

Schlußbericht

für das Vorhaben

Kontrolle der nichtlinearen Dynamik von Strömungsgrenzschichten durch elektromagnetische Kräfte

Teilvorhaben FZR: Modellexperimente und Numerik

Förderkennzeichen: 13N7722/6
Bewilligungszeitraum: 01.01.2000 - 31.12.2002
Projektleiter: Dr. G. Gerbeth
Forschungszentrum Rossendorf (FZR)
PF 510119, 01314 Dresden
Tel.: (0351) 260 3484
E-mail: gerbeth@fz-rossendorf.de

Beteiligte Wissenschaftler:
Dipl.-Ing. T. Weier (FZR)
Dipl.-Phys. G. Mutschke (FZR)
Dr. U. Fey (FZR)

Projekt-Partner:
Hamburgische Schiffbauversuchsanstalt (HSVA)
JAFO Technologie Hamburg
Institut für Physik Riga, Lettland
STN Atlas Elektronik Hamburg

Dresden, September 2003

**Die Projektbearbeiter bedanken sich beim
VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien Düsseldorf
(im Auftrag des BMBF)
für die freundliche Unterstützung dieser Forschungsarbeiten.**

Inhaltsangabe

1. Problemstellung, Ausgangsthesen
2. Strömungsbeeinflussung mit stationären elektromagnetischen Kräften
3. Strömungsbeeinflussung mit oszillierenden elektromagnetischen Kräften
4. Zusammenfassung, Ausblick

1. Problemstellung, Ausgangsthesen

Die Kontrolle der nichtlinearen strömungsphysikalischen Effekte bei der Umströmung eines Körpers ist seit langem Gegenstand der fluiddynamischen Forschung. Zahlreiche passive (Änderung der Körperform, Modifizierung der Körperoberfläche, etc.) und aktive (Körperschwingungen, Absaugen der Grenzschicht, etc.) Methoden wurden in der Vergangenheit untersucht und sind in der Literatur beschrieben. Die Idee zur Nutzung elektromagnetischer Kräfte unmittelbar an der Oberfläche eines von einer elektrisch leitfähigen Flüssigkeit umströmten Körpers wurde in Riga in den sechziger Jahren entwickelt /1/.

Zwischenzeitlich hatten sich die Arbeiten zur Nutzung der Magnetohydrodynamik (MHD) aber fast ausschließlich auf die Entwicklung des MHD-Schiffsantriebs konzentriert. In diesem Zusammenhang wird MHD nur als Antrieb von Schiffen (völlige Ersetzung des Schraubenantriebs) betrachtet, was (neben anderen, zusätzlichen Problemen) selbst bei supraleitenden Magneten nur sehr geringe Wirkungsgrade ermöglicht, und deshalb in Deutschland zu einer ablehnenden Einschätzung dieses F&E-Themas geführt hat. In Japan wurde ein 33m langes Schiff mit einem solchen MHD-Antrieb gebaut und getestet /2/, allerdings mit geringem Erfolg hinsichtlich des Wirkungsgrades. Vorbereitungsarbeiten liefen auch in der UdSSR, Frankreich, USA, England und Italien /3/.

In jüngster Vergangenheit sind die alten Rigaer Ideen verstärkt aufgegriffen worden, vor allem in den USA und mit dem vorliegenden Projekt. Der vom FZR organisierte Workshop "Electromagnetic Boundary Layer Control", Dresden, July 1997 /4/ hatte erstmals einen nahezu vollständigen Überblick zu diesen Arbeiten gegeben. Das Symposium "Seawater Drag

Reduction", Newport (USA), July 1998 /5/ wiederum ergab eine gute Einordnung dieser Arbeiten in die gesamte community der Umströmungskontrolle.

Im vorliegenden Projekt wurde die Idee einer elektromagnetischen Umströmungskontrolle untersucht. Auf der Oberfläche des Körpers geeignet angeordnete Permanentmagnete und Elektroden erzeugen in der Nähe der Körperoberfläche eine Volumenkraft, die in Richtung und Stärke regelbar ist. Die Flüssigkeit muss für diese Wirkung eine elektrische Leitfähigkeit besitzen, wobei die relativ geringe Leitfähigkeit von Salzwasser ausreichend ist. Mittels dieser Volumenkraft kann die Grenzschichtablösung unterdrückt und eine Verringerung des Strömungswiderstandes erreicht werden. Dieser Effekt war aus der MHD flüssiger Metalle wohlbekannt und wurde im vorliegenden Projekt für im Schiffbau interessierende Salzwasserströmungen untersucht.

Die prinzipielle Machbarkeit einer solch elektromagnetischen Strömungsbeeinflussung war im Vorläuferprojekt /6/ klar nachgewiesen worden. Die erreichbaren Strömungseffekte wurden eindeutig als interessant für Anwendungen an Schiffskomponenten (Ruder, Stabilisierungsflossen) eingeschätzt. Das Hauptziel des vorliegenden Projektes bestand deshalb darin, für die Strömungseffekte durch numerische und experimentelle Untersuchungen eine systematische Datenbasis zu schaffen, die insbesondere auch eine Extrapolation der Ergebnisse zu den bei Schiffsumströmungen relevanten hohen Reynolds-Zahlen ermöglicht. Die Skalierung der erreichbaren Reduzierung des Strömungswiderstandes und der Auftriebserhöhung in Abhängigkeit von den elektromagnetischen Parametern stand dabei im Vordergrund. Die Arbeiten konzentrierten sich auf den in /6/ ermittelten, für die Anwendung vielversprechendsten Effekt der Umströmung von angestellten Profilen, bei denen durch die elektromagnetischen Kräfte der Strömungsabriss unterdrückt und damit der Auftriebsbeiwert deutlich erhöht werden kann. Eine energetisch positive Reduzierung des Strömungswiderstandes ist nach wie vor ein aktuelles Forschungsthema /7/, erfordert aber umfangreichere Grundlagenforschungen, was nicht Gegenstand des vorliegenden Projektes war.

Das Vorhaben war Teil des BMBF-Schwerpunktes "Technische Anwendungen von Erkenntnissen der Nichtlinearen Dynamik", dessen Projektträgerschaft beim VDI Düsseldorf, Technologiezentrum Physikalische Technologien liegt. Die Grenzschichtbeeinflussung ist ein typisches Beispiel für die in der Förderbekanntmachung genannten Effekte der Strukturbildung. Die elektromagnetische Umströmungskontrolle ist eine aus der Grundlagenforschung erwachsene, völlig neue Idee der Strömungskontrolle.

Die wichtigsten Resultate der Projektbearbeitung werden im folgenden zusammengefasst. Für Einzelheiten der Ergebnisse sei auf die als Anhang beigelegten, ausführlichen Berichte verwiesen.

2. Strömungsbeeinflussung mit stationären elektromagnetischen Kräften

Werden die Elektroden an der Oberfläche des umströmten Körpers mit Gleichstrom gespeist, so entsteht für die hier untersuchte Anordnung von Elektroden und Magneten eine auf die Flüssigkeit wirkende Volumenkraft parallel zur Körperoberfläche. Diese Kraft fällt senkrecht zur Körperoberfläche exponentiell mit dem Abstand ab. Die elektromagnetische Beeinflussung der Strömung führt i.a. zu folgenden Wirkungen:

- Der Strömungswiderstand des umströmten Körpers wird reduziert.
- Durch die eingetragene Zirkulation entsteht ein Auftrieb bereits bei paralleler Anströmung des umströmten Körpers.
- Bei Körpern, die zur Strömungsrichtung unter einem Winkel α angestellt sind, kann durch den elektromagnetisch eingebrachten Impuls die Wirbelablösung unterdrückt werden, wodurch eine deutliche Erhöhung des Auftriebes möglich ist.

Besonders der letztere Effekt stand im Vordergrund der Untersuchungen, da er für mögliche Anwendungen bei Rudern oder Stabilisierungsflossen am attraktivsten erschien. Die Strömungseffekte waren aus dem Vorläuferprojekt /6/ qualitativ bekannt. Für die Einschätzung des Anwendungspotenzials galt es, die quantitativen Abhängigkeiten zu bestimmen, insbesondere hinsichtlich der Extrapolation der Ergebnisse auf die für Anwendungen relevanten Reynolds-Zahlen. Die experimentellen Untersuchungen waren im Projekt von vornherein auf $Re \sim 10^5$ beschränkt, während die Anwendungen bei Stabilisierungsflossen oder Rudern in der Größenordnung von $Re \sim 10^7$ liegen.

Diese quantitativen Zusammenhänge wurden experimentell wie numerisch ermittelt. Die geometrische Anordnung der Elektroden und Magnete erfolgte auf der Basis numerischer Simulationen. Für die Strömungsberechnungen war die Auswahl eines geeigneten Turbulenzmodells wesentlich, was in enger Kooperation mit den Rechnungen an der HSVA Hamburg erfolgte (s. Anhang 3). Für das zu ermittelnde Skalenverhalten stand speziell die Frage im Vordergrund, ob die elektromagnetisch erzeugte Auftriebserhöhung über einen größeren Bereich von Reynolds-Zahlen durch den Wechselwirkungsparameter N oder die Hartmann-Zahl Z determiniert wird (für die Definition dieser Parameter sei auf Anhang 2, S. 15 verweisen). Diese Skalierungsfrage ist wesentlich für den daraus folgenden energetischen Aufwand der elektromagnetischen Strömungskontrolle.

