der weiteren Erhöhung des Impulskoeffizienten die Anregung mit gepulsten Rechtecksignalen eine im zeitlichen Mittel angelegte Strömung bewirken könnte.

Der Auftrieb steigernde Mechanismus bei den hier untersuchten Anstellwinkeln und Impulskoeffizienten ist die Erzeugung eines geschlossenen Rezirkulationsgebiet, welches auf der Saugseite des Profils die Zirkulation erhöht. Diese Struktur kann durch die geeignete Wahl der Anregungsparameter erzwungen werden und sollte im zeitlichen Mittel möglichst lange stabilisiert werden. Der Widerstand steigt dadurch ebenfalls an. Platzt dieses Gebiet auf, so kommt es zu einem drastischen Auftriebseinbruch und einer Widerstandserhöhung.

## *5. Ergebnisse der Untersuchungen am NACA0015-Profil*

## 6. Elektrochemie

### 6.1. Einleitung

Die Untersuchungen zu den Strömungen in elektrochemischen Zellen sind neben den Arbeiten für die Kontrolle der Profilmströmung entstanden. Im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 609 werden elektrochemische Prozesse unter der Einwirkung von Magnetfeldern untersucht. Da hier eine Vielzahl von Fragestellungen unterschiedlicher Fachgebiete zusammenspielt, hat sich ein sehr fruchtbarer interdisziplinärer Austausch der verschiedenen Fachrichtungen etabliert. An dieser Stelle soll nun über einige Teilaspekte dieser Zusammenarbeit aus strömungsmechanischer Sicht berichtet werden. Diese Ergebnisse wurden in die Arbeit aufgenommen, weil es sich hierbei ebenfalls um die Beeinflussung der Strömung durch Lorentzkräfte handelt. Zur Untersuchung der Strömungsvorgänge in zwei unterschiedlichen Zellgeometrien wurden die Methoden der Particle Image Velocimetry und darauf aufbauend das Hintergrundschlierenverfahren angewendet. Dieses Verfahren ist in der Strömungsmechanik relativ neu und wurde erstmals zur Konzentrationsmessung in elektrochemischen Zellen angewendet. Eine kurze Erläuterung zum Messprinzip soll daher in Abschnitt 6.3.3 erfolgen. Zusätzlich wurden numerische Simulationen zu den untersuchten Strömungen mit den kommerziellen Programmen zur Lösung der Navier–Stokes Gleichungen Ansys CFX und Fluent angefertigt.

Das Kapitel behandelt in Abschnitt 6.2 die Strömung in einer zylindrischen elektrochemischen Zelle und in Abschnitt 6.3 die Strömung an Millielektroden. Eine kurze und keinesfalls vollständige Einführung zu den Grundlagen der Elektrochemie soll sich nun anschließen.

Die Elektrochemie beschäftigt sich ganz allgemein mit chemischen Reaktionen, bei denen elektrische Energie in chemische und umgekehrt umgewandelt wird. Dies geschieht unter der Abgabe bzw. Aufnahme von Elektronen durch Reduktions–Oxidations Reaktionen. Diese laufen hier ausschließlich räumlich getrennt an Elektrodenoberflächen ab. Die Metallabscheidung aus einer Elektrolytlösung ist ein typisches Beispiel einer solchen Reaktion. Dabei können verschiedene Nebenreaktionen wie beispielsweise die Produktion von Wasserstoff auftreten.

Im Sonderforschungsbereich 609 wird die Abscheidung von Kobalt, Eisen, Nickel, Kupfer und einiger deren Legierungen auf verschiedenen Elektroden unter der Einwirkung unterschiedlich starker und unterschiedlich orientierter Magnetfelder untersucht. Für die strömungsmecha-

## 6. Elektrochemie

nischen Untersuchungen wurde die Kupferelektrolyse aus einer wässrigen Kupfersulfatlösung gewählt, um Nebenreaktionen soweit wie möglich auszuschließen.

Die Elektroden bestanden in diesem Fall ebenfalls aus Kupfer. Die Abscheidung und Auflösung des Kupfers befindet sich im Gleichgewicht, wodurch die Gesamtkonzentration der Lösung in der Zelle konstant ist. Die Vorgänge aus strömungsmechanischer Sicht sind in Abbildung 6.1 dargestellt.

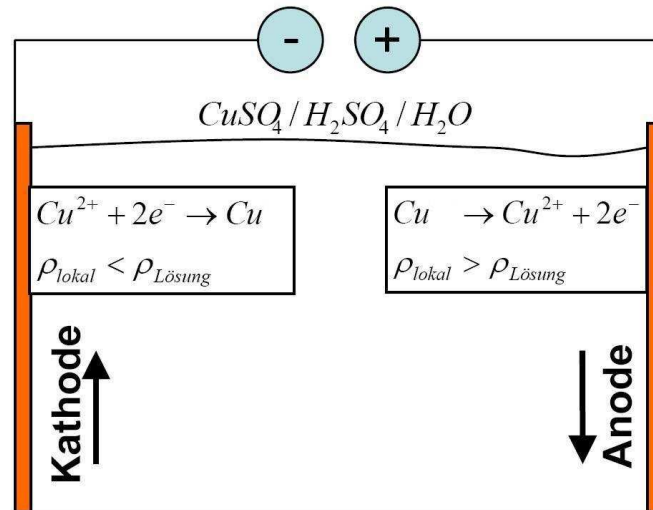


Abb. 6.1.: Elektrodenreaktionen bei der Kupferelektrolyse in einer wässrigen Kupfersulfatlösung mit Zugabe von Schwefelsäure.

An der negativ geladenen Kathode wird Kupfer abgeschieden, d.h. die Kupferionen  $\text{Cu}^{2+}$  in der Lösung nehmen zwei Elektronen auf und lagern sich als Kupferatome an der Elektrode an. Dadurch verarmt die elektrodennahe Lösung an Kupferionen und wird leichter. An der positiv geladenen Anode wird Kupfer aufgelöst. Hier vollzieht sich der Umkehrprozess, d.h. unter der Abgabe von zwei Elektronen wird elementares Kupfer zu Kupferionen und geht in die Lösung über. Die Dichte steigt dadurch in der Nähe der Elektrode an. Die Dichteunterschiede in der Zelle verursachen ihrerseits eine natürliche Konvektion. Durch die Ladungsträger in der Lösung fließt ein Strom. In diesem Fall sind dies die Kupferionen  $\text{Cu}^{2+}$ , Sulfationen  $\text{SO}_4^{2-}$  (welche nicht an der Reaktion beteiligt sind) und durch das Wasser, in geringer Konzentration Hydroxidionen  $\text{OH}^-$  und Oxoniumionen  $\text{H}_3\text{O}^+$ . Durch das elektrische Potential werden die Ladungsträger bewegt. Dieser Vorgang wird als Migration bezeichnet.

Der Anteil an positiv geladenen Oxoniumionen kann beispielsweise durch Zugabe von Schwefelsäure  $\text{H}_2\text{SO}_4$  erhöht werden. Ist dabei die Konzentration der Schwefelsäure sehr viel höher als die des Kupfersulfates  $c_{\text{H}_2\text{SO}_4} \gg c_{\text{CuSO}_4}$ , so spricht man von Elektrolyse mit Leitsalz. Solange die Zellspannung unter der Zersetzungsspannung der wässrigen Schwefelsäure bleibt, nehmen die Oxoniumionen nicht an der Reaktion teil. Da diese Ionen durch das elektrische Potential ebenfalls zur Kathode bewegt werden, dort aber nicht reagieren, vermindern sie die

Migration der Kupferionen. Ihre hohe Konzentration bewirkt, dass die Kupferionen nicht mehr durch Migration bewegt werden, sondern die Reaktion diffusionskontrolliert abläuft. Der elektrostatische Druck des Feldes wird durch die Oxoniumionen aufgenommen.

Nach Gleichung 2.1 kann durch die Aufprägung eines magnetischen Feldes eine Lorentzkraft in der Elektrolysezelle generiert werden, welche die natürliche Konvektion unterstützen oder ihr entgegen wirken kann.

Eine geeignete Strömung kann eine bessere Durchmischung innerhalb der Zelle bewirken, wodurch immer frische Lösung an die Elektroden geführt wird. Dadurch lässt sich der Stoffdurchsatz eines elektrochemischen Systems steigern (Weier u. a., 2006, 2005). Die Effizienz einer solchen Strömungskontrolle ist extrem hoch, da bei der Verwendung von Permanentmagneten keine zusätzliche Energie verwendet werden muss, der benötigte elektrische Strom ist ein inhärenter Bestandteil des Systems. Inwieweit eine großtechnische Anwendung sinnvoll und möglich ist, steht außerhalb der Betrachtungen in dieser Arbeit.

Es gibt in der Literatur eine Vielzahl von Arbeiten, die sich mit den verschiedenen Aspekten der elektrochemischen Abscheidung von Metallen unter dem Einfluss von Magnetfeldern befassen. Hier werden die Morphologie, Topologie und Zusammensetzung der abgeschiedenen Schichten, der Stoffdurchsatz und die Grenzstromdichte betrachtet. Die in den Elektrolysezellen vorhandene Strömung war dagegen erst in wenigen Arbeiten Gegenstand der Forschung. So ist es auch zu erklären, dass teilweise wenig Wissen über den Einfluss der Strömung auf die untersuchten Parameter vorhanden ist und teilweise Phänomene, welche der Strömung zugeschrieben werden können, mit anderen Erklärungen belegt wurden.

## 6.2. Lorentzkräfte in einer zylindrischen Elektrolysezelle

Krause u. a. (2007) untersuchte in der in Abbildung 6.2 dargestellten Elektrolysezelle die Abscheidung von Kobalt, Nickel und Kupfer unter dem Einfluss von Magnetfeldern bis zu  $B = 1 \text{ T}$  an der zurückgesetzten Arbeitselektrode. Die Zelle wurde zylindrisch ausgeführt, in der Mitte wurde ein Zugang für eine Referenzelektrode vorgesehen. Zur Bestimmung der Abscheideraten erfolgte die Metallabscheidung auf einer Quarzmikrowaage. Diese Zelle wurde nun einem durch einen Elektromagneten generierten homogenen magnetischen horizontalen Feld ausgesetzt.

Wenn das Magnetfeld dabei im rechten Winkel zur nominalen Richtung des elektrischen Feldes, also parallel zur Elektrodenoberfläche, orientiert ist, wird eine hohe Lorentzkraft generiert. Diese bewirkt eine sehr komplexe Strömung, welche ihrerseits durch Vermischungsvorgänge in der Zelle die Grenzstromdichte steigert. Die unter Umständen sehr komplizierten Strömungsvorgänge werden in elektrochemischen Publikationen lediglich als „MHD“-Effekt zusammengefasst behandelt.

## 6. Elektrochemie

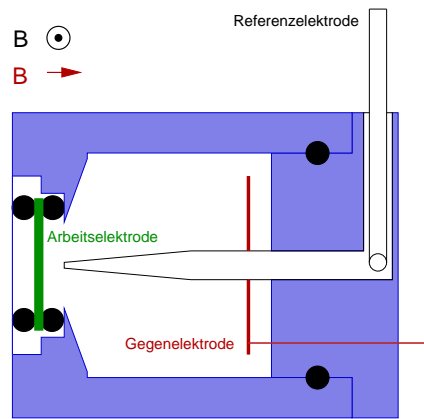


Abb. 6.2.: Die von Krause u. a. (2007) verwendete Zelle.

Bei einem zur Elektrodenoberfläche normal orientierten Magnetfeld wird davon ausgegangen, dass durch die parallele Ausrichtung des elektrischen und des magnetischen Feldes die Lorentzkraft verschwindet. Die für die gemessenen Grenzstromdichten auftretenden Unterschiede bei der Verwendung unterschiedlich starker Magnetfelder werden anderen magnetischen Kräften zugeschrieben, über die in Abschnitt 6.3 ausführlicher berichtet wird. Lorentzkraftgetriebene Konvektion wird für diese Anordnung ausgeschlossen. Weiterhin werden verschiedene Effekte auf elektrodennahe Mikrowirbel, welche aufgrund von Inhomogenitäten im elektrischen Feld in der Diffusionsgrenzschicht vorhanden sein sollen (Aogaki, 2000), zurückgeführt. Eine Wechselwirkung mit der lorentzkraftgetriebenen Strömung wie hier postuliert wird, ist allerdings fraglich. Die Wirbel sollen nur in der Diffusionsgrenzschicht existieren, deren Dicke für die hier untersuchten wässrigen Lösungen mit der Schmidtzahl  $Sc = \nu/D \approx 1000$  abgeschätzt werden kann.  $D$  stellt hier den Diffusionskoeffizienten und  $\nu$  die kinematische Viskosität dar. Wendt und Kreysa (1999) geben hier für laminare Grenzschichten  $\delta_D/\delta_H = Sc^{-0.5}$  an. Die Diffusionsgrenzschicht ist sehr viel kleiner als die hydrodynamische Grenzschicht  $Sc^{-0.5} \approx 0.03$  und wird von Krause u. a. (2007) mit  $\delta_D = 0.2\delta_H$  überschätzt.

### 6.2.1. Experimenteller Aufbau

Für die Beobachtung der Strömung mit einer Kamera war ein optischer Zugang von zwei Seiten notwendig. Die Zellgeometrie, wie sie von Krause u. a. (2007) verwendet wurde, musste geändert werden. Die Gegenelektrode wurde als Ring ausgeführt. Der zylindrische Grundkörper wurde aus Plexiglas gefertigt, um einen seitlichen Zugang des Laserlichtschnittes zu ermöglichen und hat einen Innendurchmesser von  $d_i = 35.5$  mm. Die Höhe der Zelle betrug auf der Achse  $z = 31$  mm, wobei der Messbereich durch die 3 mm hohe Gegenelektrode eingeschränkt war. In der Nähe der um 3.5 mm abgesenkten Arbeitselektrode konnte ebenfalls nicht gemessen werden. Als Tracerpartikel für die PIV-Messungen wurde Vestosint verwendet, dessen Eignung in Abschnitt 2.3.1 diskutiert wurde.

## 6.2. Lorentzkräfte in einer zylindrischen Elektrolysezelle

Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abbildung 6.3 links dargestellt. Mit dem Lichtschnitt wurde von der Seite jeweils eine Ebene  $z = \text{konstant}$  beleuchtet. Die Zelle wurde aufgerichtet und die Partikelbilder wurden durch die freie Oberfläche von oben aufgezeichnet. Die Messungen wurden mit einer Sensicam QE der Firma PCO durchgeführt. Dabei handelt es sich um eine CCD-Kamera mit einem Chip für  $1376 \times 1040 \text{ Pixel}^2$ . Die Quanteneffizienz dieser Kamera ist mit  $QE_{max} = 62 \%$  sehr hoch, was eine geringe Belichtungszeit ermöglicht und daher die Kamera für den Einsatz mit einem kontinuierlichen Laserlichtschnitt geeignet macht. Die maximale Frequenz der Bildaufzeichnung liegt bei 10 Hz, dabei muss angemerkt werden, dass die Bilder zunächst in den Arbeitsspeicher geschrieben (in diesem Falle 800 MB) und danach auf die Festplatte übertragen werden. Um eine bessere Ausnutzung des Speichers zu erreichen, wurde der Bildausschnitt dem quadratischen Messbereich angepasst.

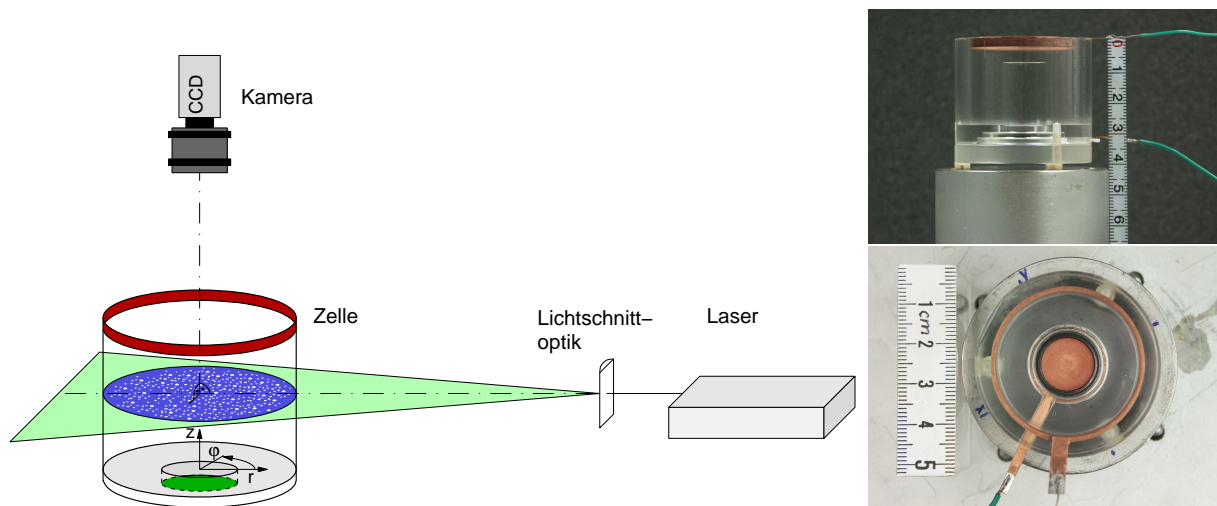


Abb. 6.3.: Experimentieraufbau (links) und Elektrolysezelle mit Permanentmagnet (rechts).

Die Auswertung der aufgezeichneten Bilder wurde mittels des kommerziellen Programms PIVView 2C durchgeführt. Da die Bilder mit äquidistanten Zeitabständen aufgezeichnet wurden, war es möglich, jedes Bild mit seinem Nachfolger zu korrelieren und somit die Anzahl der Messereignisse gegenüber normalem PIV zu erhöhen. Bei der Auswertung wurden die in Abschnitt 2.3 besprochenen Verfahren verwendet, die finale Korrelationsfenstergröße betrug  $32 \times 32 \text{ Pixel}^2$  mit 50% Überlappung. Dadurch wird eine Auflösung von etwa  $\Delta x = \Delta y = 0.65 \text{ mm}$  erreicht. Gemessen wurde für unterschiedliche Messebenen in axialer Richtung  $\Delta z = 1 \text{ mm}$ .