Experimentell wurden zwei PTL IV Profile (Riga-Ruder und FZR-Ruder) mit Spannweiten von je ca. 350 mm sowie ein großes NACA 0015 Profil mit einer Spannweite von ca. 1100 mm ausgemessen. Bei dem NACA 0015 wurde durch Kombination von Magneten und Weicheisenformteilen die Magnetfeldstärke etwa um den Faktor 3 im Vergleich zu einer einfachen Belegung der Elektrodenzwischenräume mit Magneten erhöht (s. Anhang 2, S. 7). Die in Anhang 3 ausführlich dargestellten numerischen Resultate stimmen gut mit den experimentellen Ergebnissen überein.

Ein Hauptergebnis besteht darin, dass sich alle, mit den verschiedenen Profilen erzielten Resultate konsistent in eine Abhängigkeit vom elektromagnetischen Impulscoeffizienten

$$C_{\mu} = \frac{aj_0B_0}{2\rho U_{\infty}^2} \cdot \frac{A_{EM}}{cs} \quad (1)$$

bringen lassen. Er setzt die integral eingetragene Lorentz-Kraft in Beziehung zum Produkt aus dynamischem Druck der Anströmung und Profilfläche. Die Größen im Ausdruck für C_{μ} bedeuten:

- a – Elektrodenbreite, c – Profiltiefe, s – Spannweite
- A_{EM} Fläche, die mit Elektroden/Magneten belegt ist
- B_0 magnetische Flussdichte
- j_0 elektrische Stromdichte
- ρ Dichte der Flüssigkeit
- U_{∞} Geschwindigkeit der Anströmung

Bei einer parallelen Anströmung (Anstellwinkel $\alpha = 0^{\circ}$) lässt sich an symmetrischen Profilen durch eine einseitig angelegte Lorentz-Kraft ein Auftrieb erzielen. Für das NACA 0015 sind die zugehörigen Auftriebsbeiwerte C_L für verschiedene Reynolds-Zahlen in Fig. 1 dargestellt.

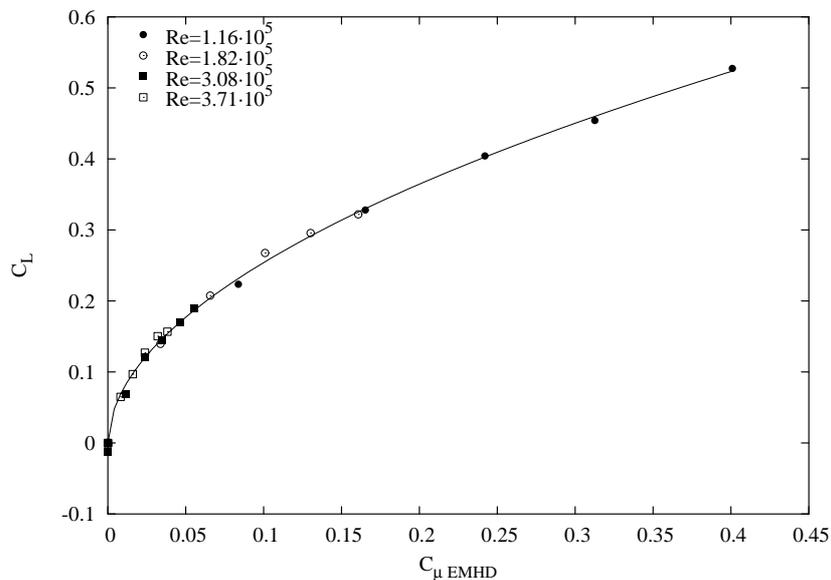


Fig.1: Auftriebsbeiwert für $\alpha = 0^{\circ}$ als Funktion des elektromagnetischen Impulscoeffizienten für verschiedene Reynolds-Zahlen

Die Ergebnisse lassen sich in guter Näherung zu

$$C_L = 0.843 \cdot C_{\mu}^{0.521} \quad (2)$$

zusammenfassen.

Für ein angestelltes Profil wird der maximal erreichbare Auftriebsgewinn als $\Delta C_{L\max}$ bezeichnet. Dieser Wert ist die Differenz zwischen dem mit elektromagnetischem Einfluss maximal erzielbaren C_L und dem C_L ohne elektromagnetische Kräfte. Zu beachten ist, dass sich die jeweiligen Anstellwinkel unterscheiden, d.h. der maximale Auftriebsbeiwert ohne Lorentz-Kraft tritt bei einem anderen Anstellwinkel auf als mit Lorentz-Kraft. $\Delta C_{L\max}$ setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen, dem durch Zirkulationserhöhung und dem durch Verzögerung der Ablösung. Der gesamte Datenvorrat von der Ausmessung der drei Profile umfasst sowohl laminare als auch turbulente Grenzschichten und lässt sich wiederum zu einer Abhängigkeit allein von C_{μ} komprimieren, was in Fig. 2 dargestellt ist.

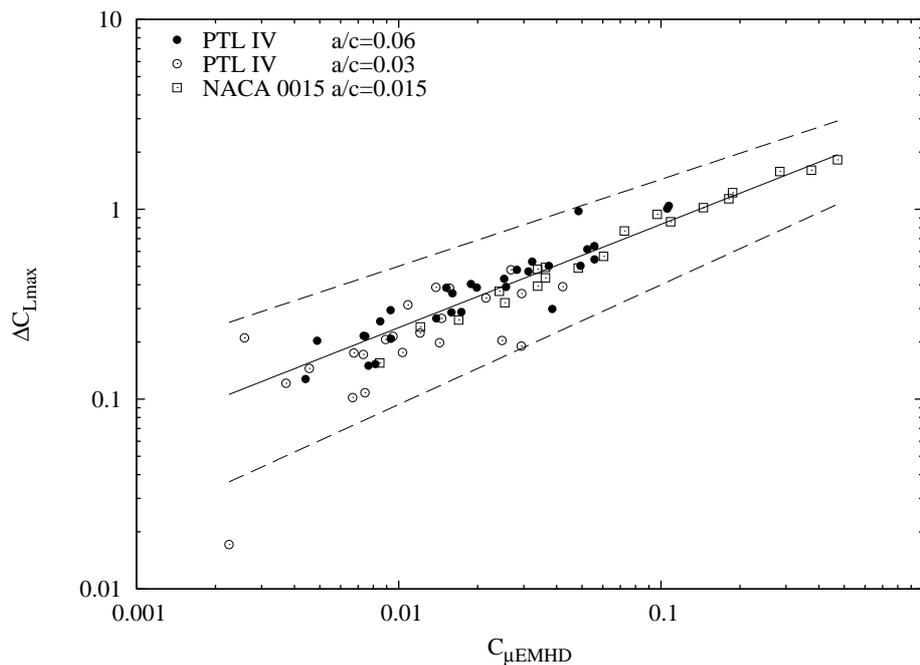


Fig. 2: Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns für die drei untersuchten Profile durchgezogen: Mittelwert; gestrichelt: 99%iger Vertrauensbereich

Die Ergebnisse lassen sich durch den fit

$$\Delta C_{L\max} = 3.03 \cdot C_{\mu}^{0.585} \quad (3)$$

zusammenfassen. Zu beachten ist, dass es sich bei der Darstellung in Fig. 2 um eine doppelt logarithmische Auftragung handelt, bei der die Streuung der Messergebnisse nicht so deutlich in Erscheinung tritt. Es sind deshalb die beiden Geraden mit eingetragen, die sich bei statistischer Auswertung der Daten mit einem 99%igen Vertrauensbereich ergeben. Die zugehörigen fits sind

$$\Delta C_{L\max} = 1.71 \cdot C_{\mu}^{0.63} \quad \text{und} \quad \Delta C_{L\max} = 4.12 \cdot C_{\mu}^{0.458} \quad (4)$$

Bei der Diskussion von $\Delta C_{L\max}$ ist es sinnvoll, zwischen Grenzschichtkontrolle und Zirkulationskontrolle zu unterscheiden. Bis zu einem Schwellwert $C_{\mu A}$ überwiegt die Grenzschichtkontrolle, was zu einer deutlich stärkeren Erhöhung von C_L für wachsendes C_μ führt. Oberhalb von $C_{\mu A}$ liegt nur noch Zirkulationskontrolle vor, die durch einen geringeren Anstieg von C_L versus C_μ charakterisiert ist (s. Anhang 4, Abb. 1). Den stärksten Einfluss der elektromagnetischen Kräfte auf den Auftriebsbeiwert eines angestellten Profils erhält man folglich bei abgelösten Strömungen für $0 < C_\mu < C_{\mu A}$. In diesem Bereich wurden Skalierungen $\Delta C_L \sim C_\mu^{1.5}$ gefunden (s. Anhang 4). Der Wert von $C_{\mu A}$ lag für die untersuchten Profile im Bereich von 1...4%, wobei sich $C_{\mu A}$ mit dem Anstellwinkel erhöht. In diesem Grenzschichtkontrollbereich wurden Erhöhungen des Auftriebsbeiwertes von bis zu 0.5, für das kleine Riga-Ruder sogar bis zu 0.8 gemessen.

Die Ergebnisse sind auf Reynolds-Zahlen bis zu $Re = 3.7 \cdot 10^5$ beschränkt, was aber keine wesentliche Einschränkung darstellt, da auch turbulente Grenzschichten mit erfasst sind.

Für den Betrieb mit elektrischem Gleichstrom ist die Frage des langzeitstabilen Elektrodenmaterials gelöst. Die aus der Chlor-Alkali-Elektrolyse bekannten RuO_2/IrO_2 beschichteten Titanelektroden sind industriell verfügbar und haben sich auch in den Messungen mit dem FZR-Ruder (siehe Anhang 1) als langzeitstabil in Salzwasser erwiesen. Für die Magnete wurden kommerziell verfügbare NdFeB-Magnete verwendet.

Die energetische Bilanz: Der Energieaufwand wird allein durch den Aufwand an elektrischer Energie zur Speisung der Elektroden bestimmt. Wie in Anhang 4 abgeleitet, besteht der wesentliche Zusammenhang für die pro Quadratmeter aufzubringende Leistung p_{EL} in

$$p_{EL} \sim (U_\infty^2 \cdot C_\mu / B_0)^2 \quad (5)$$

Signifikant ist die Skalierung $p_{EL} \sim U_\infty^4$, die den energetischen Aufwand für hohe Anströmgeschwindigkeiten sehr stark anwachsen lässt. Beispielrechnungen in Anhang 4 zeigen, dass der Leistungsaufwand rasch im Bereich von MW/m^2 liegt, was für die Anwendung unakzeptabel hoch ist. Mit einem akzeptablen Aufwand von $10^5 W/m^2$ sind für Anströmgeschwindigkeiten von 5 m/s noch Auftriebserhöhungen bis zu $\Delta C_L \approx 0.25$, für 10 m/s jedoch nur noch $\Delta C_L \approx 0.1$ erzielbar.

Die Analyse der energetischen Bilanz unterstreicht die Bedeutung der Skalengesetze (2) und (3). Während die im Rahmen des Projektes an HSVA und FZR durchgeführten Experimente bei Reynolds-Zahlen bis zu $Re = 3.7 \cdot 10^5$ mit vergleichsweise geringem energetischen Aufwand deutliche Auftriebserhöhungen ergaben, liefert die Extrapolation der Ergebnisse auf Reynolds-Zahlen im Bereich oberhalb von 10^7 einen sehr hohen energetischen Aufwand. Dabei ist allerdings noch die statistische Streuung des Skalengesetzes (3) zu beachten. Legt man die durch (4) erfasste Streuung der Daten zu Grunde, erhält man den in Fig. 3 dargestellten energetischen Aufwand in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit. Die Darstellung basiert auf den gleichen Zahlenwerten, die auch Abb. 6 und 7 in Anhang 4 zu Grunde lagen. Tabelle 1 gibt den energetischen Aufwand für eine Anströmung von 10 m/s für

verschiedene ΔC_L und verschiedene statistische Vertrauensbereiche bei der Auswertung von Fig. 2 an.

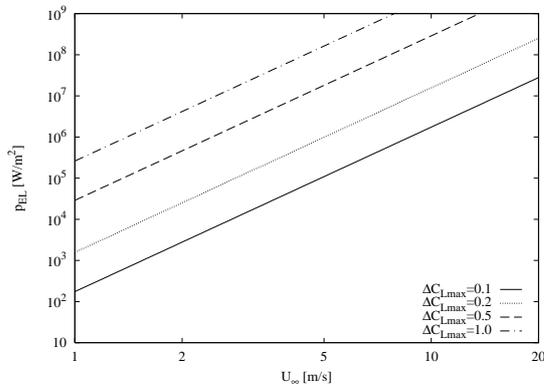


Fig. 3a: Energetischer Aufwand für den fit
 $\Delta C_{Lmax} = 1.71 \cdot C_\mu^{0.63}$
 (untere gestrichelte Gerade in Fig. 2)

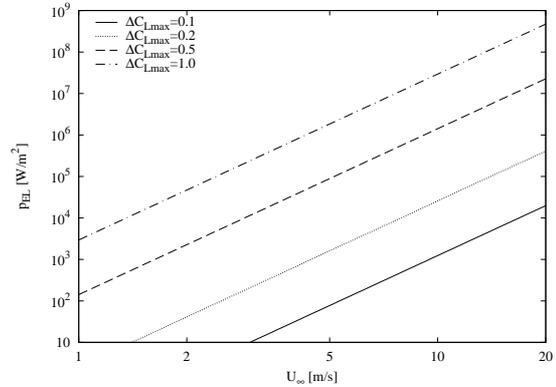


Fig. 3b: Energetischer Aufwand für den fit
 $\Delta C_{Lmax} = 4.12 \cdot C_\mu^{0.458}$
 (obere gestrichelte Gerade in Fig. 2)

Tabelle 1: Energieaufwand p_{EL} in kW/m^2 für eine Anströmung mit 10 m/s. Variation der Ergebnisse je nach statistischem Vertrauensbereich (VB) bei der Auswertung und Extrapolation der Messwerte von Fig. 2.

	$\Delta C_L = 0.2$		$\Delta C_L = 0.5$	
Mittelwert (3)	758		22013	
	Untere Grenze	Obere Grenze	Untere Grenze	Obere Grenze
VB 95%	63	7307	2915	148108
VB 99% (4)	26	15714	1416	288125
VB 99.9%	8	44289	551	723654

Signifikant ist die große Streuung dieser Werte. Obwohl sich die fits (4) der jeweiligen Ausgleichsgeraden scheinbar nur geringfügig unterscheiden, führen diese Unterschiede in der energetischen Bilanz zu erheblichen Abweichungen. Die Abhängigkeit $p_{EL} \sim U_\infty^4$ bleibt unverändert, jedoch ändern sich die Absolutwerte teils drastisch. Die Ursache liegt in der starken Abhängigkeit $p_{EL} \sim \Delta C_L^4$, die sich aus $\Delta C_L \sim (C_\mu)^{0.5}$ ergibt, und in den relativ geringen Absolutwerten von teils $C_\mu \sim 0.01$. Diese Auswertung unterstreicht die sensible Abhängigkeit der Ergebnisse von den Skalengesetzen ΔC_L versus C_μ .

3. Strömungsbeeinflussung mit oszillierenden elektromagnetischen Kräften

Die Problematik des bei Extrapolation zu höheren Reynolds-Zahlen zu stark wachsenden energetischen Aufwandes für die Anwendung dieser Strömungskontrolle war mit Erarbeitung der Skalengesetze (2) und (3) identifiziert worden, und führte in den anschließenden Projekttreffen am 17.12.01 in Hamburg und am 26.04.02 in Dresden zu einer Modifizierung des Arbeitsprogramms. Als neue Idee der elektromagnetischen Strömungskontrolle, die bei der Ausarbeitung des ursprünglichen Arbeitsprogramms nicht ins Kalkül gezogen wurde, erwies sich der Einsatz oszillierender elektromagnetischer Kräfte. A priori ist dieser Zugang zunächst verwunderlich, da im Mittel kein Impuls in die Grenzschicht eingetragen wird. Neuere Arbeiten der Aerodynamik-Forschung /8/ zeigten aber, dass eine periodische Anregung abgelöster Strömungen ein sehr interessantes Wechselspiel von Anregung, Grenzschicht und äußerer Scherschicht bewirkt, das für bestimmte Anregungsparameter zu vergleichbaren integralen Werten für Auftrieb oder Strömungswiderstand führt. Die Thematik der periodischen Anregung abgelöster Strömungen ist deshalb ein aktuell viel untersuchtes Thema der aerodynamischen Grundlagenforschung. Zusätzlich versprachen die in /8/ angegebenen Messwerte, dass bei periodischer Anregung der abgelösten Strömung ein vergleichbarer Auftriebsbeiwert mit einem um 2-3 Größenordnungen geringeren energetischen Aufwand erreicht werden kann. Aus diesem Grund wurden ca. die letzten 9 Monate der Projektbearbeitung auf den Einsatz einer oszillierenden Lorentz-Kraft konzentriert, wie im Rahmen des Projekttreffens am 26.04.02 fixiert. Hinzu kam, dass die Realisierung der periodischen Anregung im Fall der elektromagnetischen Kräfte auf den ersten Blick sehr einfach zu realisieren ist: statt Gleichstrom werden die Elektroden mit Wechselstrom gespeist. Testmessungen mit dem vorhandenen PTL IV-Profil lieferten zudem vielversprechende erste Ergebnisse, die für einen festen Anstellwinkel des Profils auch einen mehr als zehnfach geringeren Aufwand für die Erzielung einer Auftriebserhöhung von $\Delta C_L \approx 0.4$ im Vergleich zu stationären Lorentz-Kräften zeigten (s. Anhang 5, Abb. 4.1).