Als Elektrolyt diente eine Kupfersulfatlösung in unterschiedlichen Konzentrationen von 0.052 mol/l Cu und 0.125 mol/l  $\text{SO}_4$  bzw. 0.009 mol Cu und 0.188 mol  $\text{SO}_4$ . Als Leitsalz wurde Natriumsulfat  $\text{Na}_2\text{SO}_4$  verwendet. Die Dichte der Lösungen konnte durch die Zugabe des Natriumsulfates und Wasser auf  $\rho = 1.0168 \text{ kgm}^{-3}$  eingestellt werden. Dies ist notwendig, da bei der PIV-Technik besondere Sorgfalt darauf verwendet werden muss die Dichteunterschiede zwi-



## 6. Elektrochemie

schen Tracerpartikeln und Fluid gering zu halten. Sie wurde mit einem Pyknometer überprüft. Der pH-Wert wurde mit Schwefelsäure auf 3 eingestellt.

Das von Krause u. a. (2007) verwendete und durch einen Elektromagneten erzeugte homogene Magnetfeld wurde in der Messung durch einen zylindrischen Permanentmagneten ersetzt. Um einen Eindruck von der Größe und Verteilung des inhomogenen Magnetfeldes zu bekommen, wurden mittels einer drei Komponenten Hall Sonde (Lakeshore 3 Channel Gaussmeter Model 460 und Sonde) Messungen der magnetischen Flußdichte  $B_x, B_y, B_z$  in allen drei Raumrichtungen vorgenommen.

Das magnetische Feld wie auch das elektrische Feld wurden außerdem mittels des kommerziellen Programms OPERA 2D unter Ausnutzung der Rotationssymmetrie für den Messbereich berechnet. In Abbildung 6.4 ist auf der linken Seite die berechnete Verteilung der resultierenden magnetischen Flußdichte  $B_{cal}$  farbige dargestellt, während die in Umfangsrichtung gemittelte gemessene Flußdichte  $B_{mess}$  durch die Linien dargestellt wird. Dabei ist eine sehr gute Übereinstimmung zu erkennen.

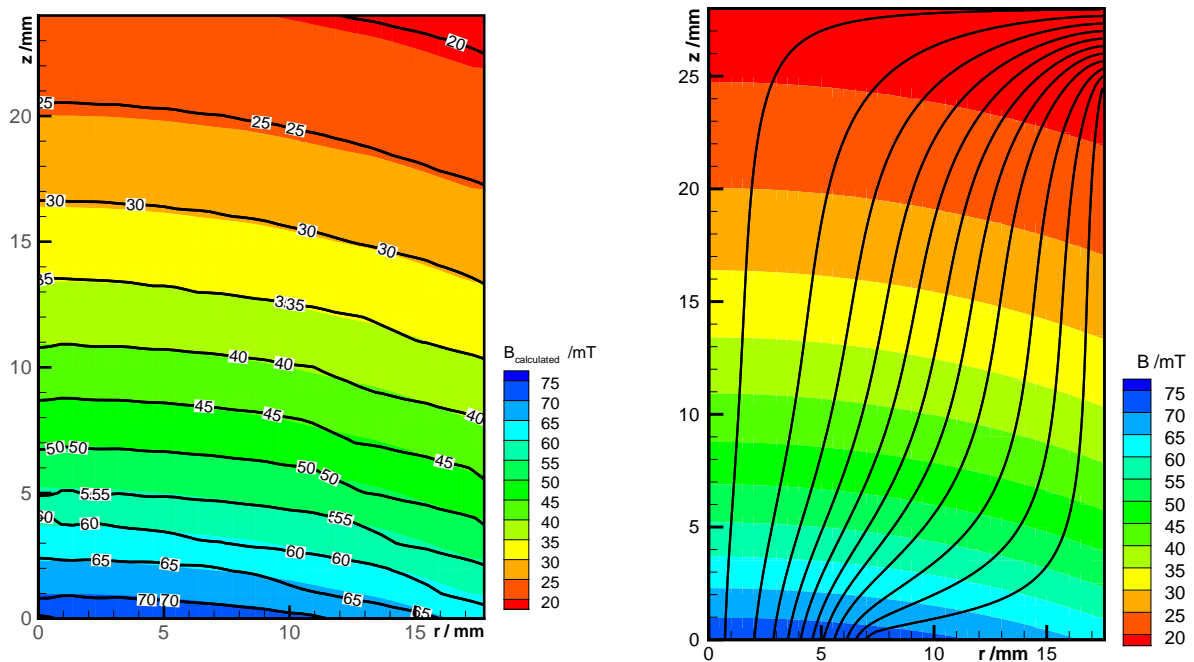


Abb. 6.4.: Vergleich der berechneten (Konturen) und der gemessenen (Linien) magnetischen Flußdichte (links) und die mit Opera 2D berechneten elektrischen Feldlinien mit der berechneten Flußdichte (rechts).

Die Lorentzkraftdichte, die letztendlich für den Antrieb der Strömung ursächlich ist, wirkt im rotationssymmetrischen Fall nur in Umfangsrichtung. Aus der elektrischen Feldverteilung und der magnetischen Flußdichte kann sie nach Gleichung 2.1 bestimmt werden. In Abbildung 6.5 ist die Lorentzkraftdichteverteilung in Umfangsrichtung für die bei den PIV-Messungen verwendete Zelle dargestellt. Die Berechnung der Lorentzkraft erfolgte hierbei aus den nume-

## 6.2. Lorentzkräfte in einer zylindrischen Elektrolysezelle

rischen Ergebnissen. Dabei wurden die in den Experimenten verwendeten Geometrien, Materialdaten und das eingestellte Potential zugrunde gelegt. Da an der Originalzelle keine Messungen durchgeführt werden konnten und die von Krause u. a. (2007) verwendeten Magnetfelder ( $B = 0.6 \dots 1 \text{ T}$ ) ebenfalls nicht zur Verfügung standen, diente für die numerische Strömungsberechnung das inhomogene Magnetfeld des Permanentmagneten. Die numerische Simulation erlaubt zudem die Berechnung der Strömung in der Originalzelle mit einem homogenen Magnetfeld, welches in Anlehnung an die Experimente zu  $B_0 = 0.075 \text{ mT}$  eingestellt wurde und damit eine konservative Abschätzung der Strömungsphänomene liefert.

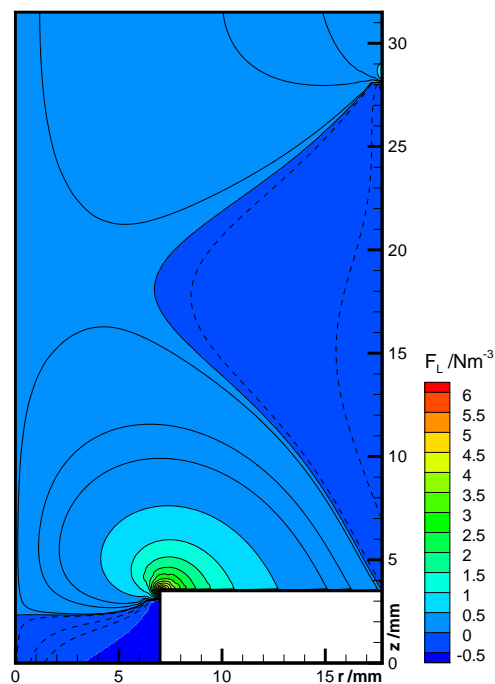


Abb. 6.5.: Verteilung der Lorentzkraftdichte für die modifizierte Zelle.

Bemerkenswert an der Lorentzkraftverteilung für die modifizierte Zelle ist hierbei, dass durch die Verwendung des Permanentmagneten das Magnetfeld inhomogen ist und Bereiche am Rand der Zelle und oberhalb der zurückgesetzten Arbeitselektrode existieren, in denen die Lorentzkraft ihre Richtung umkehrt.

In diesem Bereich, der seine maximale Ausdehnung bei  $z \approx 17 \text{ mm}$  ins Innere der Zelle zu  $r \approx 7 \text{ mm}$  hat, ist der Betrag der Lorentzkraftdichte relativ niedrig, zur besseren Veranschaulichung ist sie daher mit gestrichelten Linien dargestellt. Das Verhältnis zwischen integral eingetragener Lorentzkraft in positiver Umfangsrichtung zu der in negativer Umfangsrichtung beträgt 7.6. Direkt über der Arbeitselektrode nimmt die Lorentzkraft ebenfalls negative Werte an. Dadurch wird die Strömung in den entsprechenden Schichten entgegen der Hauptrotationsrichtung beschleunigt. Die höchsten Beträge der Lorentzkraft treten an der Ecke oberhalb der zurückge-

## 6. Elektrochemie

setzten Arbeitselektrode und an der Ringelektrode auf. Dies ist auf die starke Umlenkung des elektrischen Feldes in diesem Bereich zurückzuführen.

Für die Originalzelle unter Annahme eines homogenen Magnetfeldes in axialer Richtung tritt diese Umkehr der Lorentzkraftrichtung nicht auf. Das Maximum der Lorentzkraft befindet sich aber ebenfalls an der Ecke oberhalb der Arbeitselektrode. Die Lorentzkraftverteilung für die Originalzelle nach Krause u. a. (2007) ist in Abbildung 6.8 mit dargestellt.

Neben den Experimenten wurden numerische Simulationen der Strömung in der Elektrolysezelle durchgeführt. Zur Lösung der Navier–Stokes Gleichungen wurde FLUENT in der Version 6.2.16 verwendet. Die Simulation wurde dabei auf der Grundlage der achsensymmetrischen Formulierung der Gleichungen mit in Umfangsrichtung periodischen Randbedingungen in Zylinderkoordinaten durchgeführt. Die Lorentzkraft wurde als Volumenkraftquellterm auf der rechten Seite der Navier–Stokes Gleichung in Umfangsrichtung modelliert. Die Strömung wurde stationär behandelt und ist laminar, wodurch eine Turbulenzmodellierung entfällt. Das strukturierte zweidimensionale Gitter bestand aus ca. 260000 äquidistanten Zellen. Mit einer Gitterstudie, bei der die Geschwindigkeitsdaten an verschiedenen Punkten verglichen wurden, konnte nachgewiesen werden, dass die Lösung bei dieser Anzahl von Zellen unabhängig von einer weiteren Verfeinerung ist. Die Modellierung der elektrochemischen Vorgänge und die Kopplung der Hydrodynamik mit der veränderten Lorentzkraftdichteverteilung aufgrund von Konzentrationsunterschieden in der Lösung erfordert immer eine dreidimensionale Behandlung und ist sehr komplex. Die Berechnung solcher komplexen Systeme wurde z.Bsp. von Mutschke und Bund (2008) und Bund u. a. (2008) behandelt. In der vorliegenden Arbeit ging es vielmehr darum, die allein durch die Lorentzkraft getriebene Strömung zu simulieren, weshalb auf die Modellierung der Elektrochemie verzichtet wurde. Die Dichte, elektrische Leitfähigkeit und Konzentration der Lösung wurde im gesamten Rechenggebiet konstant gehalten. An den Wänden wurde die Haftbedingung verwendet, für die freie Oberfläche wurde eine Symmetrierandbedingung gesetzt.

### 6.2.2. Ergebnisse der PIV–Messungen und Rechnungen an der modifizierten Zelle

Für die anodische Abscheidung von Kupfer an der Arbeitselektrode sind in Abbildung 6.6 die gemittelte Geschwindigkeit in Umfangsrichtung und in 6.7 in radialer Richtung dargestellt. Auf der linken Seite sind dabei jeweils die experimentell gewonnenen Ergebnisse, auf der rechten die Daten aus der numerischen Berechnung dargestellt.

Die Geschwindigkeit in Umfangsrichtung spiegelt ganz klar die Verteilung der Lorentzkraft wider. An der Stelle, wo die Lorentzkraft ihr Maximum erreicht, ist auch die Umfangsgeschwindigkeit mit  $u_\phi = 3 \text{ mm/s}$  am höchsten. In der Nähe der freien Oberfläche ist die Rotation mit  $u_\phi = 1.2 \text{ mm/s}$  ebenfalls stark ausgeprägt. Der größte Teil des Fluids rotiert im Uhrzeigersinn, in den Gebieten, in denen die Lorentzkraft jedoch gegensinnig orientiert ist, ändert sich auch die

## 6.2. Lorentzkräfte in einer zylindrischen Elektrolysezelle

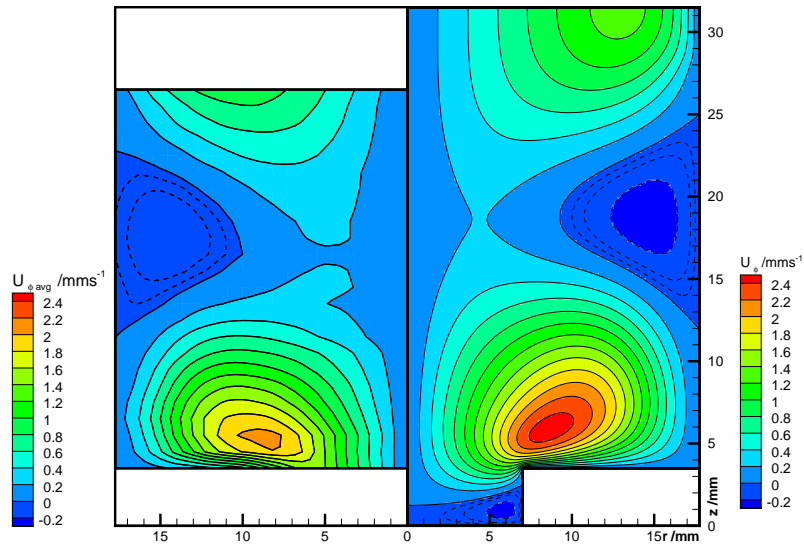


Abb. 6.6.: Gemittelte Geschwindigkeit in Umfangsrichtung für die PIV-Messungen (links) und die numerische Berechnung (rechts).

Drehrichtung der Strömung. Dies führt zu starker Scherung in der Mitte der Zelle. Die primäre Rotationströmung verursacht eine sekundäre Strömung, die in den Abbildungen der radialen Geschwindigkeitskomponente gut zu erkennen ist.

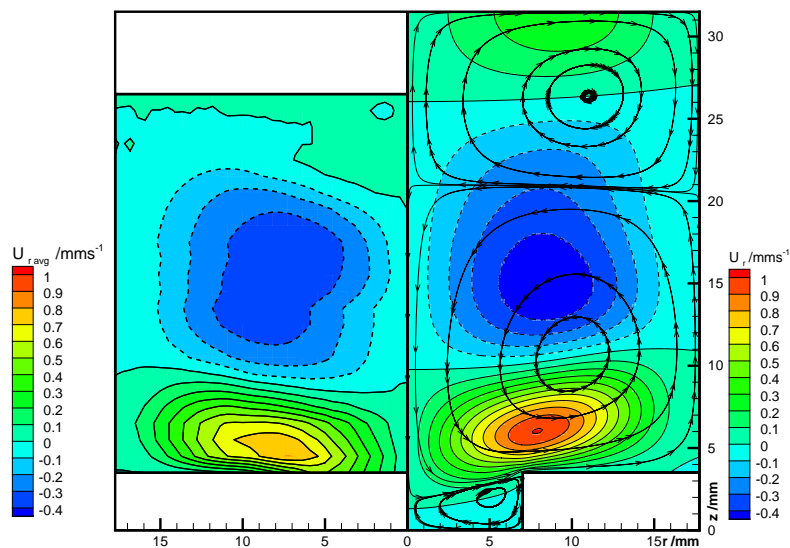


Abb. 6.7.: Gemittelte Geschwindigkeit in radialer Richtung für die PIV-Messungen (links) und die numerische Berechnung mit Stromlinien (rechts).

Da im Fall der anodischen Kupferauflösung an der Arbeitselektrode die elektrodennahe Lö-

## 6. Elektrochemie

sung schwerer und an der Ringelektrode durch die kathodische Kupferabscheidung leichter wird, etabliert sich eine stabile Dichteschichtung. Die Lorentzkraftgetriebene Konvektion wird also nicht von der freien Konvektion überlagert. Wird die Arbeitselektrode als Kathode geschaltet, so dreht sich die Drehrichtung der Hauptströmung um. Für beide Konfigurationen befindet sich das Maximum der Lorentzkraft in der Nähe der Arbeitselektrode. Es stellt sich eine Strömung ein, wie sie auch für die in der Elektrochemie verwendeten rotierenden Elektroden typisch ist. Diese Strömung wird im Englischen als „von Kármán swirling flow“ bezeichnet. Nach Schlichting (1954) wird die bodennahe Lösung durch die Zentrifugalkraft nach außen beschleunigt. Um den Verlust an Fluid im Zentrum der Zelle auszugleichen, wird dieses nun in der Nähe der Zylinderachse nach unten gezogen. Da die Zelle ihrerseits endlich ist, kommt es an den Außenwänden des Zylinders zu einer Aufwärtsströmung. Auch wenn die axiale Geschwindigkeitsverteilung nicht gemessen werden konnte, so bestätigt doch deren Berechnung mittels der Kontinuitätsgleichung (hier nicht dargestellt) dieses Bild. Im oberen Teil der Zelle wird durch das lokale Maximum der Lorentzkraft ebenfalls eine nach außen gerichtete Strömung erzeugt. Diese wird durch eine in der Mitte der Zelle aufwärts gerichtete Strömung gespeist. An der Wand muss das Fluid folglich wieder nach unten strömen. Die beiden Randströmungen treffen sich etwa bei  $z = 20$  mm, da hier die Zentrifugalbeschleunigung durch die Lorentzkraft geringer ist, kommt es zu einer einwärts gerichteten Strömung. Die Stromlinien, welche in den numerischen Daten eingetragen sind, veranschaulichen die Strömungsphänomene. Der große torroide Wirbel in der Mitte verursacht seinerseits einen Wirbel direkt über der zurückgesetzten Arbeitselektrode, auch wenn dort die Lorentzkraftdichte wesentlich geringer ist. Die numerischen und experimentellen Geschwindigkeitsfelder stimmen sehr gut überein. Da die Strömung in der Originalzelle messtechnisch nicht zugänglich war, musste sie simuliert werden. Die Ergebnisse in der modifizierten Zelle unterstützen dabei die Glaubwürdigkeit der Berechnungen.

Andere Konfigurationen mit einer breiteren Arbeitselektrode am Boden und der Einfluss der dichtegetriebenen natürlichen Konvektion werden von Cierpka u. a. (2007b) diskutiert.

### 6.2.3. Berechnung der Strömung in der Originalzelle mit Fluent

Für die Berechnung der Strömung in der Originalzelle wurde ein ähnliches Gitter verwendet, zusätzlich wurde die Referenzelektrode berücksichtigt. Der Deckel stellt für die Verteilung des elektrischen Feldes die Gegenelektrode dar und wurde für die strömungsmechanischen Berechnungen als Wand modelliert. Im Gegensatz zu den Experimenten wurde hier von einem in axialer Richtung homogen verteiltem Magnetfeld ausgegangen. In Abbildung 6.8 sind die berechnete Lorentzkraftverteilung (links) und die Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit (Mitte links), der radialen (Mitte rechts) sowie der axialen Geschwindigkeitskomponente (rechts) dargestellt.