Die Korrosionsbelastung der Elektroden ist jedoch bei Wechselstrom höher als bei Gleichstrom. Dies führte zur Zerstörung der $\text{RuO}_2/\text{IrO}_2$ beschichteten Titanelektroden des FZR-Ruders im Laufe der ersten Testmessungen im Salzwasser an der HSVA (s. Anhang 5). Für die Experimente am FZR-Elektrolytkanal war deshalb eine neue Lösung für das Elektrodenmaterial erforderlich, die mit platinieren Titan-Elektroden gefunden wurde (s. Anhang 6, Abschnitt 3.6). Diese Elektroden erwiesen sich als langzeitstabil während der Messungen mit oszillierenden Lorentz-Kräften. Die Auslegung der Elektroden-Magneten-Anordnung des neuen Profils erfolgte auf Basis der numerischen Simulationen (s. Anhang 7, Abschnitt 2.3).

Die in Anhang 6 ausführlich beschriebenen systematischen Messungen mit periodischen Lorentz-Kräften lieferten ein konsistentes Bild der zu Grunde liegenden Strömungsbeeinflussungen und der Abhängigkeiten von den Anregungsparametern. Von den Resultaten hervorzuheben ist besonders die Abhängigkeit von der Frequenz der Anregung, die

entsprechend entdimensioniert (s. Anhang 6, S. 5) im Bereich von $F^+ = 0.5...1$ liegen muss. Nur in diesem Falle erfolgt ein „lock-in“ der Wirbelablösung auf die Anregungsfrequenz. Es wurden numerische Simulationen sowohl im laminaren Bereich (direkte numerische Simulationen) als auch im turbulenten Bereich (erweitertes k- ϵ -Modell) durchgeführt, die in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentell gefundenen Tendenzen sind.

Die in Anhang 5 beschriebenen ersten Testmessungen mit dem PTL IV-Profil konnten bestätigt werden, obwohl ein direkter Vergleich mit stationären Lorentz-Kräften für das Ruder V nicht möglich war (Ruder V hat Elektroden nur an der Profilverderrkante). Es zeigte sich auch, dass für einen festen Wert des Anstellwinkels der Auftriebsgewinn mit einem deutlich geringeren Impulseintrag erreicht werden kann als bei stationärer Beeinflussung. Zur Bewertung der mit einer Kontrollmethode erzielbaren Verbesserung der Profileigenschaften ist jedoch primär nicht von Interesse, wie stark der Auftrieb bei einem festgehaltenen Anstellwinkel im Vergleich zum Wert bei abgerissener Strömung gesteigert werden kann, sondern wie sich der maximal erreichbare Auftriebsbeiwert steigern lässt. Für dieses, alle möglichen Anstellwinkel ins Kalkül ziehende ΔC_{Lmax} ergibt sich jedoch kein wesentlicher Unterschied für den erforderlichen Impulseintrag zwischen stationärer und periodischer Anregung. Die in /8/ geäußerte Vermutung, dass die periodische Anregung vergleichbare Auftriebsgewinne stets mit geringerem Aufwand als bei stationärer Anregung liefert, muss folglich relativiert werden. Diese Aussage ist richtig für einen festen Anstellwinkel, nicht jedoch für die Erhöhung des maximal erreichbaren Auftriebsbeiwertes unter Variation des Anstellwinkels. Die maximal erzielbaren Auftriebsgewinne sind geringer als bei stationärer Anregung, da die Strömung bei periodischer Anregung i.a. nicht vollständig, sondern nur im zeitlichen Mittel wieder angelegt wird. Lediglich bei zweiflügligen Hochauftriebskonfigurationen wäre durch periodische Anregung auch eine deutliche und effiziente Erhöhung des Auftriebs zu erwarten.

Es sei betont, dass die periodische Anregung abgelöster Strömungen erst jüngst das Interesse der Forschung gefunden hat /8/. Mit den hier beschriebenen Arbeiten konnte ein wesentlicher Beitrag hierzu geleistet werden. Es wurden umfangreiche Vergleiche zu den mit oszillierendem Absaugen/Ausblasen gewonnenen Daten gezogen, wobei sich eine gute Übereinstimmung ergab (s. Anhang 6). Insbesondere war es mit der elektromagnetischen Anregung erstmals möglich, systematische Untersuchungen zum Einfluss der Wellenform der Anregung durchzuführen. Die Wirksamkeit der Anregung nimmt in der Reihenfolge Rechteck-, Sinus-, Dreieck-förmig stetig zu.

4. Zusammenfassung, Ausblick

Im Projekt wurde erstmals die Möglichkeit der Nutzung elektromagnetischer Kräfte, die durch an der Oberfläche des umströmten Körpers angeordnete Permanentmagnete und Elektroden erzeugt werden, für eine Erhöhung des Auftriebsbeiwertes untersucht. Der wesentliche Strömungseffekt besteht in der Unterdrückung der Wirbelablösung und der damit einhergehenden Auftriebserhöhung. Es besteht aber auch die Möglichkeit, an parallel

angeströmten Körpern ohne Anstellwinkel eine Auftriebskraft zu erzeugen infolge der elektromagnetisch eingetragenen Zirkulation. Die Thematik wurde experimentell und numerisch bearbeitet, zwischen beiden Zugängen wurde i.a. eine gute Übereinstimmung erzielt. Es wurden sowohl stationäre elektromagnetische Kräfte (Speisung der Elektroden mit Gleichstrom) als auch oszillierende Kräfte (Speisung der Elektroden mit Wechselstrom) betrachtet. Letzteres ist ein überraschender Strömungseffekt, da im zeitlichen Mittel kein Impuls in die Strömung eingetragen wird. Periodische Anregungen abgelöster Strömungen sind Gegenstand aktueller Grundlagenforschungen zur Fluidodynamik. Die experimentellen Arbeiten waren auf Grund der verfügbaren Strömungskanäle und der sinnvoll realisierbaren Umströmungskörper auf Reynolds-Zahlen bis zu $4 \cdot 10^5$ beschränkt. Für die Extrapolation zu schiffbautechnisch interessierenden Reynolds-Zahlen im Bereich von 10^7 bis 10^8 war es deshalb von besonderem Interesse, die dimensionslose Skalierung des erzielbaren Auftriebsgewinns in Abhängigkeit von den elektromagnetischen Parametern zu ermitteln.

Diese Aufgabe wurde gelöst. Die funktionalen Abhängigkeiten, die auch für Auslegungsberechnungen bei realen Schiffsbauteilen wie Ruder oder Stabilisierungsflossen einsetzbar sind, wurden bestimmt. Es zeigt sich, dass Erhöhungen der Auftriebsbeiwerte bis zu $\Delta C_L \approx 1$ eindeutig realisierbar sind. Eine Erhöhung des Auftriebes in dieser Größenordnung ist zweifellos von schiffbautechnischem Interesse.

Die Abschätzung des zugehörigen Energieaufwandes ergibt jedoch wegen $p_{EL} \sim U_\infty^4$ für höhere Anströmgeschwindigkeiten (d.h. höhere Reynolds-Zahlen) i.a. einen sehr hohen Energieaufwand. Mit einem akzeptablen Aufwand von 10^5 W/m² sind für Anströmgeschwindigkeiten von 5 m/s noch Auftriebserhöhungen bis zu $\Delta C_L \approx 0.25$, für 10 m/s jedoch nur noch $\Delta C_L \approx 0.1$ erzielbar. Diese Bilanzen gelten für die Extrapolation des statistischen Mittelwertes (3) der experimentellen Resultate. Es sei betont, dass die energetische Bilanz sensitiv von dem Skalengesetz (3) abhängt, was bei Berücksichtigung der statistischen Schwankungen der Messwerte in Fig. 3 zu erheblichen Unterschieden für den Energieaufwand bei der Extrapolation zu höheren Reynolds-Zahlen führen kann (siehe Tab. 1).

Es wurden abschließend auch periodische elektromagnetische Anregungen untersucht, die überraschenderweise die gleiche integrale Auftriebserhöhung liefern können wie stationäre Kräfte. Für einen festen Anstellwinkel kann bei abgelöster Strömung die Auftriebserhöhung mit einem in der Größenordnung von Faktor 10 kleineren Impulscoeffizienten erzielt werden. Vergleicht man jedoch die maximal erzielbare Auftriebserhöhung für alle Anstellwinkel, so ergibt sich kein signifikanter Vorteil der periodischen Anregung.

Die Problematik geeigneter Elektrodenmaterialien wird als gelöst betrachtet.

Die Anwendungen der Ergebnisse könnten prinzipiell bei allen Schiffsbauteilen liegen, für die eine gezielte Strömungsbeeinflussung wünschenswert ist. In Frage kommen Ruder, Stabilisierungsflossen, Halterungen von pod-Antrieben oder die Zuströmung bestimmter Bauteile. Dabei sind jeweils die speziellen Wünsche an die jeweilige Strömungskontrolle und das Betriebsregime der Bauteile zu beachten. Ein durchgängiger Vorteil der

elektromagnetischen Strömungskontrolle wird in der einfachen Regelbarkeit der elektromagnetischen Kräfte über die Elektrodenströme gesehen. Für den Betrieb der Stabilisierungsflossen kommt dieser Vorteil kaum zum Tragen, da es hierbei auf relativ langen Zeitskalen von 15-20 s nur auf den maximalen Auftrieb ankommt. Bei kleinen Kurskorrekturen an Rudern oder pod-Halterungen hingegen könnte dieser Vorteil von Interesse sein. Interessant für Ruder oder pod-Halterungen ist offenbar auch die Möglichkeit, Auftrieb ohne Anstellwinkel zu erzeugen.

Die Extrapolation der Ergebnisse zu Reynolds-Zahlen größer 10^7 deutet auf einen sehr hohen Energiebedarf für die Speisung der Elektroden hin. Obwohl diese Extrapolation noch einer hohen Unsicherheit unterliegt (s. Tab. 1), werden mit vertretbarem Aufwand von maximal 100 kW/m^2 die im interessierenden Bereich von 5...10 m/s Anströmgeschwindigkeit erreichbaren Auftriebsgewinne nur im Bereich von bis zu $\Delta C_L \approx 0.2$ liegen.

Längerfristig sind Verbesserungen dieser Energiebilanz in folgenden Richtungen denkbar:

- In Verallgemeinerung der Ergebnisse mit der periodischen Anregung werden die elektromagnetischen Kräfte nur gepulst eingesetzt, wodurch der energetische Aufwand sinken sollte.
- Die Anordnung wird in Zeiten ohne Funktionsbedarf (z.B. Stabilisierungsflossen bei ruhiger See) als Generator betrieben.
- Die energetische Bilanz wird verbessert in dem Maße wie stärkere Permanentmagnete verfügbar sind ($p_{EL} \sim B^2$). An stärkerem Magnetmaterial wird intensiv gearbeitet.

Die hier beschriebenen Resultate betreffen stets stationäre Strömungsverhältnisse. Bei dynamischen Strömungsvorgängen (Variation von Anstellwinkel oder Lorentzkraft-Amplitude) ergeben sich Auftriebsgewinne, die merklich über denen bei stationären Verhältnissen liegen [9]. Eine geeignete Abstimmung des zeitlichen Verlaufs von Anstellwinkel und Lorentz-Kraft kann deshalb eine deutliche Steigerung des im Mittel erzielbaren Auftriebsgewinns ergeben.

Literatur

- /1/ A.K.Gailitis, O.A.Lielausis: Die Möglichkeit der Reduzierung des Strömungswiderstandes einer Platte in einem Elektrolyten (in russ.). Prikladnaja Hidrodinamika, Riga 1961, 143-146
- /2/ Japanese unveil details of YAMATO-I MHD to the world. NAVY NEWS & Undersea Technology, Vol.8, No.45, November 1991
- /3/ Proc. Int. Conference on "Energy Transfer in MHD Flows", Cadarache, October 1991, Part 1: MHD Ship Propulsion
The 7th Beer-Sheva Int. Seminar on MHD Flows and Turbulence, Jerusalem, Febr. 1993, Round Table Discussion on MHD Ship Propulsion
- /4/ G.Gerbeth, G.Mutschke, T.Weier (Eds.): Int. Workshop "Electromagnetic Boundary Layer Control", Dresden, July 1997
- /5/ J.C.S.Meng (Ed.): Int. Symposium on Seawater Drag reduction, Newport (USA), July 1998
- /6/ G.Gerbeth: Schlußbericht zu FKZ 13N7134/2, Mai 2000
- /7/ Y.Du, G.Em.Karniadakis: Suppressing Wall Turbulence by Means of a Transverse Traveling Wave. Science, **288**, 1230-1234, 2000
- /8/ D.Greenblatt, I.J.Wygnanski: The control of flow separation by periodic excitation. Prog. Aero. Sci., **36**, 487-545, 2000
- /9/ S.Thieme, JAFO Technologie Hamburg: Zwischenbericht 2001 zum Projekt

Anhang

Ausführliche Berichte zu Messungen und numerischen Rechnungen

- Anhang 1: T.Weier, U.Fey, G.Gerbeth, G.Lammers, L.Hoffmann, G.Jensen, O.Lielausis, E.Platacis: Elektromagnetisches Hochleistungsruder II, Technischer Bericht FZ Rossendorf, April 2001
- Anhang 2: T.Weier, G.Gerbeth, G.Lammers, L.Hoffmann, O.Lielausis, E.Platacis: Elektromagnetisches Hochleistungsruder III, Technischer Bericht FZ Rossendorf, November 2001
- Anhang 3: G.Mutschke: Numerische Simulationen zur Profilmströmung mit stationären elektromagnetischen Kräften. Jahresberichte zum Projekt, April 2001 und Februar 2002
- Anhang 4: T.Weier, G.Gerbeth, G.Mutschke: Elektromagnetisches Hochleistungsruder: Energetische Bilanz, Technischer Bericht FZ Rossendorf, Dezember 2001
- Anhang 5: T.Weier, G.Gerbeth, G.Lammers, L.Hoffmann: Elektromagnetisches Hochleistungsruder IV: Oszillierende Anregung der abgelösten Strömung, Technischer Bericht FZ Rossendorf, April 2002
- Anhang 6: T.Weier, G.Gerbeth: Elektromagnetisches Hochleistungsruder V: Oszillierende Anregung der abgelösten Strömung II, Technischer Bericht FZ Rossendorf, September 2003
- Anhang 7: G.Mutschke: Numerische Simulationen zur Profilmströmung mit oszillierenden elektromagnetischen Kräften. Jahresbericht zum Projekt, September 2003

Bericht über die Ruder-Messungen an der HSVA
(07.08.-25.08.2000) im Rahmen des Projektes
**Kontrolle der nichtlinearen Dynamik von
Strömungsgrenzschichten durch elektromagnetische
Kräfte**
gefördert durch das VDI-Technologiezentrum Physikalische
Technologien, Düsseldorf

Elektromagnetisches Hochleistungsrunder II

Tom Weier,
Uwe Fey,
Gunter Gerbeth
FZR

Gerd Lammers,
Lutz Hoffmann,
Gerhard Jensen
HSVA

Olgerts Lielausis,
Ernest Platacis
IoP

20. März 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Besonderheiten der Profilmströmung bei kleinen Reynoldszahlen	6
3	Versuchsaufbau	13
4	Turbulenzgrad	19
5	Turbulatoren	22
6	Lorentzkraft	34
6.1	Riga-Ruder ohne Turbulenzdraht	34
6.2	Riga-Ruder mit Turbulenzdraht	42
6.3	FZR-Ruder ohne Turbulenzdraht	51
6.4	FZR-Ruder mit Turbulenzdraht	58
6.5	Auftriebserhöhung bei festem Anstellwinkel	65
6.6	Skalierung	73
7	Zusammenfassung	79
	Literaturverzeichnis	80

1 Einleitung

Anfang des Jahres 1999 fanden an der HSVA bereits Versuche zur Ablösungsverhinderung mittels wandparalleler elektromagnetischer Kräfte statt, deren Ergebnisse in [1] dokumentiert sind. Die Messungen demonstrierten den starken Einfluß der elektromagnetischen Strömungskontrolle auf das Ruderverhalten.

Mit einer stromab gerichteten Lorentzkraft an der Saugseite läßt sich der Strömungswiderstand des Profils reduzieren und der Auftrieb erhöhen. Die Auftriebserhöhung basiert auf zwei Mechanismen. Bei kleinen Anstellwinkeln wird ein zusätzlicher Auftrieb durch den von der Lorentzkraft einseitig eingetragenen Impuls erzeugt. Dieser Auftriebsgewinn ist jedoch relativ klein. Eine wesentlich größere Auftriebserhöhung resultiert aus der Verzögerung der Strömungsablösung zu höheren Anstellwinkeln. Durch diesen Effekt konnte der maximale Auftriebsbeiwert bei $Re = 2.9 \cdot 10^4$ um ca. 92% erhöht werden. Das Auftreten vollständiger Strömungsablösung an der Saugseite verschiebt sich dabei von einem Anstellwinkel von 13° auf 21° .

Die Messungen in [1] waren auf Reynoldszahlen $Re \leq 8.4 \cdot 10^4$ begrenzt, die Grenzschicht am Ruder somit laminar. Um Abschätzungen für die praktische Nutzbarkeit der elektromagnetischen Strömungskontrolle zur Auftriebssteigerung an Profilen treffen zu können, war eine Ausweitung des Wertebereichs zu höheren Reynoldszahlen und turbulenten Grenzschichten wünschenswert. Außerdem sollte das Verfahren in Relation zu alternativen Kontrollmöglichkeiten, wie z.B. dem Ausblasen auf der Saugseite, gesetzt werden.