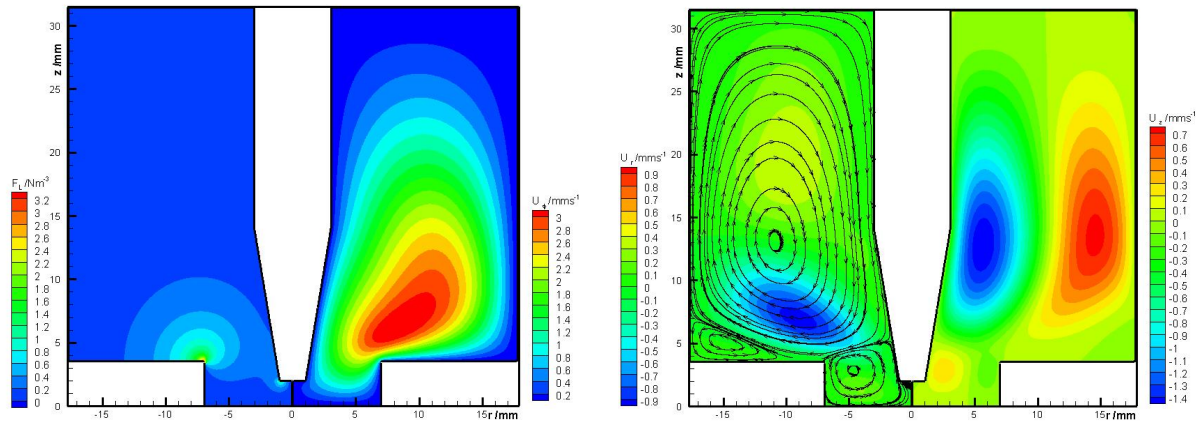


Abb. 6.8.: Für die von Krause u. a. (2007) verwendete Zelle berechnete Verteilung der Lorentzkraft (links) und Geschwindigkeitsverteilung in Umfangsrichtung (Mitte links), radialer (Mitte rechts) und axialer Richtung (rechts) für die Kupferelektrolyse.

Durch das homogene Magnetfeld kehrt sich die Lorentzkraft nicht mehr um und auch in der Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit ist nun keine Richtungskehr mehr zu beobachten. Die Drehströmung folgt auch hier der Lorentzkraftverteilung, das Fluid wird ebenfalls nach außen beschleunigt. Da die Lorentzkraft besonders über dem Boden oberhalb der zurückgesetzten Elektrode bei  $z = 3.5$  mm mit zunehmendem Radius nicht mehr so stark ist, reicht die Zentrifugalbeschleunigung nicht mehr aus den durch Reibung verursachten Drehimpulsverlust auszugleichen und es kommt in diesem Bereich zu einer Strömung zur Mitte zu. Dies entspricht der von Bödewadt (1940) als Drehströmung über festem Grund beschriebenen Strömungsform und ist die Ursache für das Ansammeln der Teeblätter in der Mitte der Teetasse beim Umrühren. Für die Elektrochemie von größerer Bedeutung ist allerdings auch hier der induzierte Wirbel über der Arbeitselektrode, welcher die Metallabscheidung beeinflussen kann.

#### 6.2.4. Zusammenfassung

Die experimentellen und numerischen Ergebnisse stimmen auch ohne die Modellierung der elektrochemischen Prozesse und der dichtegetriebenen Konvektion gut überein. Die für die Originalzelle berechnete Strömung kann daher zumindest für die Verwendung der Kupfersulfatlösung in ihrer Größenordnung und Topologie als richtig abgeschätzt werden und zeigt sehr deutlich, dass trotz der Verwendung eines homogenen Magnetfeldes und dessen paralleler Ausrichtung mit der nominalen Richtung des elektrischen Feldes lokal starke Lorentzkräfte generiert werden. Diese bewirken eine Strömung, die der natürlichen Konvektion überlagert ist und nicht nur lokal, sondern im ganzen Volumen wirkt. Die ursprünglich von Krause u. a. (2007) getroffenen Annahme, dass eine durch Lorentzkräfte getriebene Strömung ausgeschlossen werden kann, ist folglich falsch. Die Ergebnisse der Metallabscheidung müssen also neu bewertet werden.

## 6. Elektrochemie

Die verwendeten Zellgeometrien wurden in neueren Untersuchungen (Koza u. a., 2008) grundlegend geändert, um die lorentzkraftgetriebene Strömung besser kontrollieren zu können.

### 6.3. Lorentzkraftgetriebene Konvektion an Millielektroden

Eine etwas veränderte Strömungskonfiguration ist das Zusammenspiel der freien und lorentzkraftgetriebenen Konvektion an runden Elektroden. Die elektrochemische Reaktionen an Millielektroden unter dem Einfluss eines Magnetfeldes stellen eine solche Konfiguration dar. Leventis und Dass (2005), Leventis u. a. (2007) postulieren hierbei ebenfalls die Abwesenheit von Lorentzkräften und somit lorentzkraftgetriebener Strömung. Dieses Argument ist dabei Ausgangspunkt des vermeintlichen experimentellen Nachweises der Konzentrationsgradientenkraft  $F_{\nabla c}$ . Die Konzentrationsgradientenkraft stellt sich dabei für die Verwendung eines Leitsalzes als

$$\mathbf{F}_{\nabla c} = \frac{\chi_m B^2}{2\mu_0} \nabla c \quad (6.1)$$

dar.  $\nabla c$  beschreibt hier den Konzentrationsgradienten paramagnetischer Substanzen,  $\chi_m$  die Suszeptibilität der Spezies,  $\mu_0$  die Permeabilität des Vakuums und  $B$  die magnetische Flußdichte. Eine solche Kraft ist also lediglich von Materialparametern und dem Magnetfeld, nicht aber von der angelegten Stromdichte abhängig. Leventis und Dass (2005) beobachten, dass sich bei der elektrochemischen Produktion von paramagnetischen Nitrobenzenradikalen an Millielektroden aus Gold und Platin unter dem Magnetfeldeinfluss die leichtere, mit Radikalen angereicherte Lösung an der Elektrode ansammelt. Sobald der Elektromagnet abgeschaltet wird, steigt die Lösung jedoch auf. Da hier das Magnetfeld senkrecht zur Elektrodenoberfläche orientiert war, wird die Abwesenheit von Lorentzkräften angenommen. Die Autoren führen die beobachteten Phänomene daher auf die Konzentrationsgradientenkraft zurück, die hier die Schwerkraft überwindet. In einem ersten Experiment in einer Petrieschale zeigte sich jedoch bald, dass hier ausgeprägte Strömungsphänomene zu beobachten sind. Um daher alternative Erklärungen zu den von Leventis und Dass (2005) gefundenen zu überprüfen, wurde eine kubische Elektrolysezelle angefertigt.

#### 6.3.1. Experimenteller Aufbau

Die Zelle bestand dabei aus einem PVC Grundkörper und zwei Glasplatten, da Plexiglas aufgrund seiner optischen Verzerrungen durch innere Spannungen für das angewendete Hintergrundschlierenverfahren ungeeignet ist.

In Abbildung 6.9 ist die verwendete Zelle mit ihren Abmessungen schematisch skizziert. Die Gegenelektrode (GE) war als Flächenelektrode ausgeführt. Die Arbeitselektrode (AE) bestand aus einem auf dem Umfang isolierten Kupferzylinder mit einem Durchmesser von  $d = 1.5$  mm

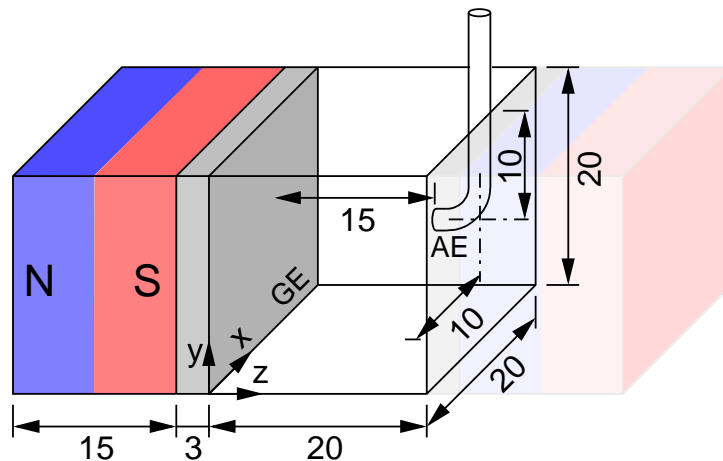


Abb. 6.9.: Schematische Darstellung der Elektrolysezelle für die Untersuchung der Strömung an Millielektroden (AE) mit der flächigen Gegenelektrode (GE).

und ragte 5 mm in die Zelle hinein. Die Arbeitselektrode wird von oben durch die freie Oberfläche in die Zelle eingeführt. Die freie Oberfläche ist notwendig, um mit dem Laserlichtschnitt die Messebene auszuleuchten. Für die Messung der Konzentrationsverteilung mit dem Hintergrundschlierenverfahren wurde ein Deckel verwendet, durch welchen die Elektrode in die Zelle eingeführt wurde. Für die Untersuchungen wurde eine wässrige Kupfersulfatlösung von 0.5 mol/l  $\text{CuSO}_4$  und 0.25 mol/l  $\text{H}_2\text{SO}_4$  verwendet.

Das Magnetfeld wurde mit zwei NdFeB Permanentmagneten erzeugt. Dabei ist das Magnetfeld in der Nähe der Elektroden homogen, lediglich an den Ecken treten hier Gradienten auf, welche aber aufgrund der geringen Stromdichte nur eine sehr kleine, und für die Strömung nicht wesentliche Lorentzkraftdichte erzeugen. Eine Berechnung des elektrischen Feldes mit Opera 2D und dessen Vergleich mit einem homogenen senkrecht zur Elektrodenoberfläche orientierten magnetischen Feld zeigte, dass die Annahme, dass beide Felder parallel sind, weit von der Realität entfernt ist. In Abbildung 6.10 sind die Feldlinien des elektrischen Feldes und die daraus abgeleitete Verteilung der Lorentzkraftdichte dargestellt.

Es wird hier sehr deutlich, dass die Felder im größten Teil der Zelle nahezu parallel sind, dass aber aufgrund der geometriebedingten Krümmung der elektrischen Feldlinien in Elektrodennähe Gebiete hoher Lorentzkraftdichte entstehen. Diese wirken auch hier in Umfangsrichtung bezüglich der Elektrodenachse.

Die lorentzkraftinduzierte Strömung wurde für  $yz$ -Ebenen ( $\Delta x = 1$  mm) mittels PIV vermessen und ist für die Mittelebene in Abbildung 6.11 dargestellt. Die Primärströmung ist hier die Rotation um die Achse der Elektrode, welche nicht mit der zweidimensionalen PIV-Messung aufgelöst werden kann. Die Sekundärströmung wird dagegen sehr gut sichtbar. Durch die primäre Drehströmung und die Reibung des Fluids an den Wänden kommt es zur Ausbildung zweier Wirbelwalzen, welche in Fluidaustausch stehen. In der Mitte der Zelle entwickelt sich



## 6. Elektrochemie

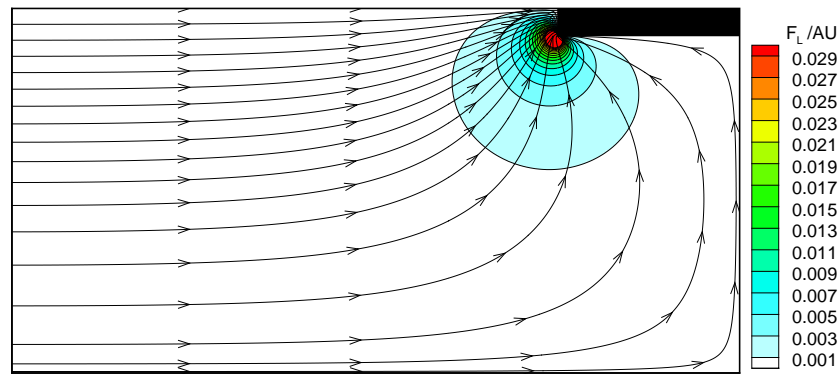


Abb. 6.10.: Normierte Lorentzkraftverteilung an der Millielektrode.

ein Strahl auf die Elektrode zu. Unmittelbar vor der Elektrode befindet sich ein Staupunkt, die Flüssigkeit ist hier nahezu in Ruhe. Durch Abschattungen in Elektrodennähe konnte leider nicht bis an die Oberfläche gemessen werden, jedoch wird die Gesamtströmung sehr gut wiedergegeben. Wird an der Elektrode anodisch Kupfer aufgelöst, so ändert sich lediglich der Drehsinn der Hauptströmung. Die Sekundäreffekte bleiben unbeeinflusst.

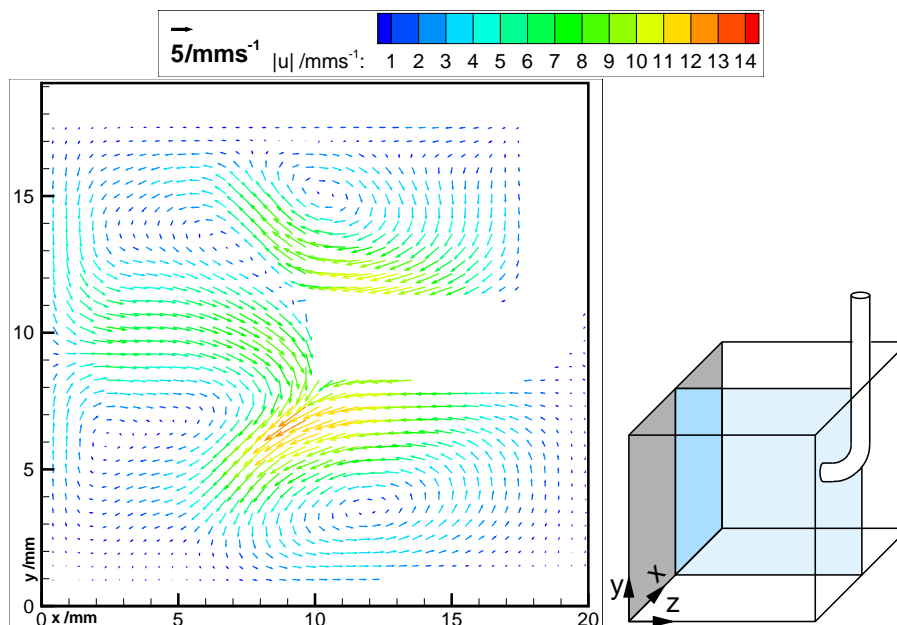


Abb. 6.11.: Vektorfelder der Drehströmung in der Mittelebene um die Millielektrode.

### 6.3.2. Berechnungen der dreidimensionalen Strömung mit Ansys CFX

Die Strömung an der Millielektrode ist im Gegensatz zu der Strömung im Zylinder nicht mehr zweidimensional zu betrachten. Es wurde hier eine dreidimensionale Berechnung der durch die Lorentzkraft angetriebenen stationären Strömung durchgeführt. Die Lorentzkraftverteilung

### 6.3. Lorentzkraftgetriebene Konvektion an Millielektroden

beruhte hier ebenfalls auf der primären Stromdichteverteilung, freie Konvektion sowie die chemischen Prozesse wurden nicht berücksichtigt. Ein Argument, welches von Leventis (2008) zur Begründung angeführt wurde, um die beobachteten Effekte in den Stromdichtekurven auf die Konzentrationsgradientenkraft zurückzuführen, ist die Abwesenheit von Strömung, welche den Grenzstrom des Systems verändert. Es konnte keine Änderung in den Stromdichtekurven beobachtet werden, die auf erzwungene Konvektion hindeutet, da sich tatsächlich an der Elektrode eine Staupunktströmung einstellt, welche dafür sorgt, dass das Gebiet in unmittelbarer Elektrodennähe weitgehend in Ruhe ist. In Abbildung 6.12 sind auf der linken Seite Stromlinien im Volumen der Zelle und auf der rechten Seite der Betrag der Geschwindigkeit und die Vektoren in der Mittelebene dargestellt. Anhand der Stromlinien ist der Charakter der Rotationsströmung ganz klar zu erkennen.

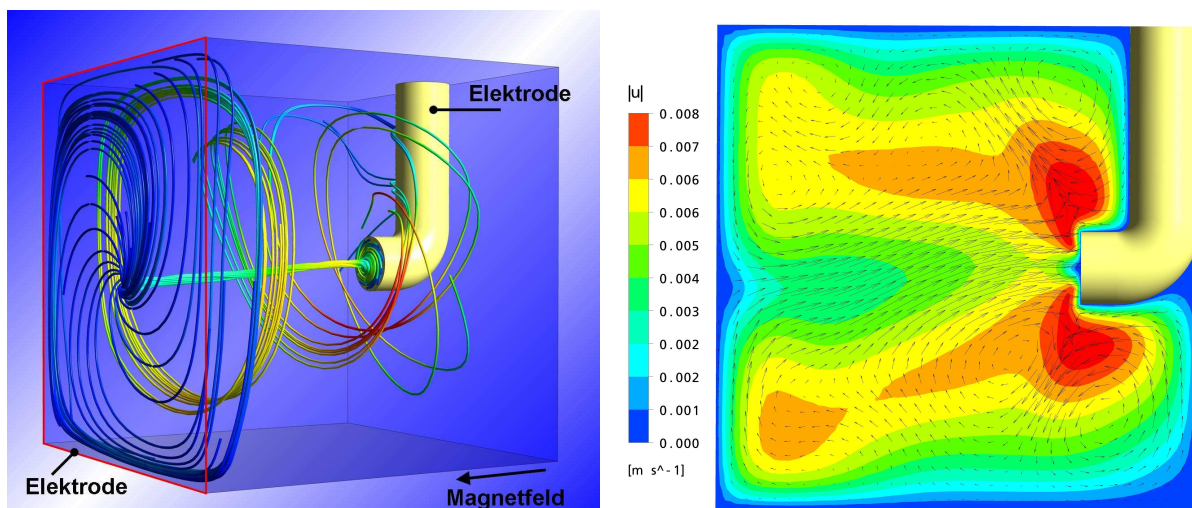


Abb. 6.12.: Ausgewählte Stromlinien der berechneten Strömung an der Millielektrode (links) und Vektorplot der auf die Mittelebene projizierten Geschwindigkeiten (rechts).