Obwohl bei den hier vorgestellten Messungen nur eine moderate Steigerung der maximalen Reynoldszahl auf $Re = 1.2 \cdot 10^5$ möglich war, konnten durch die Anwendung von Turbulatoren an den Rudern turbulente Grenzschichten erzeugt werden. Die verschiedenen auf ihre Eignung untersuchten Turbulatoren und die mit ihnen erzielten Ergebnisse sind in Kapitel 5 beschrieben.

Der Reynoldszahlbereich $3.5 \cdot 10^4 \leq Re \leq 1.2 \cdot 10^5$, auf den die hier vorgestellten Untersuchungen beschränkt waren, wird in der aerodynamischen Literatur als „Low Reynolds Number Range“ bezeichnet. In diesem Bereich, der für die praktische Anwendung nur in Spezialfällen interessant ist, treten bei höheren Reynoldszahlen unbekannte Effekte auf, wie z.B. laminare Ablöseblasen. Da diese Phänomene die Struktur der Strömung an den Profilen qualitativ beeinflussen, zeigen die Profile unter Umständen auch ein von höheren Reynoldszahlen abweichendes Verhalten, das zudem noch empfindlich von der jeweiligen Reynoldszahl abhängen kann. Um diesen Aspekt generell etwas näher zu beleuchten, werden in Kapitel 2 einige Besonderheiten der Profilmströmung bei kleinen Reynoldszahlen anhand von Beispielen aus der

Literatur diskutiert.

Das Hauptaugenmerk bei der Diskussion der Meßergebnisse liegt auf dem Verhalten der Auftriebsbeiwerte mit der Lorentzkraft. Dabei ist sowohl bei festgehaltener Stärke der Lorentzkraft der Anstellwinkel variiert, als auch bei festem Anstellwinkel die Lorentzkraft verändert worden. Die Ergebnisse letzterer Versuche lassen deutliche Parallelen zur Kontrolle der Ablösung durch Ausblasen an der Saugseite von Profilen bzw. Klappen erkennen.

2 Besonderheiten der Profilmströmung bei kleinen Reynoldszahlen

Die Profilmströmung im Bereich kleiner Reynoldszahlen weist einige Besonderheiten auf, die bei hohen Reynoldszahlen keine oder nur eine untergeordnete Rolle spielen. Das Verhalten von Tragflügeln bei kleinen Reynoldszahlen war lange Zeit fast ausschließlich für Modellflugzeugbauer und Biophysiker interessant, weshalb vergleichsweise wenig Beiträge dazu publiziert wurden. Die Situation änderte sich etwas mit zunehmendem Interesse an der Nutzung von Windturbinen, ferngesteuerten hochfliegenden Flugzeugen (RPVs) in den 80er und Mikrodrohnen (MAVs) in den 90er Jahren. Für Übersichtsbeiträge zur Aerodynamik kleiner Reynoldszahlen sei auf [2], [3] und die Einführung in [4] verwiesen. Datensammlungen finden sich in [5, 6, 7, 8, 9, 10].

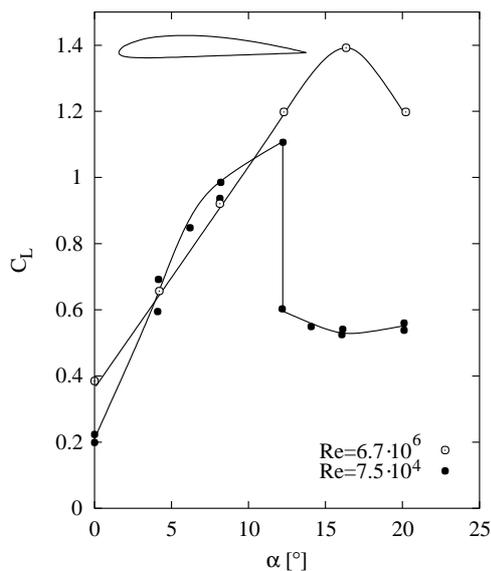


Abb. 2.1: Auftriebsbeiwert versus Anstellwinkel für ein 12% Clark-Y Profil abhängig von der Reynoldszahl [11].

an der Hinterkante ab, mit weiter zunehmendem Anstellwinkel wandert der Ablösepunkt in Richtung Vorderkante. Das führt zu einem relativ stetigen Verlauf der C_L - α -Kurve auch nach der Strömungsablösung. Die Darstellung der Auftriebscharaktere-

Im folgenden sollen in Anlehnung an [3] wesentliche Phänomene kurz skizziert werden. Bei sehr niedrigen Reynoldszahlen ($Re < 10^4$), die z.B. für den Flug von Insekten und kleinen Modellflugzeugen charakteristisch sind, ist die Grenzschicht an der gesamten Tragfläche laminar. Strömungsablösung tritt hier bereits bei relativ geringen Anstellwinkeln auf. Die Strömung reißt dabei an der Flügelvorderkante ab. Für hohe Reynoldszahlen ($Re > 10^6$), die im Schiffbau und der Luftfahrt auftreten, wird die laminare Grenzschicht typischerweise bereits vor ihrem möglichen Ablösen turbulent. Die turbulente Grenzschicht ist aufgrund des wesentlich erhöhten Impulsaustausches mit der Außenströmung weniger anfällig für Ablösung als die laminare. Die Strömung löst in diesem Reynoldsbereich besonders bei dickeren Profilen zuerst

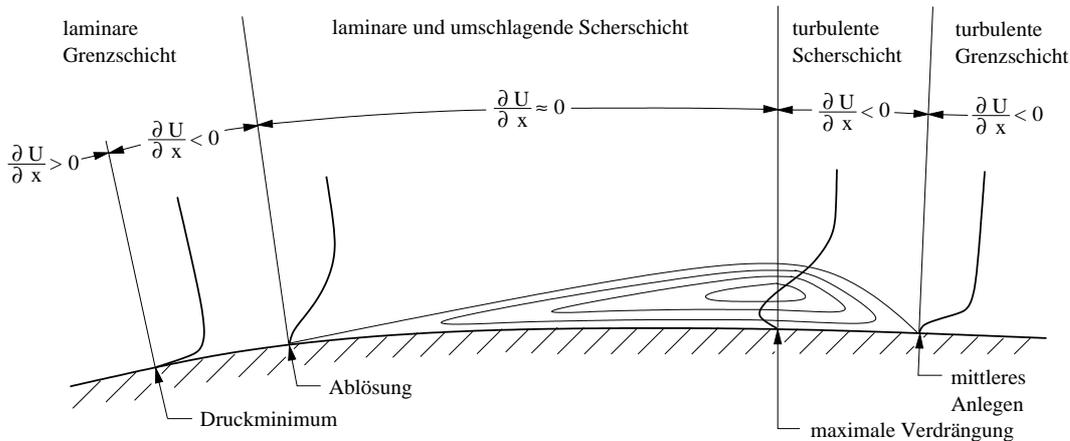


Abb. 2.2: Skizze einer laminaren Ablöseblase nach [3].

ristiken eines Clark–Y Profils in Abhängigkeit von der Reynoldszahl in Abbildung 2.1 nach [11] demonstriert die Auswirkungen der qualitativ verschiedenen Strömungsverhältnisse auf die integrale Größe Auftrieb.

Im Übergangsbereich zwischen sehr niedrigen und hohen Reynoldszahlen liegt der Bereich $10^4 < Re < 10^6$. Die zunächst laminare Grenzschicht löst schon bei relativ kleinen positiven Druckgradienten ab. Ein Rezirkulationsgebiet, welches etwa von der Oberflächentangente am Ablösepunkt begrenzt wird, entsteht. Die zugehörige Scherschicht hat eine wesentlich größere Transitionsneigung als die laminare Grenzschicht. Wird die Scherschicht hinreichend schnell turbulent, so kann die nun turbulente Scherschicht wegen der Energiezufuhr aus der Außenströmung wieder an der Wand anlegen. Es entsteht eine laminare Ablöseblase, wie sie in Abbildung 2.2 skizziert ist. Stromab vom Wiederanlegen der Strömung entwickelt sich eine turbulente Grenzschicht, die erst bei deutlich stärkeren Druckgradienten ablöst.