Die Sekundärströmung ist ebenfalls gut zu sehen. Die Rechnungen belegen die bei den Messungen beobachteten zwei Wirbelwalzen. Den größten Anteil an der Gesamtgeschwindigkeit stellt die Geschwindigkeit in Umfangsrichtung bezüglich der Elektrode dar. Direkt an der Elektrodenoberfläche ist ein Gebiet, in dem die Geschwindigkeit sehr klein wird. Ähnlich dem Auge eines Tornados ist hier das Fluid nahezu in Ruhe. Da in die Berechnung nur die Lorentzkraft aus der primären Stromdichteverteilung eingegangen ist und Dichteeffekte nicht berücksichtigt wurden, die Übereinstimmung mit dem Experiment aber sehr gut ist, ist davon auszugehen, dass die lorentzkraftgetriebene Strömung ganz klar dominiert und sogar so stark ist den Austausch von elektrodennahem Fluid mit der übrigen Zelle zu verhindern. Dies wird in den Konzentrationsmessungen mit der Hintergrundschlierenmethode deutlich.

### 6.3.3. Hintergrundschlierenmethode

Das ursprüngliche Schlierenverfahren wird häufig zur Messung von Dichteunterschieden in kompressiblen Strömungen verwendet. Es ist vom optischen Aufwand aber sehr anspruchsvoll. Ausgenutzt wird hierbei der Zusammenhang von Dichte und Brechungsindex des Fluids.

Das Hintergrundschlierenverfahren (im Englischen background oriented schlieren BOS) (Meier, 2000) dient ebenfalls zur Messung von Unterschieden im Brechungsindex und kommt dabei ohne umfangreiche optische Aufbauten aus. Das Verfahren ist noch recht jung und wurde zur Bestimmung von Konzentrationsgradienten in der Elektrochemie erstmals von Weier u. a. (2007) angewendet. An dieser Stelle sollen die Grundlagen daher kurz dargestellt werden, weitere Informationen finden sich z.B. bei Dalziel u. a. (2000), Elsinga (2003), Jensen (2003), Klinge (2003). Das Verfahren beruht auf dem gleichen Effekt, den man mit bloßem Auge als Flimmern der Luft über einer erhitzten Straße im Sommer wahrnimmt. Die scheinbare Bewegung des Hintergrundes wird von Dichteunterschieden in der erwärmten Luft verursacht.

Im Labor wird ein strukturierter Hintergrund, wie in Abbildung 6.13 dargestellt, beobachtet. Der Hintergrund sollte möglichst fein aber unregelmäßig strukturiert sein und darf sich während der Messung nicht verändern. In den Messungen wurde dafür ein zufälliges Punktmuster verwendet. Beobachtet wird der Hintergrund mit einer möglichst hochauflösenden Kamera, die in einiger Entfernung ( $L \approx 1.5 \text{ m}$ ) vom Messobjekt platziert wird, um die kleine Winkelablenkung der Lichtwege in möglichst große virtuelle Verschiebungen  $\Delta X$  zu überführen.

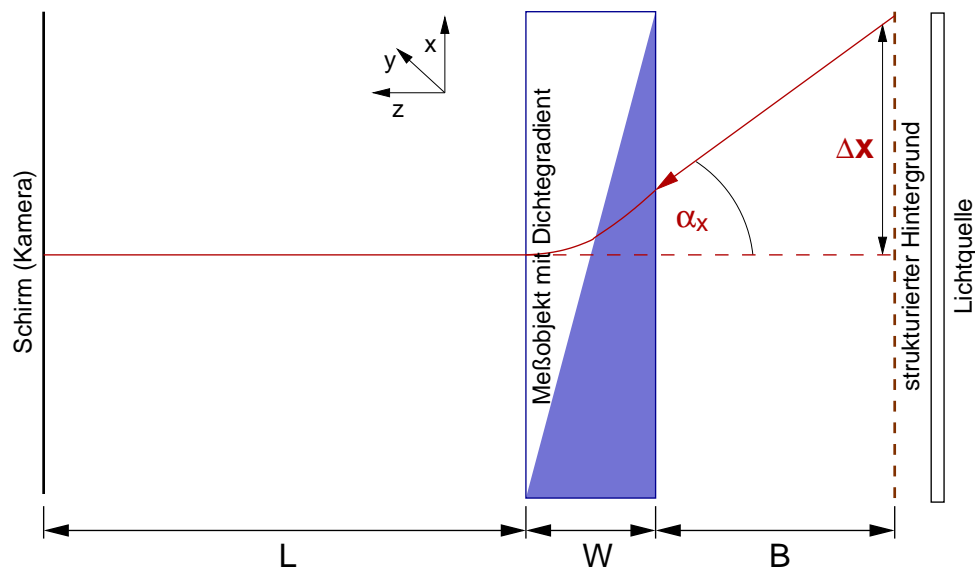


Abb. 6.13.: Prinzipskizze des Hintergrundschlierenverfahrens.

Zuerst wird ein Bild des Hintergrunds bei ausgeglichener Dichteverteilung angefertigt. Dieses Bild dient später als Referenzbild. Ändert sich die Dichteverteilung im Messgebiet  $W$  vor dem Hintergrund, so kommt es durch den veränderten Brechungsindex zu einer scheinbaren

Verzerrung des Hintergrundbildes. Verwendet man nun die gleichen Korrelationsverfahren wie bei der Particle Image Velocimetry, so kann man zwischen Referenzbild und dem Bild mit veränderter Dichteverteilung die Verzerrung des Hintergrundes in einen virtuelle Pixelversatz umrechnen. Im Ergebnis der Korrelation ergibt sich ein Feld von Verschiebungsvektoren, die wie beim richtigen Schlierenverfahren (Merzkirch, 1987, Settles, 2001) proportional zur Ableitung des Brechungsindex nach  $x$  und  $y$  sind. Das Messverfahren integriert hier die Dichteunterschiede in der Tiefe, es wird daher idealerweise angenommen, dass der Brechungsindex keine Funktion von  $z$  ist<sup>1</sup>. Die Rückrechnung auf die Brechungsindexverteilung und damit über Kalibrierkurven auf die Dichte bzw. im vorliegenden Fall auf die Konzentration, kann nun über eine Integration der Messwerte oder über die Lösung einer Poisson-Gleichung erfolgen. Dabei ist eine genaue Bestimmung der Konzentration an mindestens einem Ort im Messvolumen nötig. Eine Bestimmung der Dichte an mehreren Punkten und eine gewisse Rauscharmut der Messwerte ist wünschenswert, da sich bei der Rückintegration von rauschbehafteten Messwerten Fehler immer verstärken. In den folgenden Betrachtungen ging es lediglich um die qualitative Beobachtung der Vorgänge in der Zelle, weshalb auf eine quantitative Auswertung verzichtet wurde.

In Abbildung 6.14 sind die Absolutbeträge der Verschiebungsvektoren in Pixeln dargestellt. Ein hoher Wert bezeichnet große Gradienten im Brechungsindexfeld, also große Konzentrationsgradienten.

Auf der linken Seite ist die Konzentrationsverteilung 44 s nach dem Einschalten der kathodischen Kupferabscheidung an der Elektrode gezeigt. Durch die Abreicherung der Kupferionen in der elektrodennahen Lösung bildet sich ein Fluidvolumen geringerer Dichte aus. Messungen ohne Magnetfeld haben gezeigt, dass dieses Fluid, eine Fahne bildend, nach oben aufsteigt. Im hier dargestellten Fall bildet sich durch die Permanentmagnete und den Stromfluss die azimuthale Lorentzkraftdichteverteilung aus, welche eine Drehströmung um die Achse der Arbeitselektrode antreibt. Diese Strömung lässt die Bildung einer aufsteigenden Fahne abgereicherter Lösung nicht zu, vielmehr sammelt sich die verdünnte Lösung zunächst im Zentrum der Drehströmung. Dies ist durch den ausgeprägten farbigen Bereich an der Elektrodenfläche zu erkennen. Eben jenes Verhalten wurde auch von Leventis und Dass (2005) beobachtet und auf die Konzentrationsgradientenkraft zurückgeführt. Die Konzentrationsgradientenkraft kann hier aber nicht die Ursache für das Ansammeln der abgereicherten Lösung an der Elektrode sein, da diese nach Gleichung 6.1 von der Elektrode weg gerichtet ist. Kupferionen sind paramagnetisch, für die kathodische Kupferabscheidung ist deren Konzentration an der Elektrode unter Grenzstrombedingungen  $c_{Cu^{2+}} = 0$ . Sie steigt mit zunehmendem Elektrodenabstand auf die Ursprungskonzentration in der Lösung an.  $\nabla c$  ist also von der Elektrode weg gerichtet, weshalb auch  $F_{\nabla c}$  von der Elektrode weg zeigt und die Lösung von der Elektrode weg befördern müsste.

<sup>1</sup>Für rotationssymmetrische Probleme (Sznitman und Rosgen, 2006) bzw. Messungen mit mehreren Kameras (Klinge, 2003), kann wie bei anderen tomografischen Messverfahren eine Rückrechnung auf ein dreidimensionales Dichtefeld erfolgen.

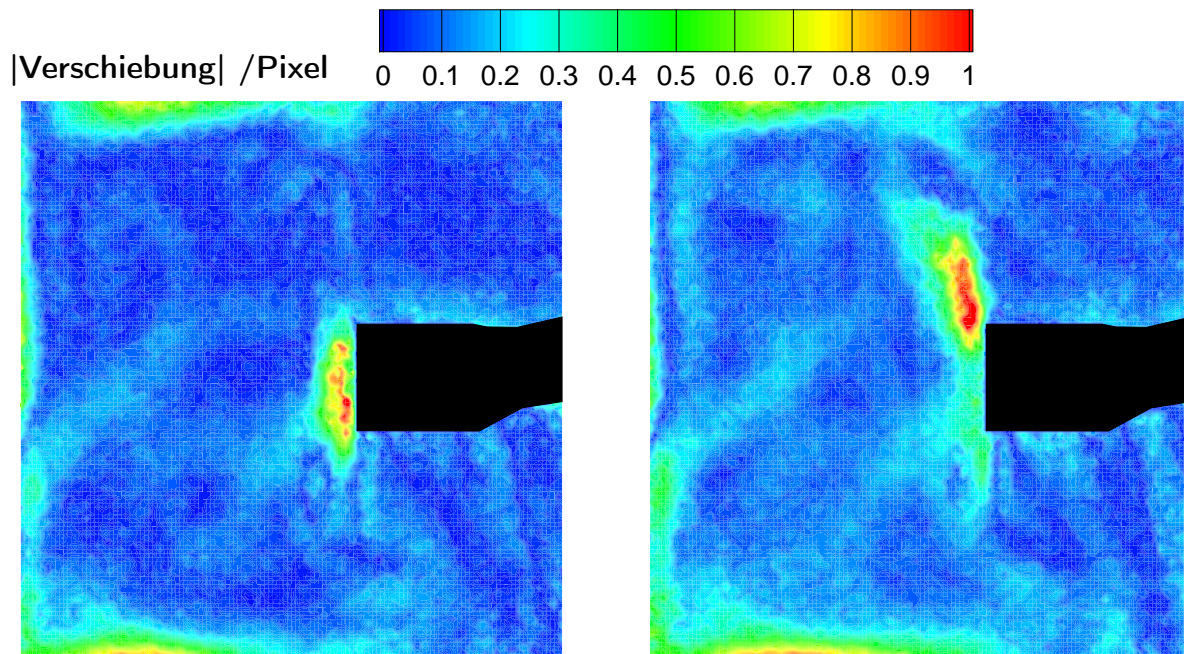


Abb. 6.14.: Virtueller Pixelversatz aufgrund von Konzentrationsunterschieden für die kathodische Kupferabscheidung 44 s nach Beginn der Elektrolyse (links) und 5 s nach dem Ausschalten der Stromzufuhr (rechts).

Wenn der Strom abgeschaltet wird, kommt es, wie auf der rechten Seite in Abbildung 6.14 zu sehen ist, zum Aufsteigen der abgereicherten Lösung aufgrund von Dichteunterschieden. Die Konzentrationsgradientenkraft ist unabhängig vom Stromfluss und sollte sich daher bei dessen Abschaltung nicht ändern. Wäre sie ursächlich für das Festhalten der abgereicherten Lösung an der Elektrode, müsste diese dort verharren.

Durch das Abschalten des Stromflusses verschwindet die Lorentzkraft und die Strömung wird abgebremst. Mit dem Wegfall der erzwungenen Konvektion kann sich die dichtegetriebene freie Konvektion nun voll entfalten. Die leicht gekrümmte Bahn der aufsteigenden Fahne ist auf die Nachwirkung der Drehströmung zurückzuführen.

Beobachtet man die anodische Kupferauflösung, so kann man die gleichen Phänomene beobachten, nur dass die nun schwerere Lösung an der Elektrode absinkt, sobald der elektrische Stromfluss abgeschaltet wird.

#### 6.3.4. Zusammenfassung

Die von Leventis und Dass (2005) als Beweis für die Existenz der Konzentrationsgradientenkraft aufgeführten Experimente lassen eine Erklärung aller Beobachtungen allein aufgrund der lorentzkraftgetriebenen Strömung zu. Die Konzentrationsgradientenkraft ist somit experimentell bisher noch nicht nachgewiesen, vielmehr gibt es Grund zu der Annahme, dass die Konzentrationsgradientenkraft in der in Gleichung 6.1 beschriebenen Form nicht existiert und die durch die Konzentrationsgradienten bewirkten Kräfte nur eine untergeordnete Rolle spielen (Coe)

### 6.3. Lorentzkraftgetriebene Konvektion an Millielektroden

u. a., 2007). Die hier vorgestellten Experimente zeigen ganz klar, dass bei der elektrochemischen Metallabscheidung unter dem Einfluss eines Magnetfeldes durch die geometriebedingten Krümmungen der elektrischen Feldlinien häufig lokal sehr große Lorentzkräfte auftreten können. Diese induzieren Strömungsphänomene, welche auch global in der Zelle wirken können und müssen daher bei der Bewertung der Beobachtungen immer berücksichtigt werden. Ein prinzipielles Ausschließen des „MHD“-Effektes aufgrund nominell paralleler Felddausrichtung ist von vornherein falsch.

## 6. Elektrochemie

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

### 7.1. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Wirkung der elektromagnetischen Strömungsbeeinflussung mit wandparallelen Lorentzkräften an der Vorderkante einer angestellten, ebenen Platte und einem NACA0015-Profil untersucht. Um Einblicke in die physikalischen Vorgänge bei der Strömungsbeeinflussung zu erlangen, wurde die zeitaufgelöste Particle Image Velocimetry Technik eingesetzt. Zusätzlich wurden Kraftmessungen am NACA0015-Profil durchgeführt, welche für ausgewählte Anstellwinkel mit den PIV-Messungen synchronisiert wurden. Um die anfallenden großen Datenmengen auf kohärente Strukturen zu untersuchen, wurden die Orthogonalmodenzerlegung und ein Waveletalgorithmus zur Wirbeldetektion angewandt. Diese Algorithmen wurden im Vorfeld der Experimente entwickelt und trugen zur Klärung wichtiger Strömungsphänomene bei.

Die PIV-Messtechnik wurde ebenfalls zur Untersuchung von Strömungsvorgängen in elektrochemischen Zellen verwendet. Um die dreidimensionale Strömung in diesen Zellen besser zu verstehen, wurden zusätzlich numerische Strömungssimulationen mit den kommerziellen Programmen Fluent und Ansys CFX durchgeführt. Zur Messung der Konzentrationsverteilungen wurde erstmals die Hintergrundschlierenmethode auf elektrochemische Probleme angewandt. Die wesentlichen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sollen nun der Kapitelfolge nach zusammengefasst werden.

- Datenauswertung

Für die zeitaufgelöste PIV-Messtechnik ist es unbedingt notwendig die große Menge anfallender Daten zu reduzieren und auf wichtige Informationen hin zu untersuchen. In der vorliegenden Strömung wird davon ausgegangen, dass sich die wesentlichen Mechanismen mit dem Verständnis der Wirbelstrukturen auf der Saugseite der Profile erklären lassen. Daher wurden für die Datenanalyse zwei sehr unterschiedliche Ansätze verfolgt, um Informationen über diese Strukturen aus den Geschwindigkeitsmessdaten zu extrahieren.

Mit der kontinuierlichen Waveletanalyse wurde nach Wirbelstrukturen in der Wirbelstärkeverteilung gesucht, welche einem theoretischen Wirbelmodell (Lamb-Oseen Wirbelmodell) entsprechen. Dazu wurde ein Algorithmus entwickelt, welcher zuerst die Wirbelstärke berechnet,



## 7. Zusammenfassung und Ausblick

diese danach mit der Hilfe des  $\lambda_2$ -Kriteriums nach ihrem rotationsbehafteten Anteil filtert und im Anschluss nach Wirbelstrukturen sucht. Der Algorithmus überprüft vorher die Längenskalen möglicher Strukturen und passt den Suchbereich automatisch an. Damit wurde eine verbesserte Genauigkeit erreicht. Die Detektion der Wirbelstrukturen mittels Waveletalgorithmus hat sich sowohl für die Untersuchung an der angestellten Platte als auch am NACA0015-Profil als äußerst nützlich erwiesen.

Die zweite Methode der Datenreduktion ist die Proper Orthogonal Decomposition oder Orthogonalmodenzerlegung. Mit dieser Methode wurden die Strömungsfelder in energieoptimale Moden zerlegt. Dazu wurde hier ebenso die Verteilung der Wirbelstärke verwendet, da somit bei hohen Reynoldszahlen eine verbesserte Konvergenz erreicht werden kann. Die entstehenden Moden sind nun enstrophieoptimal. Damit lassen sich Bereiche starken Impulsaustausches in der Strömung erkennen und bewerten. Die Moden dienen außerdem als Grundlage zur Erstellung eines reduzierten Modells der Strömung. Die POD-Moden für die Untersuchungen an der angestellten Platte zeigen deutlich die Wirkung der unterschiedlichen Parameter. Für die Messungen am NACA0015-Profil sind die Moden aufgrund der kurzen Messzeiten und geringen Impulskoeffizienten schwierig zu interpretieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ebenfalls an der Verbesserung der Genauigkeit der zeitaufgelösten PIV-Technik mit adaptiven Methoden gearbeitet und verschiedene Ansätze wurden erfolgreich getestet.

- Ablösekontrolle

Ist der Anstellwinkel  $\alpha$  eines Profils nur ein wenig größer als der kritische Anstellwinkel bei dem die Strömung abreißt, so gelingt es bereits mit kleinen Impulskoeffizienten die Strömung komplett wieder anzulegen. Dieser Bereich kann als Ablösekontrolle bezeichnet werden. Die Ablösekontrolle ist gekennzeichnet durch das nicht monotone Verhalten der Wirkung der Strömungsbeeinflussung bei der Erhöhung des Impulskoeffizienten. Dies tritt an dem hier untersuchten NACA0015-Profil bis  $\alpha \approx 16^\circ$  auf. Bei diesem Anstellwinkel wurden synchrone PIV- und Kraftmessungen durchgeführt. Mit dem Einbringen einer kleinen Störung konnte hier die Strömung komplett wieder angelegt werden. Für die untersuchten Reynoldszahlen stellte sich heraus, dass  $c'_\mu = 0.2\%$  hinsichtlich des Auftriebsbeiwertes den optimalen Impulskoeffizienten darstellt. Hier wird die laminare Grenzschicht in eine turbulente überführt, welche der Profilkontur besser folgen kann. Mit der Erhöhung des Impulskoeffizienten kommt es zu einer Beeinflussung der Strömung durch Wirbelstrukturen, welche zunächst einen negativen Effekt auf den Auftriebsbeiwert haben. Eine weitere Erhöhung des Impulskoeffizienten bei geeigneter Frequenz führt schließlich wieder zu einem Anstieg des Auftriebsbeiwertes.

Hinsichtlich der Frequenz ist in diesem Bereich kein stark frequenzabhängiges Verhalten zu beobachten, jedoch ist die Wahrscheinlichkeit, dass die Strömung komplett wieder anlegt im Bereich von  $F^+ = 0.5 \dots 1$  höher.

Als günstige Wellenformen haben sich für die Strömungskontrolle die verkürzten Rechteckpulse herauskristallisiert. Bei dieser Wellenform kam es für die untersuchten Impulskoeffizienten zu einer schwächeren Kopplung von Auftrieb und Widerstand gegenüber anderen Wellenformen, die Gleitzahl lag für die kurzen Pulse deutlich über der Gleitzahl, welche mit der Beeinflussung mit anderen Wellenformen erreicht werden konnte. Durch die verstärkte Vermischung legt die Strömung im zeitlichen Mittel bei kleineren Impulskoeffizienten komplett an.

- Kontrolle abgelöster Strömungen

Kann die Strömung nicht mehr komplett wieder angelegt werden, so kann von der Kontrolle abgelöster Umströmung gesprochen werden. Der Auftrieb geht hier nicht mehr mit einer Widerstandsverminderung einher, sondern wird durch die Stabilisierung eines geschlossenen Rezirkulationsgebietes über der Saugseite des Profils erreicht. Dadurch steigt der Widerstand an. Mit steigendem Impulskoeffizienten  $c'_\mu > 0.5\%$  kommt es wieder zu einer Widerstandsverminderung, die Gleitzahlen können damit weiter erhöht werden.

Für hohe Impulskoeffizienten ist die Anregung mit einem Dreiecksignal geeigneter als die Anregung mit einem Sinus- bzw. Rechtecksignal. Eine generelle Skalierung des Auftriebes mit dem Spitzenwert des Stromes konnte allerdings nicht gefunden werden. Die Anregung mit kurzen Pulsen bringt für die hier untersuchten Impulskoeffizienten keine Vorteile. Es stellen sich Wellenformen als günstig heraus, die ein geschlossenes Rezirkulationsgebiet möglichst lange über der hinteren Hälfte der Saugseite stabilisieren.

Hinsichtlich der optimalen Anregungsfrequenz konnte festgestellt werden, dass die Untersuchung der unbeeinflussten Strömung die Antwort auf die optimale Frequenz liefert. Die im Kraftsignal für einen bestimmten Anstellwinkel als dominant ermittelte Frequenz stellte sich immer als die Frequenz der höchsten Wirkung bei der Strömungsbeeinflussung heraus. Diese Frequenz stimmt für hohe Anstellwinkel, also die vollständig abgelöste Umströmung, mit der Nachauffrequenz überein ( $St \approx 0.2$ ). Offenbar kommt es hier zu einer günstigen Kopplung der Wirbelstrukturen über der Saugseite des Profils und dem Nachlauf. Der in der Literatur angegebene Bereich von  $F^+ = O(1)$  konnte für die untersuchten Anstellwinkel auf  $F^+ = 0.4 \dots 0.7$  eingegrenzt werden, wobei die Frequenz nur eine Funktion des Anstellwinkels ist und sich für die untersuchten Reynoldszahlen nicht veränderte. Die Verwendung dieser Frequenzen gewährleistet ebenfalls, dass die entstehenden Strukturen genug Zeit haben miteinander zu interagieren. Für die kurzen Pulse ist daher eine gegenüber der optimalen Frequenz leicht erhöhte Frequenz ebenfalls günstig. Für höhere Impulskoeffizienten  $c'_\mu = 2.6\%$  hat sich auch bei hohen Anstellwinkeln und der Verwendung kurzer Pulse an der abgelösten Platte eine deutliche Verringerung des Rezirkulationsgebietes ergeben. Für die Umströmung des NACA0015-Profiles mit Reynoldszahlen von  $Re = 0.5 \cdot 10^5$  bzw.  $Re = 10^5$  konnte dies aufgrund der Maximalstrombegrenzung nicht überprüft werden.

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

- Elektrochemie

An zwei unterschiedlichen elektrochemischen Systemen wurde die durch den Einfluss eines externen Magnetfeldes lorentzkraftinduzierte Strömung messtechnisch und numerisch untersucht. Die experimentellen Ergebnisse wurden mittels PIV, die numerischen mit den kommerziellen Programmen Fluent und Ansys CFX erzielt. Zur Klärung des Magnetfeldeinflusses auf die Strömung in einer im SFB 609 verwendeten zylindrischen, elektrochemischen Zelle wurde eine modifizierte Zelle konstruiert, welche optischen Zugang und damit Geschwindigkeitsmessungen mit PIV erlaubte. Im Gegensatz zu den Vermutungen, dass bei der nominell parallelen Anordnung des elektrischen und magnetischen Feldes keine lorentzkraftgetriebenen Strömungen auftreten, wurden sehr komplexe Primär- und Sekundärströmungen beobachtet. Die experimentellen Ergebnisse an dieser modifizierten Zelle konnten mit numerischen Berechnungen bestätigt werden. Die gute Übereinstimmung der Ergebnisse lässt den Schluss zu, dass die numerischen Berechnungen in der für die Messtechnik unzugänglichen Originalzelle die realen Strömungszustände gut widerspiegeln. Durch die Feldlinienkrümmungen des elektrischen Feldes in Elektrodennähe werden hier lokal sehr starke Lorentzkräfte erzeugt, welche auch bei einem homogenen Magnetfeld zu Strömungen sehr komplexer Natur führen. Aufgrund der Ergebnisse konnten die elektrochemischen Zellen zur Untersuchung der Metallabscheidung im Magnetfeld überarbeitet werden.

Weiterhin wurde die Strömung an Millielektroden unter dem Einfluss eines externen Magnetfeldes untersucht. In der Literatur wurde davon ausgegangen, dass hier, wiederum aufgrund der nominell gleichen Feldrichtungen, keine Lorentzkräfte wirken. Die beobachteten Phänomene wurden der Konzentrationsgradientenkraft zugeschrieben. Die Krümmung in den elektrischen Feldlinien gibt aber auch hier mit der Überlagerung eines Magnetfeldes Anlass zu lokalen Lorentzkraften im Elektrolyt, welche Strömungen induzieren. Diese Strömungen wurden numerisch und experimentell untersucht. Die Konzentration wurde dabei mit der Hintergrundschlierenmethode vermessen, welche nach Wissen des Autors erstmalig für elektrochemische Vorgänge verwendet wurde. Durch die virtuelle Verschiebung eines Hintergrundbildes bei der konzentrationsbedingten Veränderung des Brechungsindex im untersuchten Medium kann auf die veränderte Konzentration rückgeschlossen werden. Mit den Geschwindigkeits- und Konzentrationsmessungen konnten alle beobachteten Phänomene des experimentellen Nachweises, der in der Literatur kontrovers diskutierte Konzentrationsgradientenkraft, auf das Wirken der Lorentzkraft zurückgeführt werden.

### 7.2. Ausblick

Die periodische Anregung der Tragflügelumströmung hat den Vorteil, dass die wechselnde Belastung an den Elektroden den Verschleiß durch Korrosion auf alle Elektroden gleich verteilt.

Die Platinelektroden haben sich allerdings als sehr langlebig erwiesen. In diesem Zusammenhang sind natürlich auch überlagerte Wellenformen mit einem positiven oder negativen Gleichanteil in der Lorentzkraft denkbar. In Abbildung 7.1 ist die phasengemittelte Wirbelstärke für eine solche Anregung mit positivem (links) und negativem Gleichanteil (rechts) dargestellt.

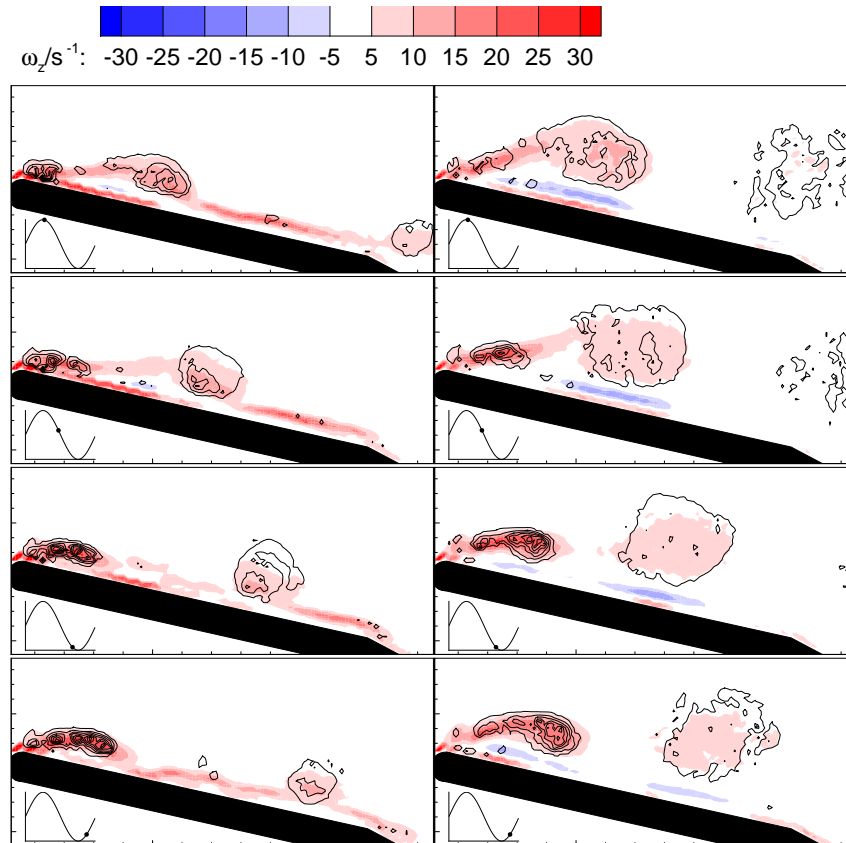


Abb. 7.1.: Phasengemittelte Wirbelstärke  $\omega_z$  für eine mit sinusförmiger Anregung beeinflusste Plattenumströmung ( $\alpha=13^\circ$ ,  $Re = 10^4$ ) mit  $F^+ = 1.0$ ,  $c'_\mu = 2.6\%$  und  $c_\mu = \pm 1.3\%$  mit positivem (links) und negativem Gleichanteil (rechts).

Die Ausprägung der unterschiedlichen Wirbelstrukturen ist dabei sehr deutlich. Mit positivem Gleichanteil können sehr kleine Wirbelstrukturen generiert werden, welche sich direkt auf der Saugseite stromab bewegen. Die Verwendung eines negativen Gleichanteils verursacht große, abgelöste Wirbelstrukturen über der Saugseite. Um die Effizienz eines Lorentzkraftaktuators weiter zu steigern, bzw. verschiedene Kontrollziele mit einem einzelnen Aktuator über die Steuerung des Stromes zu realisieren, sollten weitere Untersuchungen auf dem Gebiet der Wellenformabhängigkeiten durchgeführt werden. Der Mechanismus, der zur Auftriebssteigerung führt, ist ein großes, geschlossenes Rezirkulationsgebiet. Ziel der Anregung sollte daher die Stabilisierung dieses Rezirkulationsgebietes über einen möglichst langen Zeitraum sein. In diesem Sinne ist ebenso eine multifrequente Anregung lohnend. Hier können mit der Anregung unterschiedliche Ziele gleichzeitig verfolgt werden. Eine Frequenz kann so gewählt

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

werden, dass die Scherschichtaufweitung maximal wird, die zweite kann im Bereich optimaler Nachlaufbeeinflussung gewählt werden. Beide Frequenzen liegen dabei jeweils im Bereich  $F^+ = O(1)$ .

Da die optimalen Anregungsfrequenzen mit den typischen Nachlauffrequenzen abgelöster Strömungen zusammenfallen, sollte der Nachlauf in die weiteren Untersuchungen mit einbezogen werden. Im Sinne einer intensiveren Nachlaufbeeinflussung ist ebenso eine kombinierte Anregung an der Profilvorder- und Hinterkante bei hohen Anstellwinkeln denkbar. Melton u. a. (2004) zeigen, dass mit der Phasenverschiebung zwischen beiden Anregungen sehr unterschiedliche Wirbelstrukturen über der Saugseite und im Nachlauf erzeugt werden können.

Die Experimente wurden bereits einer Orthogonalmodenzerlegung unterzogen. Im Rahmen des SFB 609 ist es mittels eines POD-basierten reduzierten Modells gelungen die Anregungsfrequenz bei der lorentzkraftbeeinflussten Zylinderumströmung zu optimieren. Sollte dieses Vorgehen auf die hohen Reynoldszahlen der durchgeführten Experimente übertragbar sein, ist es an dieser Stelle unbedingt sinnvoll die Optimierung für die angestellte Platte hinsichtlich Frequenz und Wellenform mit POD-Moden aus realen Experimenten vorzunehmen. Da die Optimierung mit reduzierten Modellen immer nur für einen begrenzten Parameterraum gilt, ist hier ein iteratives Vorgehen mit dem Experiment notwendig.

Bei der Metallabscheidung unter dem Einfluss eines externen homogenen Magnetfeldes kann es in Elektrodennähe geometriebedingt oder durch Inhomogenitäten auf der Elektrodenoberfläche selbst zu Krümmungen in den elektrischen Feldlinien kommen. Dadurch wird immer eine Lorentzkraft generiert, die eine Strömung anfacht. Der Einfluss dieser Strömung auf die Metallabscheidung kann sehr wesentlich sein. Daher sollte für alle untersuchten elektrochemischen Prozesse unter dem Einfluss eines Magnetfeldes die Amplitude einer solchen Strömung zumindest abgeschätzt werden. Die Geschwindigkeitsmessungen mit PIV haben sich als sehr aufschlussreich erwiesen und stellen eine gute Grundlage dar die numerischen Untersuchungen auf diesem Gebiet zu validieren. Da das Volumen der elektrochemischen Zellen relativ klein und die Strömung eher langsam ist, kann hier mit einfachen Mitteln das zeitaufgelöste Verfahren auf die dritte Geschwindigkeitskomponente erweitert werden. Somit wird ein Vergleich der instationären Strömung mit den dreidimensionalen, numerischen Ergebnissen möglich.

Das Hintergrundschlierenverfahren sollte ebenfalls weiter ausgebaut werden. Der Experimentieraufbau muss sehr sorgfältig auf mechanische Stabilität hin ausgerichtet werden. Um von den Verteilungen des Brechungsindexgradienten bzw. Konzentrationsgradienten auf die Konzentration rückrechnen zu können, muss eine Integrationskonstante über eine Punktmessung an mindestens einem Ort der Zelle bestimmt werden.

## A. Anhang

### A.1. Wirbelstärkeberechnung

Die Wirbelstärke ist über die Rotation des Geschwindigkeitsfeldes, also die lokalen Ableitungen der Geschwindigkeitsvektoren in Gleichung 3.20 definiert. Im Zentrum eines Wirbels befindet sich ein lokales Maximum des Betrages der Wirbelstärke, der Umkehrschluss ist allerdings nicht möglich. Ein Gebiet hoher Wirbelstärke beschreibt nicht zwangsläufig das Zentrum eines Wirbels, sondern eher ein Gebiet starker Stromlinienkrümmung oder im Allgemeinen große Geschwindigkeitsgradienten. Diese sind für Scherschichten oder Grenzschichten ebenfalls typisch (Davidson, 2004). Die Wirbelstärke ist daher sehr gut geeignet die sich entwickelnde Scherschicht zu visualisieren. Gegenüber der Geschwindigkeitsverteilung besteht ein weiterer Vorteil der Wirbelstärke darin, dass sie koordinatensystemunabhängig ist. Carlier und Stanislas (2005) verwenden die Geschwindigkeitsverteilung eines Lamb-Oseen Wirbelmodells und korrelieren diese mit dem Feld der gemessenen Geschwindigkeit um Wirbel zu detektieren. Aufgrund der Konvektionsgeschwindigkeit müssen hier zusätzliche Maßnahmen ergriffen werden, um genaue Ergebnisse zu erhalten. Die Verwendung der Geschwindigkeit kann schnell zu Fehlinterpretationen führen, weshalb für den Waveletalgorithmus die Wirbelstärke gewählt wurde. Diese ist für 2D-2C PIV-Messungen nur für die Komponente  $\omega_z$  definiert. Das Vorzeichen gibt den Drehsinn an. Die Berechnung der Geschwindigkeitsgradienten aus rauschbehafteten Messungen stellt immer eine Schwierigkeit dar. Raffel u. a. (2007) stellen dafür verschiedene Methoden vor und geben deren Genauigkeit an. Ein Verfahren welches in der dritten Ordnung genau ist, ist die Richardson-Extrapolation nach Gleichung A.1.

$$\left(\frac{df}{dx}\right)_i \approx \frac{f_{i-2} - 8f_{i-1} + 8f_{i+1} - f_{i+2}}{12\Delta x} \quad (\text{A.1})$$

Der Fehler beträgt hier  $\approx 0.95 \frac{\epsilon_u}{\Delta x}$ . Eine weitere Möglichkeit der Berechnung von Ableitungen ist die Methode der Minimierung der Fehlerquadrate nach Gleichung A.2.

$$\left(\frac{df}{dx}\right)_i \approx \frac{2f_{i+2} + f_{i+1} - f_{i-1} - 2f_{i-2}}{10\Delta x} \quad (\text{A.2})$$

## A. Anhang

Der Fehler ist hier mit  $\approx 1 \frac{\varepsilon_u}{\Delta x}$  etwas höher. Während die Methode der kleinsten Fehlerquadrate zu einer deutlichen Glättung der Wirbelstärkeverläufe führt, ist die Richardsonmethode dazu geeignet den Abbruchfehler der Taylorreihe zu minimieren. Der numerische Aufwand ist für beide Varianten etwa in der gleichen Größenordnung. In den Anwendungen für den Waveletalgorithmus haben sich beide Methoden bewährt, auch wenn der Methode der kleinsten Fehlerquadrate mit einem zusätzlichen Medianfilter der Vorrang gewährt wurde (Cierpka u. a., 2008).