Die Ablöseblase selbst beeinflusst wiederum die Geschwindigkeitsverteilung in der Außenströmung. Abbildung 2.3 nach [12] skizziert diesen Effekt. Da sich die Grenze des Rezirkulationsgebietes ungefähr mit der vom Ablösepunkt ausgehenden Oberflächentangente deckt, entsteht entlang der laminaren Scherschicht ein Gebiet, in dem die Außengeschwindigkeit gleich bleibt. Es ist in Abbildung 2.3 als „Plateau“ bezeichnet. Die turbulente Scherschicht legt innerhalb einer kurzen Strecke wieder an. Dabei ergibt sich ein Unterschwingen durch das noch nicht voll entwickelte Grenzschichtprofil. Mit der Ausformung eines entwickelten turbulenten Geschwindigkeitsprofils stromab vom Anlegepunkt nähert sich die Geschwindigkeit der Außenströmung der potentialtheoretisch berechneten wieder an. Die Ablöseblase ändert somit wesentlich die saugseitige Druckverteilung am Profil, was auch Abbildung 2.4 nach [13] zeigt. In ihr ist die potentialtheoretisch erwartete und die gemessene Verteilung des Druckko-

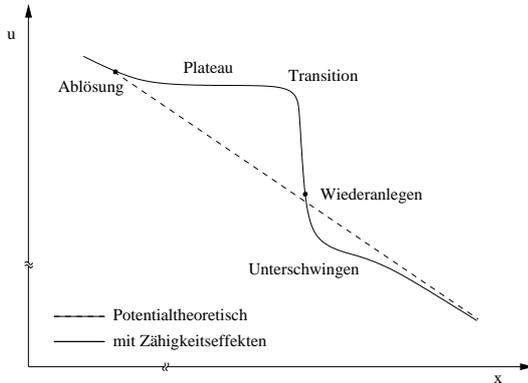


Abb. 2.3: Einfluß einer kurzen Ablöseblase auf die Geschwindigkeitsverteilung an der Saugseite einer Tragfläche nach [12].

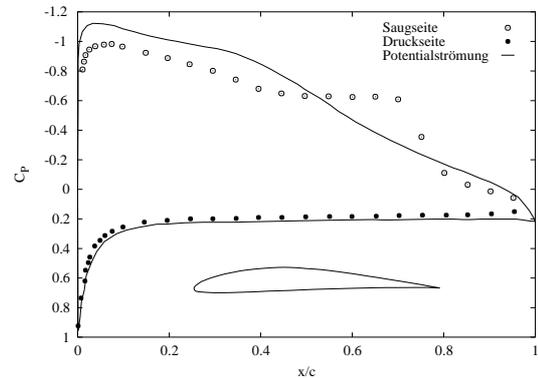


Abb. 2.4: Potentialtheoretische und gemessene Geschwindigkeitsverteilung an einem Eppler 387 Profil bei $\alpha = 4^\circ$ und $Re = 1 \cdot 10^5$ nach [13].

effizienten C_P

$$C_P = \frac{p - p_\infty}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2} \quad (2.1)$$

für ein Eppler 387 Profil bei $Re = 10^5$ und $\alpha = 4^\circ$ dargestellt. Da die Druckdifferenz zwischen Saug- und Druckseite des Profils den Auftrieb und das Wegintegral der Wandschubspannung über die Profilloberfläche den Widerstand bestimmt, beeinflussen Ort und Größe der Blase das Tragflügelverhalten merklich. Eine Zusammenstellung dimensionsloser Kenngrößen laminarer Ablöseblasen findet sich in [14]. Der komplexen Natur des Problems geschuldet, lassen sich die angegebenen Kriterien allerdings nur für Abschätzungen nutzen.

Die konkreten Auswirkungen einer laminaren Ablöseblase auf die C_L - α -Charakteristik eines Profils hängt von vielen Faktoren, nicht zuletzt auch vom Profil ab. Gad-el-Hak [3] unterscheidet zwischen langen und kurzen Ablöseblasen. Lange Ablöseblasen mit einer typischen Ausdehnung von 0.2 bis 0.3 Profiltiefen treten bei $Re \gtrsim 5 \cdot 10^4$ auf und beeinflussen die Druckverteilung signifikant. Eine lange Ablöseblase verhindert das Auftreten des scharfen Druckminimums an der Vorderkante, stattdessen bildet sich ein Plateau von deutlich geringerem Betrag über der Länge der Blase aus. Bei einer Erhöhung des Anstellwinkels nimmt die Ausdehnung einer langen Ablöseblase zu und führt zu einer entsprechenden Abnahme des Gradienten der C_L - α -Kurve sowie einem erhöhten Strömungswiderstand. Kurze Ablöseblasen treten bei etwas höheren Reynoldszahlen auf und sind nur über einige Prozent der Profiltiefe ausgedehnt. Sie äußern sich praktisch als Turbulator für die Grenzschicht. Eine solche kurze Blase

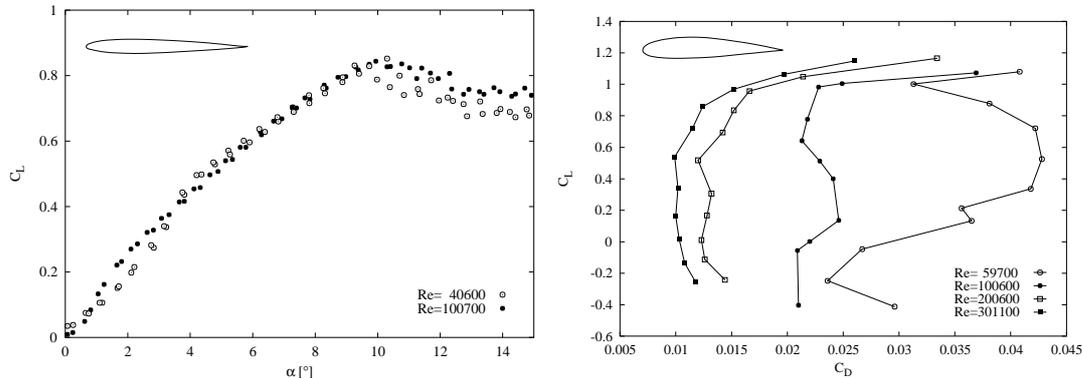


Abb. 2.5: Auftriebsbeiwert versus Anstellwinkel für ein NACA 0009 Profil (links) und Polare eines NACA 2415 Profils (rechts) bei verschiedenen Reynoldszahlen. Daten aus [8, 9].

läßt das potentialtheoretisch berechnete Druckminimum an der Profilvorderkante nahezu unverändert. In der Regel ist das Verhältnis von Auftrieb zu Widerstand bei einer kurzen Ablöseblase höher als bei einer langen. In Abhängigkeit von vielen Faktoren kann eine kurze Ablöseblase, die sich bei kleinen Anstellwinkeln gebildet hat, bei Erhöhung der Neigung zur Flügelvorderkante wandern, wobei ihre Ausdehnung abnimmt. Bei Überschreiten eines kritischen Anstellwinkels platzt die Blase dann auf, was zum vollständigen Abreißen der Strömung an der Vorderkante führen kann. Eventuell bildet sich jedoch aus der kurzen zunächst eine lange Ablöseblase. Eppler [14] bemerkt, daß es ungeachtet der Vielfalt möglicher Szenarien keinen fundamentalen Unterschied zwischen langen und kurzen Ablöseblasen gibt, sondern beide das selbe physikalische Phänomen in verschiedenen Stadien repräsentieren.

Die Auswirkungen von Ablöseblasen auf C_L - α -Kurven eines NACA 0009 und Polaren eines NACA 2415 Profils bei verschiedenen Reynoldszahlen zeigen die in Abbildung 2.5 dargestellten Daten von Selig et al. [8, 9]. Im linken Diagramm ist bei $Re = 40600$ deutlich der Wechsel der Krümmung im Kurvenverlauf von konvex zu konkav bei $\alpha \approx 4^\circ$ zu sehen. Er vollzieht sich bei $Re = 100700$ bereits bei $\alpha \approx 1^\circ$. Die Polaren im rechten Diagramm zeigen bei $Re = 59700$ einen starken Einfluß des durch die Ablöseblase erhöhten Widerstandes. Dieser Einfluß ist schwächer bei $Re = 100600$ und ab $Re = 200600$ nicht mehr feststellbar.

Das Aufplatzen der laminaren Ablöseblase bei höheren Anstellwinkeln führt normalerweise zum vollständigen Abreißen der Strömung über dem ganzen Flügel, beginnend an der Vorderkante. Dieses Aufplatzen der Blase ist meist ein irreversibler Prozeß, d.h. ein Rückführen des Anstellwinkels auf einen geringfügig kleineren Wert wird die Blase nicht wieder entstehen lassen, vielmehr bleibt die Strömung abgelöst. Daraus ergibt sich eine Hysterese in der C_L - α -Kurve: mit wachsendem Anstellwinkel

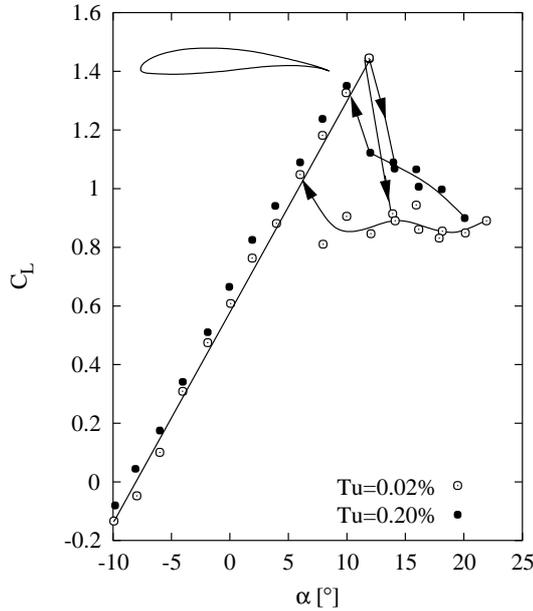


Abb. 2.6: Effekt des Turbulenzgrades auf die Hysterese bei einem Wortmann FX 63-137 Profil und $Re = 10^5$ nach [15]