Die Berechnung der Ableitungen kann durch die Verwendung der Zirkulation umgangen werden. Die Wirbelstärke ist über das Stokes Theorem mit der Zirkulation verknüpft. Für PIV-Daten auf einem diskreten Gitter ergibt sich daher der Zusammenhang in Gleichung A.3.

$$\omega_z = \frac{1}{A} \oint_{l(x,y)} (u, v) \cdot dl \quad (\text{A.3})$$

$\omega_z$  ist hier die mittlere Wirbelstärke in einem Gebiet der Fläche  $A$ , welches durch  $l$  berandet wird. Durch die Integration der Geschwindigkeitswerte um einen zentralen Punkt kann die Wirbelstärke damit zu

$$(\omega_z)_{i,j} = \frac{\Gamma_{i,j}}{4\Delta x \Delta y}, \quad (\text{A.4})$$

mit

$$\begin{aligned} \Gamma_{i,j} = & \frac{1}{2} \Delta x (u_{i-1,j-1} + 2u_{i,j-1} + u_{i+1,j-1}) \\ & - \frac{1}{2} \Delta x (u_{i+1,j+1} + 2u_{i,j+1} + u_{i-1,j+1}) \\ & + \frac{1}{2} \Delta y (v_{i+1,j-1} + 2v_{i+1,j} + v_{i+1,j+1}) \\ & - \frac{1}{2} \Delta y (v_{i-1,j+1} + 2v_{i-1,j} + v_{i-1,j-1}) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

berechnet werden. Von seiner Genauigkeit entspricht dieses Verfahren der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, allerdings müssen hier mehr Punkte hinzugezogen werden. Die Berechnung der Wirbelstärke über die Zirkulation ist besonders für räumliches Oversampling gut geeignet.

Eine sehr elegante, aber auch sehr rechenintensive Methode wurde von Soria (1996) vorgeschlagen. Hier wird vor der Ermittlung der Ableitungen eine Polynomanpassung zweiter Ordnung an acht Stützstellen im Rechengebiet durchgeführt. Fouras und Soria (1998) erweitern die Polynomanpassung auf dreizehn Stützstellen. Diese Verfahren wurde beispielsweise von Kostas u. a. (2005) angewendet<sup>1</sup>. Nach dem Wissen des Autors existiert in der Literatur bisher

<sup>1</sup>Scarano (2008a) entwickelte dieses Verfahren für zeitaufgelöste PIV-Daten noch weiter, indem nicht nur die Anpassung einer Fläche an das Wirbelstärkefeld durchgeführt wird, sondern ein Volumenkörper in der Ebene  $x, y$  und der Zeit  $t$  verwendet wird. Dadurch steigt der Rechenaufwand noch einmal an, weshalb dieses Verfahren

noch kein Vergleich der unterschiedlichen Methoden. Aufgrund der hohen Rechenzeiten für diese Methode für große Datenmengen wurden das konventionelle Richardson-Schema bzw. die Methode der kleinsten Fehlerquadrate vorgezogen.

## A.2. Das $\lambda_2$ -Kriterium

Verschiedene Eigenschaften eines Wirbels können zu dessen Identifikation genutzt werden. Beispielsweise markiert ein lokales Minimum des Druckes das Zentrum eines Wirbels, es liegt aber nicht zwangsläufig ein Wirbel vor, wenn ein Minimum im Druckfeld auftaucht. Instationäre Spannungen können ebenfalls dazu führen, dass ein Druckminimum generiert wird, welches nicht mit Rotation des Fluids oder Wirbelstrukturen zusammenhängt. Andererseits können Zähigkeitseffekte dazu beitragen, dass das Minimum verschwindet, obwohl ein Wirbel vorliegt. Zudem ist es notwendig ein Koordinatensystem unabhängiges Kriterium zu finden. Die Wirbelstärke ist hier nur bedingt geeignet, da Gebiete großer Scherung ebenfalls zu hohen Werten der Wirbelstärke führen. In der Literatur wurden verschiedene Wirbelkriterien vorgeschlagen (Bonnet u. a., 1998, Chakraborty u. a., 2005, Jeong und Hussain, 1995, Vollmers, 2001). Die folgende Herleitung beruht auf der Arbeit von Jeong und Hussain (1995) und soll die Anwendung des  $\lambda_2$ -Wirbelkriteriums kurz verdeutlichen.

Jeong und Hussain (1995) leiten die Navier-Stokes Gleichungen ab und zerlegen den so entstehenden Beschleunigungsgradiententensor in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Anteil. Der antisymmetrische Anteil liefert die Wirbelstärketransportgleichung und soll nicht weiter betrachtet werden. Der symmetrische Anteil liefert:

$$\underbrace{\frac{D\mathbf{S}_{ij}}{Dt}}_1 - \underbrace{\nu \mathbf{S}_{ij,kk}}_2 + \mathbf{S}_{ik}\mathbf{S}_{kj} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} = -\frac{1}{\rho} \mathbf{p}_{,ij}, \quad (\text{A.6})$$

wobei  $\mathbf{p}_{,ij} = \partial^2 p / \partial x_i \partial x_j$  die Hessesche Normalform des Drucks darstellt. Wird nun der Einfluss der instationären Scherspannungen (1) und der Zähigkeitseffekte (2) ausgeklammert, bleibt  $\mathbf{S}^2 + \Omega^2$ . Nach Jeong und Hussain (1995) handelt es sich um einen Wirbel, wenn mindestens zwei der drei Eigenwerte  $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$  von  $(\mathbf{S}^2 + \Omega^2)$  negativ sind, also gilt  $\lambda_2 < 0$ .

Die Zerlegung des Geschwindigkeitsgradiententensor  $\nabla \mathbf{u} = \mathbf{S} + \Omega$  liefert für ein zweidimensionales Geschwindigkeitsfeld:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & 0 \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 2\frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} & 0 \\ \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} & 2\frac{\partial v}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 0 & \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} & 0 \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

---

für die hier vorgestellten Untersuchungen ebenfalls ausschied.



## A. Anhang

Daraus ergibt sich:

$$S^2 + \Omega^2 = \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) & 0 \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) & \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Zusammen mit der Kontinuitätsgleichung für inkompressible Fluide

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (\text{A.9})$$

lassen sich die Eigenwerte wie folgt berechnen.

$$0 = \det \begin{pmatrix} \lambda - \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda - \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda - 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

liefert dabei

$$\lambda_1 = 0, \quad \lambda_2 = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} \quad \text{und} \quad \lambda_3 = \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x}. \quad (\text{A.11})$$

Zur besseren Verdeutlichung soll folgende Betrachtung dienen. Ist die Variation der Strömungsgeschwindigkeit  $u$  in  $x$ -Richtung und  $v$  in  $y$ -Richtung klein gegenüber den anderen Gradienten können die Eigenwerte in einen Anteil reiner Deformation  $\lambda_{S^2}$  und reiner Rotation  $\lambda_{\Omega^2}$  geteilt werden.

$$\lambda_{S^2} = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 \quad \text{und} \quad \lambda_{\Omega^2} = -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2. \quad (\text{A.12})$$

Anhand Abbildung A.1 lässt sich die Bedeutung von  $\lambda_2 < 0$  sehr gut verdeutlichen. Haben die Geschwindigkeitgradienten das gleiche Vorzeichen so wird der Anteil aus  $\lambda_{S^2}$ , dem Tensor für die reine Deformation, maximal und der Anteil der Rotation  $\lambda_{\Omega^2}$  verschwindet, woraus folgt, dass bei  $\lambda_2 > 0$  also kein Wirbel vorliegt (*Fall A*). Im Grenzfall (*Fall B*) sind beide Anteile gleich groß und  $\lambda_2 = 0$ , wenn der Rotationsanteil überwiegt, d.h. die Geschwindigkeitgradienten unterschiedliche Vorzeichen haben (*Fall C*), so gilt  $\lambda_2 < 0$  und es liegt ein Wirbel vor.

In Abbildung A.3 wurde eine Strömung simuliert die so in der Natur nicht vorkommt aber dennoch einige charakteristische Merkmale der hier untersuchten Strömungssituation aufweist. Eine schematische Darstellung findet sich in Abbildung A.2. Untersucht werden soll der Fall, der mit einem Wirbel überlagerten Scherschicht. Dazu wurden zwei Grenzschichtprofile  $u(y = 400Px) = 0$ ,  $u(y = 0; 800Px) = u_\infty$ ,  $v = 0$  mit einem Lamb-Oseen Wirbel  $x_0 = 400Px$ ,  $y_0 = 350Px$  überlagert. Die resultierende Wirbelstärke der beiden unterschiedlichen Strömungen ist

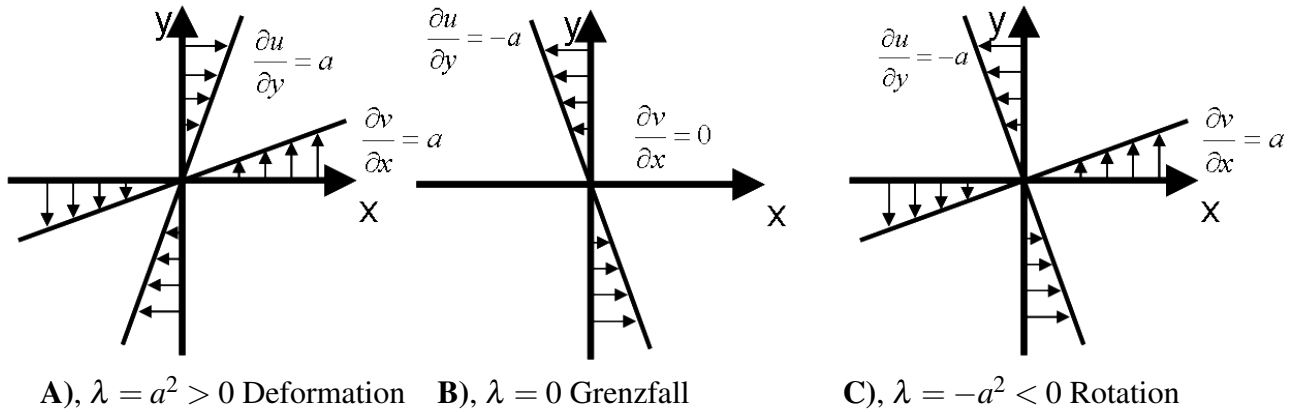


Abb. A.1.: Schematische Interpretation des  $\lambda_2$ -Kriteriums.

dabei in etwa gleich groß.

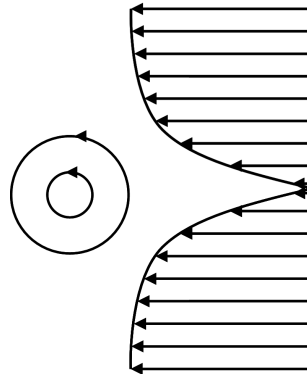


Abb. A.2.: Simulierte Strömung.

Wie anhand des Beispiels deutlich wird, ist der Wirbel bei der Betrachtung der Wirbelstärkeverteilung in Abbildung A.3 aufgrund der Geschwindigkeitsgradienten in der Scherschicht nicht zu erkennen. Mittels des  $\lambda_2$ -Kriteriums wird die Scherschicht jedoch ausgeblendet und der Wirbel wird sichtbar. Selbst wenn angenommen würde (wofür es beim Betrachten der Wirbelstärkeverteilung keinen Hinweis gibt), dass hier ein Wirbel vorliegt, würde sein Zentrum bei  $\|\omega_z\| = \max.$  zu  $x_0 = 405 \text{ Px}$ ,  $y_0 = 365 \text{ Px}$  ermittelt werden. Mit dem  $\lambda_2$ -Kriterium ergibt sich  $x_0 = 405 \text{ Px}$ ,  $y_0 = 355 \text{ Px}$ .

### A.3. Das DEG-Kriterium

Ein Nachteil des  $\lambda_2$ -Kriteriums für den Fall von realen Messdaten ist, dass diese rauschbehaftet und daher nicht immer divergenzfrei sind. Dadurch kann es zu der Situation kommen, dass  $\lambda_2$  und  $\lambda_3$  in Gleichung A.11 unterschiedliche Werte annehmen, bzw. Grenzfälle eintreten, wo beide unterschiedliche Vorzeichen besitzen können. Es müssen daher immer beide Eigenwerte

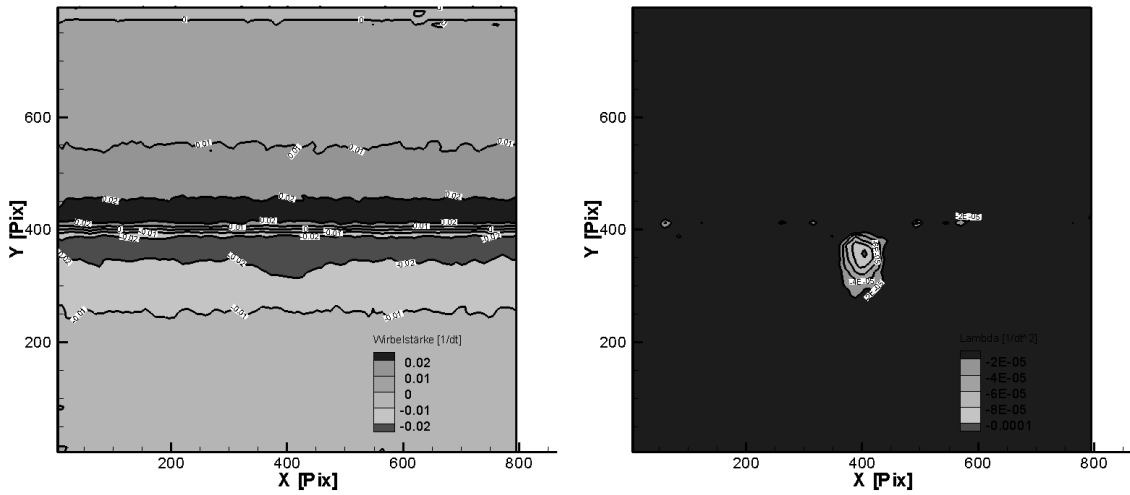


Abb. A.3.: Wirbelstärkeverteilung für eine simulierte Strömung (links) und negative  $\lambda_2$ -Verteilung (rechts)

geprüft werden, um eine eindeutige Zuordnung von zu Wirbeln gehöriger Wirbelstärke vornehmen zu können. Einen Ausweg bietet das sogenannte DEG-Kriterium (Vollmers, 2001). DEG steht dabei für die englische Bezeichnung **d**iscriminant of non-real **e**igenvalues of **g**radient **m**atrix. Wirbel treten dort auf, wo die Diskriminante  $d_2$  des Geschwindigkeitsgradiententensors  $\nabla \mathbf{u}$  negativ wird.

$$\begin{aligned}
 d_2 &= (\text{Spur}(\nabla \mathbf{u}))^2 - 4 \cdot \text{Det}(\nabla \mathbf{u}) \\
 &= \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 - 4 \cdot \left( \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \cdot \frac{\partial v}{\partial x} \right)
 \end{aligned}
 \tag{A.13}$$

Durch einige Umformung und die Annahme der Divergenzfreiheit kann auch diese Kriterium wieder in das  $\lambda_2$ -Kriterium überführt werden. Das DEG-Kriterium hat sich allerdings vielfach bewährt und wird insbesondere für PIV-Daten verwendet (Willert, 2005). Der Vorteil besteht darin nur ein Kriterium prüfen zu müssen. Da auch das DEG-Kriterium auf dem Geschwindigkeitsgradiententensor beruht, ist auch dieses unabhängig vom betrachteten Koordinatensystem und wurde ebenfalls in den Waveletalgorithmus implementiert.

# Symbolverzeichnis

## lateinische Symbole

$\chi_m / \text{m}^3 \text{mol}^{-1}$	magnetische Suszeptibilität
$\Delta x, \Delta y, \Delta z / Px / m$	Partikelversatz, Messgittergröße, Lichtschnittdicke
$\nabla c / \text{mol}(\text{m})^{-1}$	Konzentrationsgradient
$\nabla c$	Konzentrationsgradienten
$\mathbf{B} / \text{T}$	magnetische Flussdichte
$\mathbf{E} / \text{Vm}^{-1}$	elektrische Feldstärke
$\mathbf{F} / \text{Nm}^{-3}$	Lorentzkraftdichte
$\mathbf{j} / \text{Am}^{-2}$	elektrische Stromdichte
$A / \text{m}^2$	Fläche
$a(t)$	zeitabhängige POD-Koeffizienten
$a, b / \text{m}$	Elektroden.- und Magnetbreite
$c / \text{m}$	Profiltiefe, Sehnenlänge
$c'_\mu, c_\mu$	effektiver Impulskoeffizient, Impulskoeffizient
$c_W, c_A$	Widerstands.-, Auftriebsbeiwert
$D / \text{m}$	Durchmesser
$D / \text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Diffusionskoeffizient
$E_n$	Energiegehalt
$f$	Signal, Zeitserie
$F$	optische Vergrößerung, Füllfaktor
$F / \text{N}$	Kraft
$F^+$	dimensionslose Frequenz der Anregung
$F_i, F_o$	in-plane-loss, out-off-plane-loss
$f_e / \text{Hz}$	Frequenz der Anregung
$g / \text{ms}^{-2}$	Fallbeschleunigung
$I_n$	Informationsgehalt
$k / \text{m}^2 \text{s}^{-2}$	turbulente kinetische Energie

## Symbolverzeichnis

$K_x, K_y$	Kalibrierfaktoren Waage
$L, l$ /m	(charakteristische) Länge, Skalenparameter
$L_x /P_x$	SensorgroÙe
$M, N$	Zeilen, Spaltenanzahl
$M_0 /T$	magnetische Feldstärke
$p$ /Pa	Druck
$R$	Scherrate, Korrelation
$r$	Rang der Singulärwertmatritzen
$r$ /m	Radius
$R_m$	magnetische Reynoldszahl
$Re$	Reynoldszahl
$S$	Standardabweichung
$s$ /m	Spannweite, Profilbreite
$s(x)$ /m	Profilkontur NACA0015
$Sc$	Schmidtzahl
$St$	Strouhalzahl
$t, T$ /s	Zeit, Periodendauer
$TG$	Tastgrad
$Tu$	Turbulenzgrad
$u, v$ /ms <sup>-1</sup>	Geschwindigkeit
$w$	Fensterfunktion
$x, y, z$ /m	Koordinaten
$\mathbf{A}, \mathbf{U}, \mathbf{V}$	Matritzen der Singulärwertzerlegung

## griechische Symbole

$\alpha$ /°	Anstellwinkel
$\alpha_x$ /°	Strahlablenkungswinkel
$\beta$	Ähnlichkeitsparameter
$\delta$	Kroneckerdelta
$\varepsilon$	Fehler
$\eta$	Wirkungsgrad
$\Gamma, \gamma$ /m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>	Zirkulation
$\lambda$	Eigenwerte
$\lambda_2$	Wirbelkriterium
$\mu$ /kg(sm) <sup>-1</sup>	dynamische Viskosität
$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ /Hm <sup>-1</sup>	Permeabilität des Vakuums
$\nu$ /sm <sup>-2</sup>	kinematische Viskosität

$\Omega$	Gebiet
$\omega /s^{-1}$	Wirbelstärke
$\omega^2 /s^{-2}$	Enstrophie
$\Phi$	Lastfaktor, Phasenlage, POD-Mode
$\Phi$	Umfangsrichtung
$\Psi$	Wavelet(familie)
$\rho /kgm^{-3}$	Dichte
$\sigma /m$	Wirbelgröße des Lamb-Oseen Wirbels
$\sigma_e /Sm^{-1}$	elektrische Leitfähigkeit
$\sigma$	Singulärwertmatrix

### Abkürzungen

AE,GE	Arbeits.- und Gegenelektrode
AU	Arbitray Units
BOS	Background Oriented Schlieren (Hintergrundschlierenmethode)
CCD	Charge Coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
Def.	Fensterdeformation
DSR	Dynamic Spatial Ratio
DVR	Dynamic Velocity Ratio
FFT	Fast Fourier Transformation
MG	Multigrid
MHD	Magnetohydrodynamik
N,S	Nordpol., Südpol
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
PIV	Particle Image Velocimetry
POD	Proper Orthogonal Decomposition
PS	Energiedichte
PTV	Particle Tracking Velocimetry
ST-FT	Short Time Fourier Transformation
SVD	Singular Value Decomposition
TG	Tastgrad

### Indizes

0	extern aufgeprägt
$\infty$	Anströmbedingung

## Symbolverzeichnis

$\Phi$	Umfangsrichtung
$A$	Auftrieb
$avg$	gemittelt
$D, H$	Diffusionsgrenzschicht, hydrodynamische Grenzschicht
$E$	Endscheibe
$E$	Ort der Anregung
$e$	Excitation (Anregung)
$F$	Fluid
$g$	Gravitation
$i, k, n$	Integerzähler
$K$	Wirbelkern
$k_u, k_o$	untere, obere Klassengrenze
$m, M$	Messwert
$mean, avg$	Mittelwert
$min, max$	Minimum, Maximum
$P$	Partikel
$rms$	Effektivwert
$s$	Sampling
$S, Sep$	Ablösepunkt, Länge des Ablösegebietes
$SL$	Scherschicht
$TE$	Hinterkante
$th$	theoretisch
$u$	Geschwindigkeit
$W$	Widerstand
$w$	Waage
$W, WS$	Wavelet, Waveletskale
$wake$	Nachlauf
$x, y, z$	$x, y, z$ -Koordinatenrichtung

## Literaturverzeichnis

- [Abbott und von Doenhoff 1959] ABBOTT, I. H. ; DOENHOFF, A. E. von: *Theory of Wing Sections*. New York : Dover, 1959
- [Adrian 1991] ADRIAN, R. J.: Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 23 (1991), S. 261–304
- [Adrian 1996] ADRIAN, R. J.: *Stochastic estimation of the structure of turbulent fields*. S. 145–195. In: BONNET, J. P. (Hrsg.): *Eddy structure identification*, Springer Verlag, 1996
- [Agui und Jimenez 1987] AGUI, J. C. ; JIMENEZ, J.: Performance of Particle Tracking. In: *Journal of Fluid Mechanics* 185 (1987), S. 447–468
- [Aogaki 2000] AOGAKI, R.: Application of Magnetic Field to Reaction Control and Materials Processing. In: *Transactions of the Materials Research Society of Japan* 25 (2000), S. 59–63
- [Attinello 1961] ATTINELLO, John S.: Design and engineering features of flap blowing installations. In: LACHMANN, G. V. (Hrsg.): *Boundary Layer and Flow Control* Bd. I. Oxford : Pergamon Press, 1961, S. 463–515
- [Avilov 1998] AVILOV, V.V.: Electric and Magnetic Fields for the Riga Plate / Forschungszentrum Rossendorf. 1998. – Forschungsbericht
- [Batchelor u. a. 2000] BATCHELOR, G.K. ; MOFFAT, H.K. ; WORSTER, M.G.: *Perspectives in Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 2000
- [Bödewadt 1940] BÖDEWADT, U.T.: Die Drehströmung über festem Grund. In: *Z. Angew. Math. Mech.* 20 (1940), S. 241–253
- [B.Jähne 2005] B.JÄHNE: *Digitale Bildverarbeitung*. Berlin Heidelberg : Springer Verlag, 2005
- [Bonnet u. a. 1998] BONNET, J.P. ; DELVILLE, J. ; GLAUSNER, M.N. ; ANTONIA, R.A. ; BISSET, D.K. ; COLE, D.R. ; FIEDLER, H.E. ; GAREM, J.H. ; HILBERG, D. ; JEONG, J. ;



- KEVLAHAN, N.K.R. ; UKEILEY, L.S. ; VINCENDEAU, E.: Collaborative Testing of Eddy Structure Identification Methods in Free Turbulent Shear Flows. In: *Experiments in Fluids* 25 (1998), S. 197–225
- [Bronstein und Semendjajew 1979] BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A.: *Taschenbuch der Höheren Mathematik*. Teubner Verlagsgesellschaft, 1979
- [Brown und Roshko 1974] BROWN, G.L. ; ROSHKO, A.: On density effects and large structure in turbulent mixing layers. In: *J. Fluid Mech.* 64 (1974), S. 775–816
- [Bund u. a. 2008] BUND, A. ; ISPAS, A. ; MUTSCHKE, G.: Magnetic field effects on electrochemical metal depositions. In: *Science and Technology of Advanced Materials* 9 (2008), Nr. 024208
- [Carlier und Stanislas 2005] CARLIER, Johan ; STANISLAS, Michel.: Experimental study of eddy structures in a turbulent boundary layer using particle image velocimetry. In: *J. Fluid Mech.* 535 (2005), S. 143–188
- [Chakraborty u. a. 2005] CHAKRABORTY, P. ; BALACHANDAR, S. ; ADRIAN, R. J.: On the Relationships Between Local Vortex Identification Schemes. In: *Journal of Fluid Mechanics* 535 (2005), S. 189–214
- [Chatterjee 2000] CHATTERJEE, A.: An Introduction to the Proper Orthogonal Decomposition. In: *Current Science* 78 (2000), S. 808–817
- [Cierpka 2004] CIERPKA, C.: *Messung des Geschwindigkeitsfeldes an einer angestellten Platte unter dem Einfluss zeitlich periodischer Lorentzkräfte*, Technische Universität Dresden, Diplomarbeit, 2004
- [Cierpka u. a. 2007a] CIERPKA, C. ; WEIER, T. ; GERBETH, G.: Electromagnetic control of separated flows using periodic excitation with different wave forms. In: *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design* 95 (2007), S. 27–41
- [Cierpka u. a. 2008] CIERPKA, C. ; WEIER, T. ; GERBETH, G.: Evolution of vortex structures in an electromagnetically excited separated flow. In: *Experiments in Fluids* (2008). – DOI 10.1007/s00348-008-0512-6
- [Cierpka u. a. 2007b] CIERPKA, C. ; WEIER, T. ; GERBETH, G. ; UHLEMANN, M. ; ECKERT, K.: Copper deposition and dissolution in seemingly parallel electric and magnetic fields: Lorentz force distributions and flow configurations. In: *Journal of solid state electrochemistry* 11 (2007), S. 687–701

- [Coey u. a. 2007] COEY, J. M. D. ; RHENI, F. M. F. ; DUNNE, P. ; MCMURRY, S.: The magnetic concentration gradient force—Is it real? In: *Journal of Solid State Electrochemistry* 11 (2007), S. 711–717
- [Comte-Bellot 1976] COMTE-BELLOT, G.: Hot-Wire Anemometry. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 8 (1976), S. 209–231
- [Cordier und Bergmann 2003] CORDIER, L. ; BERGMANN, M.: Proper Orthogonal Decomposition, An Overview. In: *VKI LS 2003-03, Post-Processing of Experimental and Numerical Data*. Belgium : von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2003
- [Czarske 2001] CZARSKE, J.: Laser Doppler velocity profile sensor using a chromatic coding. In: *Measurement Science and Technology* 12 (2001), S. 52–57
- [Dalziel u. a. 2000] DALZIEL, S.B. ; HUGHES, G.O. ; SUTHERLAND, B.R.: Whole-field density measurements by „synthetic schlieren“. In: *Experiments in Fluids* 28 (2000), S. 322–335
- [Darabi und Wygnanski 2004] DARABI, A. ; WYGNANSKI, I.: Active Management of Naturally Separated Flow over a Solid Surface. Part 1. The Forced Reattachment Process. In: *Journal of Fluid Mechanics* 510 (2004), S. 105–129
- [Davidson 1999] DAVIDSON, P. A.: Magnetohydrodynamics in Materials Processing. In: *Annu. Rev. Fluid Mech.* 31 (1999), S. 273–300
- [Davidson 2004] DAVIDSON, P. A.: *Turbulence. An Introduction for Scientists and Engineers*. Oxford University Press, 2004
- [Eckert 1998] ECKERT, S.: *Experimentelle Untersuchungen turbulenter Flüssigmetall- und Flüssigmetall-Gas-Strömungen in einem äußeren Magnetfeld*, TU Dresden, Dissertation, 1998
- [Elsinga u. a. 2006] ELSINGA, G.E. ; WIENEKE, B. ; SCARANO, F. ; OUDHEUSEN, B.W.: Tomographic particle image velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 41 (2006), S. 933–947
- [Elsinga 2003] ELSINGA, Gerrit: *Density measurements by means of schlieren methods*, TU Delft, Diplomarbeit, 2003
- [Farge 1992] FARGE, M.: Wavelet Transforms and their Applications to Turbulence. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 24 (1992), S. 395–457
- [Fenech und Tobias 1960] FENECH, E.J. ; TOBIAS, C.W.: Mass Transfer by free Convection at Horizontal Electrodes. In: *Electrochimica Acta* 2 (1960), S. 311–325
- [Fouras und Soria 1998] FOURAS, A. ; SORIA, J.: Accuracy of out-of-plane vorticity measurements derived from in-plane velocity field data. In: *Exp. Fluids* 25 (1998), S. 409–430

- [Gailitis und Lielausis 1961] GAILITIS, A. ; LIELAUSIS, O.: On the possibility to reduce the hydrodynamic resistance of a plate in an electrolyte / Physics Institute Riga. 1961 (12). – Forschungsbericht. – 143–146 S
- [Göksel u. a. 2007] GÖKSEL, B. ; GREENBLATT, D. ; RECHENBERG, I. ; KASTANTIN, Y. ; NAYERI, C.N. ; PASCHEREIT, C. O.: Pulsed PLasma Actuators for Active Flow Control at MAV Reynolds Numbers. In: *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design* 95 (2007), S. 43–55
- [Greenblatt und Wygnanski 2000a] GREENBLATT, D. ; WYGNANSKI, I. J.: The Control of Flow Separation by Periodic Excitation. In: *Progress in Aerospace Sciences* 36 (2000), S. 487–545
- [Greenblatt und Wygnanski 2000b] GREENBLATT, D. ; WYGNANSKI, I. J.: Use of Periodic Excitation to Enhance Airfoil Performance at Low Reynolds Numbers. In: *J. Aircraft* 38 (2000), S. 190–192
- [Grossmann und Morlet 1984] GROSSMANN, A. ; MORLET, J.: Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape. In: *SIAM Journal on Mathematical Analysis* 15 (1984), S. 723–736
- [Grundmann und Tropea 2007] GRUNDMANN, S. ; TROPEA, C.: Experimental transition delay using glow-discharge plasma actuators. In: *Experiments in Fluids* 42 (2007), S. 653–657
- [Hain und Kähler 2004] HAIN, R. ; KÄHLER, C.J.: Dynamisches Auswerteverfahren für zeitausgelöste PIV-Bildsequenzen. In: STRÖMUNGSMESSTECHNIK, Fachtagung L. in der (Hrsg.): *Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*, Universität Karlsruhe, 2004
- [Hain und Kähler 2005] HAIN, R. ; KÄHLER, C.J.: Advanced Evaluation of Time-Resolved PIV Image Sequences. In: *6th International Symposium on Particle Image Velocimetry*. Pasadena, California, USA, 2005
- [Hain und Kähler 2007] HAIN, R. ; KÄHLER, C.J.: Fundamentals of multiframe particle image velocimetry (PIV). In: *Experiments in Fluids* 42 (2007), S. 575–587
- [Hain u. a. 2007] HAIN, R. ; KÄHLER, C.J. ; TROPEA, C.: Comparison of CCD, CMOS and intensified cameras. In: *Experiments in Fluids* 42 (2007), S. 402–411
- [Henoach und Stace 1995] HENOCH, C. ; STACE, J.: Experimental investigation of a salt water turbulent boundary layer modified by an applied streamwise magnetohydrodynamic body force. In: *Phys. Fluids* 7 (1995), S. 1371–1383

- [Hinsch und Hinrichs 1996] HINSCH, K.D. ; HINRICHS, H.: Three-dimensional particle image velocimetry. In: DRACOS, T. (Hrsg.): *Three-dimensional Vorticity Measuring and Image Analysis Techniques*. Kluwer Academic Publishers, Amsterdam, 1996, S. 129–152
- [Ho und Huerre 1984] HO, C.-M. ; HUERRE, P.: Perturbed Free Shear Layers. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 16 (1984), S. 365–424
- [Hsiao u. a. 1990] HSIAO, F.-B. ; LIU, C.-F. ; SHYU, J.-Y.: Control of Wall-Separated Flow by Internal Acoustic Excitation. In: *AIAA Journal* 28 (1990), Nr. 8, S. 1440–1446
- [Hucho 2005] HUCHO, W.-H.: *Aerodynamik des Automobils*. Wiesbaden : Vieweg-Verlag, 2005
- [Jensen 2003] JENSEN, Olaf S.: *Optical Density and Velocity Measurements in Cryogenic-Gas Flows*, ETH Zürich, Dissertation, 2003
- [Jeong und Hussain 1995] JEONG, J. ; HUSSAIN, F.: On the Identification of a Vortex. In: *Journal of Fluid Mechanics* 285 (1995), S. 69–94
- [Katterwe 2008] KATTERWE, B.: *Large-Eddy-Simulation einer durch Lorentzkräfte beeinflussten Profilmströmung*, Technische Universität Dresden, Diplomarbeit, 2008
- [Klinge 2003] KLINGE, Falk: *Vermessung von Wirbeln mit der Hintergrundschlieren-Methode*, Universität Hannover, Dissertation, 2003
- [Klotz 2006] KLOTZ, C.: Dynamische Anpassung des Bildabstandes bei der Auswertung PIV Messungen / Forschungszentrum Dresden-Rossendorf. 2006 (Studienarbeit). – Forschungsbericht
- [Knight und Bamber 1929] KNIGHT, Montgomery ; BAMBER, Millard J.: *Wind tunnel tests on airfoil boundary layer control using a backward opening slot*. NACA-TN-323. 1929
- [Kostas u. a. 2005] KOSTAS, J. ; SORIA, J. ; CHONG, M. S.: A Comparison Between Snapshot POD Analysis of PIV Velocity and Vorticity Data. In: *Experiments in Fluids* 38 (2005), S. 146–160
- [Koza u. a. 2008] KOZA, J. ; UHLEMANN, M. ; GEBERT, A. ; SCHULTZ, L.: The effect of magnetic fields on the electrodeposition of iron. In: *Journal of Solid State Electrochemistry* 12 (2008), S. 181–192
- [Krause u. a. 2007] KRAUSE, A. ; KOZA, J. ; ISPAS, A. ; UHLEMANN, M. ; GEBERT, A. ; BUND, A.: Magnetic field induced micro convective phenomena inside the diffusion layer during electrodeposition of Co, Ni, and Cu. In: *Electrochimica Acta* 52 (2007), S. 6338–6345

- [Leventis 2008] LEVENTIS, N.: 2008. – Persönliche Mitteilung
- [Leventis und Dass 2005] LEVENTIS, N. ; DASS, A.: Demonstration of the elusive concentration–gradient paramagnetic force. In: *Journal of the American Chemical Society* 11 (2005), S. 711–717
- [Leventis u. a. 2007] LEVENTIS, N. ; DASS, A. ; CHANDRASEKARAN, N.: Mass transfer effects on the electropolymerization current efficiency of 3–methylthiophene in the magnetic field. In: *Journal of Solid State Electrochemistry* 11 (2007), S. 727–735
- [Lyn u. a. 1995] LYN, D.A. ; EINVAV, S. ; RODI, W. ; PARK, J.-H.: A Laser–Doppler velocimetry study of the ensemble averaged characteristics of the turbulent near wake of a square cylinder. In: *Journal of Fluid Mechanics* 304 (1995), S. 285–319
- [Margalit u. a. 2002] MARGALIT, S. ; GREENBLATT, D. ; SEIFERT, A. ; WYGNANSKI, I.: Active Flow Control of a Delta Wing at High Incidence Using Segmented Piezoelectric Actuators. In: *1<sup>st</sup> Flow Control Conference*. St. Louis, MO, June 24–26 2002. – AIAA–paper 2002–3270
- [Meier 2000] MEIER, G.E.A.: *Hintergrundschlierenmeßverfahren*. Deutsche Patentanmeldung DE 19942856 A1. 2000
- [Meischner 2006] MEISCHNER, R.: Detektion kohärenter Strukturen mittels wavelet–Analyse / Forschungszentrum Dresden-Rossendorf. 2006 (Studienarbeit). – Forschungsbericht
- [Melton u. a. 2004] MELTON, L.P. ; YAO, C-S. ; SEIFERT, A.: Application of Excitation from Multiple Locations on a Simplified High-Lift System. In: FLOW CONTROL CONFERENCE 2<sup>nd</sup> (Hrsg.): *2nd Flow Control Conference*. Portland, Oregon, 2004
- [Merzkirch 1987] MERZKIRCH, Wolfgang: *Flow Visualization*. Academic Press, 1987
- [Meyer 1958] MEYER, R. C.: On Reducing Aerodynamic Heat–Transfer Rates by Magneto–hydrodynamic Techniques. In: *J. Aerospace Sci.* 25 (1958), Nr. 6, S. 561–566, 572
- [Meynart 1983a] MEYNART, R.: Instantaneous velocity field measurements in unsteady gas flows by speckle velocimetry. In: *Applied optics* 22 (1983), S. 535–540
- [Meynart 1983b] MEYNART, R.: *Mesure de champs de vitesse d’écoulements fluides par analyse de suites d’images obtenues par diffusion d’un feuillet lumineux*, Université Libre de Bruxelles, Dissertation, 1983
- [Mittal u. a. 2005] MITTAL, R. ; KOTAPATI, R.B ; CATTAFESTA, L.N.: Numerical study of resonant interactions on flow control in a canonical separated flow. In: AIAA AEROSPACE

- SCIENCES MEETING 43<sup>rd</sup> (Hrsg.) ; EXHIBIT (Hrsg.): 43<sup>rd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, 2005
- [Modi 1997] MODI, V. J.: Moving surface boundary layer control: a review. In: *Journal of Fluids and Structures* 11 (1997), S. 627–663
- [Moffatt 1991] MOFFATT, H. K.: Electromagnetic stirring. In: *Phys. Fluids A* 3 (1991), Nr. 5, S. 1336–1343
- [Morzynski u. a. 2007] MORZYNSKI, M. ; STANKIEWICZ, W. ; NOACK, B.R. ; KING, R. ; THIELE, F. ; TADMOR, G.: Continuous mode interpolation for control-oriented models of fluid flows. In: *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design* 95 (2007), S. 260–278
- [Mutschke 2003] MUTSCHKE, G.: Numerische Simulationen zur Profilmströmung mit oszillierenden elektromagnetischen Kräften / FZ Rossendorf. 2003. – Forschungsbericht
- [Mutschke und Bund 2008] MUTSCHKE, G. ; BUND, A.: On the three-dimensional character of the magnetohydrodynamic effect during metal electrodeposition in cuboid cells. In: *Electrochemistry Communications* 10 (2008), S. 597–601
- [Nogueria u. a. 2005a] NOGUERIA, J. ; LECUONA, A. ; RODRIGUEZ, P.A.: Limits on the resolution of correlation PIV iterative methods. Fundamentals. In: *Experiments in Fluids* 39 (2005), S. 305–313
- [Nogueria u. a. 2005b] NOGUERIA, J. ; LECUONA, A. ; RODRIGUEZ, P.A. ; ALFARO, J.A. ; ACOSTA, A.: Limits on the resolution of correlation PIV iterative methods. Practical implementation and design of weighting functions. In: *Experiments in Fluids* 39 (2005), S. 314–321
- [Norberg 1994] NORBERG, C.: An Experimental Investigation of the Flow Around a Circular Cylinder: Influence of Aspect Ratio. In: *Journal of Fluid Mechanics* 258 (1994), S. 287–316
- [Pereira u. a. 2004] PEREIRA, F. ; CIARRAVANO, A. ; ROMANO, G.P. ; FELICE, F. D.: Adaptive multi-frame PIV. In: *12th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal, 2004
- [Prandtl 1956] PRANDTL, Ludwig: *Führer durch die Strömungslehre*. 4. Braunschweig : Vieweg & Sohn, 1956
- [Raffel u. a. 1998] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. ; KOMPENHANS, J.: *Particle Image Velocimetry, A practical guide*. Berlin-Heidelberg : Springer Verlag, 1998

- [Raffel u. a. 2007] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. ; WERELEY, S.T. ; KOMPENHANS, J.: *Particle Image Velocimetry, A practical guide (2nd Edition)*. Berlin-Heidelberg : Springer Verlag, 2007
- [Raju u. a. 2007] RAJU, R. ; MITTAL, Rajat ; CATTAFESTA, L.N.: Towards physics based strategies for separation control over an airfoil using synthetic jets. In: *45<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada, 2007
- [Rambaud 2005] RAMBAUD, P.: 2005. – Course on advanced data processing, von Karman Institute for Fluid Dynamics
- [Resler und Sears 1958] RESLER, E. L. ; SEARS, W. R.: The Prospects for Magneto–Aerodynamics. In: *J. Aero. Sci.* 25 (1958), S. 235–245, 258
- [Rice 1961] RICE, W. A.: *Propulsion system*. US Patent 2,997,013. 1961
- [Riley 1951] RILEY, D.R.: Wind-Tunnel investigation and analysis of the effects of end-plates on the aerodynamic characteristics of unswept wings / NACA Langley Aeronautical Laboratory. 1951. – Forschungsbericht
- [Roesgen 2003] ROESGEN, T.: Optimal subpixel interpolation in particle image velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 35 (2003). – DOI 10.1007/s00348-003-0627-8
- [Roshko 1954] ROSHKO, A.: On the drag and shedding frequency of two–dimensional bluff bodies / National Advisory Committee for Aeronautics. 1954 (NACA TN 3169). – Forschungsbericht
- [Rossow 1957] ROSSOW, V. J.: *On flow of electrically conducting fluids over a flat plate in the presence of a transverse magnetic field*. NACA–TN–3971. 1957
- [Scarano 2002] SCARANO, F.: Iterative image deformation methods in PIV. In: *Measurements Science and Technology* 13 (2002), S. R1–R16
- [Scarano 2008a] SCARANO, F.: 2008. – Persönliche Mitteilung
- [Scarano 2008b] SCARANO, F.: Three–dimensional velocity measurements by tomographic PIV. In: *VKI LS 2008-01, Post-Processing of Experimental and Numerical Data*. Belgium : von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2008
- [Scarano und Riethmuller 1999] SCARANO, F. ; RIETHMULLER, M.L.: Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset. In: *Experiments in Fluids* 26 (1999), S. 513–523
- [Scarano und Riethmuller 2000] SCARANO, F. ; RIETHMULLER, M.L.: Advances in iterative multigrid PIV image processing. In: *Experiments in Fluids* Suppl. (2000), S. 51–60

- [Schlichting 1954] SCHLICHTING, H.: *Grenzschichttheorie*. Karlsruhe : Verlag G. Braun, 1954
- [Scholz u. a. 2006] SCHOLZ, P. ; KÄHLER, J. Ortmanns ANS C. ; RADESPIEL, R.: Leading Edge Separation Control by means of Pulsed Jet Actuators. In: *3<sup>rd</sup> AIAA Flow Control Conference*. San Francisco, California, June 5 – June 8 2006
- [Schram 2002] SCHRAM, C.: Application of Wavelet Transform in Vortical Flows. In: *VKI LS 2002-04, Post-Processing of Experimental and Numerical Data*. Belgium : von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2002
- [Schram 2003] SCHRAM, C.: *Aeroacoustics of Subsonic Jets: Prediction of the Sound Produced by Vortex Pairing Based on Particle Image Velocimetry*, Technische Universiteit Eindhoven, Dissertation, 2003
- [Schram und Riethmuller 2001] SCHRAM, C. ; RIETHMULLER, M.: Vortex Ring Evolution in an Impulsively Started Jet Using Digital Particle Image Velocimetry and Continuous Wavelet Analysis. In: *Measurement Science and Technology* 12 (2001), S. 1413–1421
- [Schröder u. a. 2008] SCHRÖDER, A. ; GEISLER, R. ; ELSINGA, G.E. ; SCARANO, F. ; DIERKSHEIDE, U.: Investigation of a turbulent spot and a tripped boundary layer flow using time resolved tomographic PIV. In: *Experiments in Fluids* 44 (2008), S. 305–316
- [Settles 2001] SETTLES, G.S.: *Schlieren and Shadowgraph Techniques*. Springer, 2001
- [Shatrov und Gerbeth 2007] SHATROV, V. ; GERBETH, G: Magnetohydrodynamic drag reduction and its efficiency. In: *Physics of Fluids* 19 (2007). – 035109
- [Siegel u. a. 2007] SIEGEL, S. ; COHEN, K. ; SEIDEL, J. ; MCLAUGHLIN, T.: State Estimation of Transient Flow Fields Using Double Proper Orthogonal Decomposition. In: *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design* 95 (2007), S. 105–118
- [Sirovich 1987] SIROVICH, L.: Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures Part I: Coherent Structures. In: *Quarterly of applied mathematics* 45 (1987), S. 561–571
- [Soria 1996] SORIA, J.: An Investigation of the Near Wake of a Circular Cylinder Using a Video-Based Digital Cross-Correlation Particle Image Velocimetry Technique. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 12 (1996), S. 221–233
- [Stalnov u. a. 2007] STALNOV, Oksana ; PALEI, Vitali ; FONO, Ilan ; COHEN, Kelly ; SEIFERT, Avi ; BENEDICT, L.H. ; GOULD, R.D.: Experimental estimation of a D-shaped cylinder wake using body-mounted sensors. In: *Experiments in Fluids* 42 (2007), S. 531–542



- [Sznitman und Rosgen 2006] SZNITMAN, Josue ; ROSGEN, Thomas: Whole-field density visualization and Abel reconstruction of axisymmetric vortex rings. In: *Journal of Flow Visualization and Image Processing* 13 (2006), S. 343–358
- [Ubaldi und Zunino 2000] UBALDI, M. ; ZUNINO, P.: An experimental study of the unsteady characteristics of the turbulent near wake of a turbine blade. In: *Exp. Thermal and Fluid Sci.* 23 (2000), S. 23–33
- [Veynante 2008] VEYNANTE, D.: Survey of signal processing techniques. In: *VKI LS 2008-01, Post-Processing of Experimental and Numerical Data*. Belgium : von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2008
- [Voigt 2008] VOIGT, A.: *POD-basierte Simulation und Optimierung der elektromagnetischen Kontrolle abgelöster Strömungen*, Technische Universität Dresden, Diplomarbeit, 2008
- [Vollmers 2001] VOLLMERS, H.: Detection of Vortices and Quantitative Evaluation of their Main Parameters from Experimental Velocity Data. In: *Measurement, Science and Technology* 12 (2001), S. 1199–1207
- [Washburn und Amitay 2004] WASHBURN, A. E. ; AMITAY, M.: Active Flow Control on the Stingray UAV: Physical Mechanisms. In: *AIAA AEROSPACE SCIENCES MEETING 42<sup>nd</sup>* (Hrsg.) ; EXHIBIT (Hrsg.): *42<sup>nd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada, 2004
- [Weier 2005] WEIER, T.: *Elektromagnetisch Strömungskontrolle mit Wandparallelen Lorentzkräften in Schwach Leitfähigen Fluiden*, Technische Universität Dresden, Dissertation, 2005
- [Weier u. a. 2006] WEIER, T. ; CIERPKA, C. ; HÜLLER, J. ; GERBETH, G.: Velocity measurements and concentration field visualizations in copper electrolysis under the influence of Lorentz forces and buoyancy. In: *Magnetohydrodynamics* 42 (2006), S. 379–387
- [Weier u. a. 2007] WEIER, T. ; ECKERT, K. ; MÜHLENHOFF, S. ; CIERPKA, C. ; BUND, A. ; UHLEMANN, M.: Confinement of paramagnetic ions under magnetic field influence: Lorentz- versus concentration gradient force based explanations. In: *Electrochemistry Communications* 9 (2007), S. 2479–2483
- [Weier und Gerbeth 2004] WEIER, T. ; GERBETH, G.: Control of Separated Flows by Time Periodic Lorentz Forces. In: *European Journal of Mechanics B/Fluids* 23 (2004), S. 835–849
- [Weier u. a. 2005] WEIER, T. ; HÜLLER, J. ; GERBETH, G. ; WEISS, F.-P.: Lorentz force influence on momentum and mass transfer in natural convection copper electrolysis. In: *Chemical Engineering Science* 60 (2005), S. 293–298

- [Wendt und Kreysa 1999] WENDT, H. ; KREYSA, G.: *Electrochemical Engineering - Science and Technology in Chemical and other Industries*. Springer, 1999
- [Wernet 2005] WERNET, M.P.: Symmetric phase only filtering: a new paradigm for DPIV data processing. In: *Measurements Science and Technology* 16 (2005), S. 601–618
- [Willert 2005] WILLERT, C.: *PIVview2C*. Göttingen : PivTec GmbH, 2005
- [Williamson 1996] WILLIAMSON, C. H. K.: Vortex Dynamics in the Cylinder Wake. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 28 (1996), S. 477–539
- [Wu u. a. 1991] WU, J. Z. ; VAKILI, A. D. ; WU, J. M.: Review of the physics of enhancing vortex lift by unsteady excitation. In: *Pro. Aerospace Sci., Annual Review of Fluid Mechanics* 28 (1991), S. 73–131
- [Wynanski 1997] WYGNANSKI, I.: Boundary Layer and Flow Control by Periodic Addition of Momentum. In: *4<sup>th</sup> AIAA Shear Flow Control Conference*. Snowmass Village, CO, June 29 – July 2 1997
- [Zaman u. a. 1989] ZAMAN, K.B.M.Q. ; MCKINZIE, D.J. ; RUMSEY, C.L.: A natural low-frequency oscillation of the flow over an airfoil near stalling conditions. In: *Journal of Fluid Mechanics* 202 (1989), S. 403–442
- [Zdravkovich 1997] ZDRAVKOVICH, M. M.: *Flow Around Circular Cylinders - Volume 1: Fundamentals*. New York : Oxford University Press, 1997



## Danksagung

Die in der Arbeit vorgestellten Ergebnisse entstanden während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Forschungszentrum Dresden-Rossendorf. Die Arbeit wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereiches Elektromagnetische Strömungsbeeinflussung in Metallurgie, Kristallzüchtung und Elektrochemie (SFB 609) innerhalb des Projektes C2 von der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert, wofür ich sehr dankbar bin.

Prof. Grundmann, meinem Betreuer an der TU Dresden und Sprecher des SFB 609 bis 2007, möchte ich ebenfalls für die stete Förderung danken, die er mir angedeihen lies. Durch seine besondere Art der Vorlesung hat er mich bereits früh für die Strömungsmechanik begeistern können. Er ermöglichte mir ebenso den Aufenthalt am von Kármán Institut, eine sehr intensive Erfahrung die ich nicht missen möchte.

Für die Übernahme des zweiten Gutachtens und die wertvollen Hinweise zur Verbesserung der Arbeit sei an dieser Stelle Prof. Fröhlich herzlich gedankt. Für Leitung der Promotionskommission möchte ich Prof. Fasoulas danken.

Dr. Gerbeth, als Leiter der Abteilung Magneto hydrodynamik am Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, möchte ich für die Schaffung der sehr guten Arbeitsatmosphäre danken. Er lies mir in meiner Entwicklung sehr viele Freiheiten und schaffte es den administrativen Aufwand für den einzelnen Mitarbeiter auf ein Minimum zu beschränken. Ebenso ermöglichte er mir die Diskussion der Ergebnisse auf internationalen Tagungen, was die Arbeit sehr bereicherte. Ich möchte Ihm besonders für die Übernahme des zweiten Gutachten danken.

Für die gute Zusammenarbeit möchte ich an dieser Stelle der ganzen Abteilung Magneto hydrodynamik und dem Direktor des Instituts für Sicherheitsforschung Prof. Weiß danken. Namentlich seien außerdem besonders die Mitarbeiter der Werkstatt B. Nowak, S. Borchardt und H. Kunadt erwähnt, die bei der Fertigung verschiedener Werkstücke für die Experimente auch immer wieder eigene Verbesserungsvorschläge einbrachten, ohne die ein Teil der Experimente in der beschriebenen Art und Weise nicht hätte durchgeführt werden können. Im Zusammenhang mit den Experimenten möchte ich auch S. Erlebach für seine Arbeit danken, ohne die eine Datenerfassung der Kraftwerte kaum möglich gewesen wäre. D. Bombis nahm mir viele der administrativen Aufgaben ab, die sonst eine Menge Zeit erfordert hätten. G. Mutschke sei für die Tennisspiele und besonders für die vielen Gespräche über die Elektrochemie und die nume-

rische Strömungsmechanik, die mir zu persönlich wertvollen Erkenntnissen verhelfen, gedankt. Ebenso sei Dr. V. Galindo für die Hilfe bei verschiedenen Computerproblemen und Dr. J. Hüller für die Beantwortung vieler Fragen aus der Chemie gedankt. R. Meischner und C. Klotz möchte ich für Ihre Studienarbeiten zur Datenauswertung und Ihr Verständnis für die Schwierigkeit als experimentell arbeitender Ingenieur mathematische Problemstellungen exakt zu formulieren, danken. Weiterhin sei der Doktorandenskatrunde D. Rübiger, K. Timmel und S. Boden für die vergnüglichen Skatabende mit fachlichem Hintergrund gedankt.

Ganz besonders herzlich möchte ich außerdem Dr. T. Weier danken. Ohne seine Vorarbeiten und Erfahrungen hätte die Anfertigung der Arbeit wesentlich länger gedauert. Durch die Bereitschaft sein umfassendes Wissen zu teilen, fiel es mir sehr leicht mich in die Problemstellung einzuarbeiten. Nicht allein durch die vielen praktischen Hinweise zu Linux, C Programmierung und Tex, sondern auch durch seine profunde Kenntnis der Elektrochemie und der Strömungsmechanik hat er mir bei der Erstellung dieser Arbeit sehr geholfen. Ich empfand die gemeinsame Zusammenarbeit als sehr angenehm und hoffe noch weitere Themen gemeinsam bearbeiten zu können.

Als sehr interessant und gewinnbringend habe ich auch die Zusammenarbeit innerhalb der Elektrochemiegruppe des SFB 609 erlebt. Durch den unterschiedlichen fachlichen Hintergrund von Chemikern, Physikern und Strömungsmechanikern und die gemeinsame Arbeit an einem Thema, konnten verschiedene Phänomene elektromagnetischer getriebener Strömungen in der Chemie aufgeklärt werden.

Meinem langjährigen Schul- und Studienfreund C. Finzel möchte ich außerdem für seine Hinweise und ehrliche Kritik danken, die zur Verbesserung der Arbeit beigetragen hat.

Für die stete Unterstützung und Motivation, auch in schwierigen Phasen möchte ich ganz besonders meiner Familie danken.

Zuletzt möchte ich Caroline für Ihr Verständnis, Ihre Geduld und stete Motivation danken, da besonders in der letzten Phase der Arbeit der Zeitaufwand erheblich anstieg.