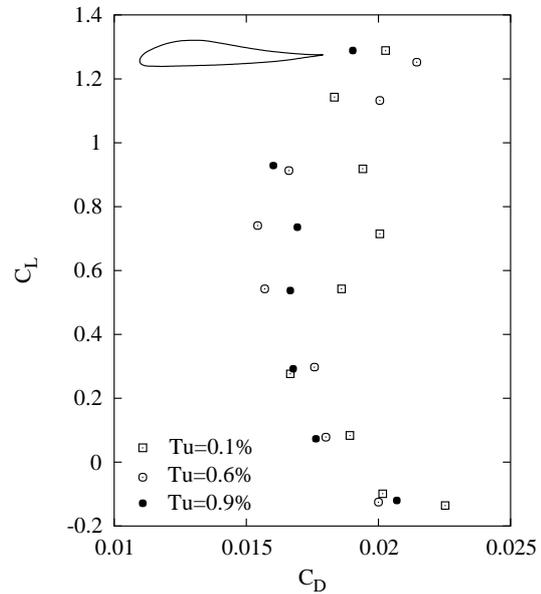


Abb. 2.7: Effekt des Turbulenzgrades auf die Polare eines Liebeck LA2573A Profils bei $Re = 2.5 \cdot 10^5$ nach [16].

bricht der Auftrieb nach Überschreiten des Maximums zusammen, bei Verkleinerung des Anstellwinkels bleibt er zunächst unterhalb der vorherigen C_L -Werte und erreicht die Ursprungskurve erst bei kleineren α .

Zur Erläuterung des Effekts kann auch die von Mueller et al. [17] gegebene Schilderung der mit der Hysterese im Verlauf des Auftriebskoeffizienten über dem Anstellwinkel verbundenen Strömungsphänomene herangezogen werden. Die Autoren visualisierten die Strömung um ein Lissaman 7769 Profil bei einer Reynoldszahl von $Re = 1.5 \cdot 10^5$ und zeichneten simultan die wirkenden Kräfte auf. Kurz vor dem vollständigen Abreißen der Strömung löst die Grenzschicht turbulent ab, wobei der Ablösepunkt mit steigendem α in Richtung Vorderkante wandert. Bei einem kritischen Anstellwinkel springt der Ablösepunkt dann zur Vorderkante, die Strömung ist vollständig abgelöst. Die Grenzschicht an der Vorderkante ist jetzt jedoch laminar. Der Umschlagpunkt der Scherschicht befindet sich zu weit von der Profiloberfläche entfernt, als daß ein Wiederanlegen möglich wäre. Damit es stattfinden kann, muß der Anstellwinkel merklich verringert werden.

Der Scherschichtumschlag hat somit offensichtlich einen wesentlichen Einfluß auf die Hysterese. Der Umschlag selbst hängt wiederum auch vom Turbulenzgrad der Um-

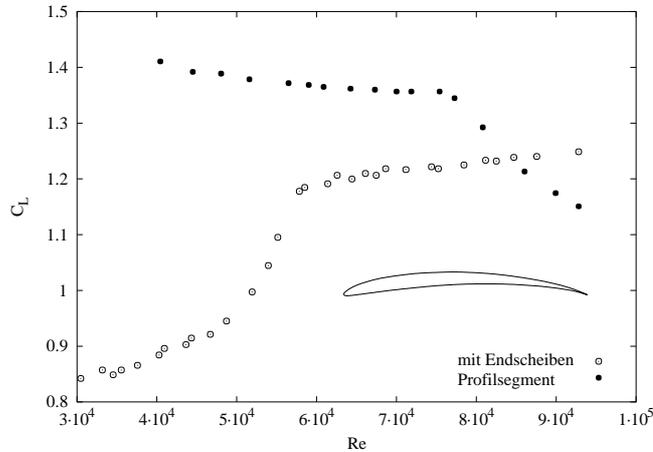


Abb. 2.8: Effekt von Endscheiben auf den Auftriebskoeffizienten bei einem Eppler 61 Profil bei $\alpha = 8^\circ$ nach [4].

gebung ab, da Störungen endlicher Amplituden eine Bypass-Transition hervorrufen können. Die genauen Zusammenhänge sind vielschichtig, jedoch kann davon ausgegangen werden, daß die Hysterese mit zunehmendem Turbulenzgrad kleiner wird und ab einem bestimmten Betrag ganz verschwindet. Das passiert dann, wenn es keine Änderung der Strömungsqualität mehr gibt, d.h. die Grenzschicht praktisch von der Vorderkante an turbulent ist. Abbildung 2.6 aus [15] zeigt den Effekt abnehmender Breite der Hysterese mit zunehmendem Turbulenzgrad der Außenströmung für ein Wortmann FX 63-137 Profil bei $Re = 10^5$.

Auch die Polare eines Profils kann durch den Turbulenzgrad der Strömung beeinflusst werden. In Abbildung 2.7 nach [16] sind Polaren einer Liebeck LA2573A Tragfläche bei $Re = 2.5 \cdot 10^5$ und verschiedenen Turbulenzgraden dargestellt. Bei einem Turbulenzgrad von $Tu = 0.1\%$ ist der widerstandserhöhende Einfluß der laminaren Ablöseblase bei $0.5 < C_L < 0.9$ deutlich zu erkennen. Dieser Einfluß verschwindet bei den höheren Turbulenzgraden fast vollständig, da die Ablöseblase durch die eher eintretende Transition der Scherschicht wesentlich kleiner ausfällt.

Sollte das untersuchte Profil mit Endscheiben ausgerüstet sein, stellen sich in den Ecken, die Profil und Endscheiben bilden, Sekundärströmungen ein. Diese wiederum wechselwirken mit der Grenzschicht am Profil und sind unter Umständen in der Lage, den Auftrieb und den Widerstand gegenüber einem ideal zweidimensionalen Profil merklich zu verändern. Die Stärke der Einflüsse ist abhängig vom konkreten Profil, vom Anstellwinkel und von der Reynoldszahl. Mueller [4] untersuchte den Effekt von Endscheiben auf ein Eppler 61 Profil. Der Autor maß Kräfte an einem Profil mit Endplatten und an einem Profilstück, das nach beiden Seiten von weiteren Segmenten begrenzt war. Für das Profilstück ergaben sich generell höhere Auftriebs-

und niedrigere Widerstandswerte als für das Profil zwischen den Endscheiben. Abbildung 2.8 zeigt das Verhalten des Auftriebskoeffizienten mit der Reynoldszahl für das Profissegment und das Profil mit Endscheiben. Das Profil war dabei 8° angestellt. Die starke Abnahme des Auftriebsbeiwertes für das Profissegment („ohne Endscheiben“) ab $Re \approx 7.5 \cdot 10^5$ ist einem Nebeneffekt geschuldet. Der starke Anstieg des Auftriebskoeffizienten beim Profil mit Endscheiben für $4 \cdot 10^5 \lesssim Re \lesssim 6 \cdot 10^5$ hingegen ist eine reproduzierbare Eigenschaft der Strömung.

Unabhängig von der Gestaltung der Flügelenen kann es an Profilen zu Modulationen der Strömung in Spannrichtung kommen, so daß der lokale Widerstandskoeffizient um bis zu 20% des mittleren Wertes schwanken kann [18]. Ursache dieser Modulationen sind Längswirbel (Görtlerwirbel) in der Grenzschicht, die durch konkave Wandkrümmung und im Zusammenhang mit Ablöseblasen entstehen können.

3 Versuchsaufbau

Die Versuche fanden im Umwelttank der HSVA statt. Der verwendete Versuchsaufbau entsprach prinzipiell dem bereits bei der ersten Meßserie genutzten und in [1] beschriebenen. Einzelne Aspekte, wie Strömungsantrieb und Stromzuführung wurden jedoch verändert. Der Versuchsaufbau sei im folgenden nochmals zusammenfassend geschildert. Im Wasser des Umwelttanks wurde für die Versuche eine NaCl-Konzentration von 3.6% eingestellt. Der Umwelttank ist ein 6m breites, 30m langes und 1m tiefes Bassin, das durch eine Trennwand in zwei Bahnen geteilt wurde. Diese sind an den Enden des Bassins durch Umlenkungen verbunden. Die Strömung wird von 4 Propellern getrieben, die in einer Bahn nebeneinander angebracht sind. Jeder Propeller ist mit einem frequenzgeregelten Drehstromantrieb ausgestattet. Bei den vorherigen Versuchen war die maximal erreichbare Strömungsgeschwindigkeit auf ca. 0.85m/s begrenzt. Um diesen Wert zu erhöhen, wurden anstelle der ursprünglich vorhandenen Propeller Düsenpropeller mit etwa doppelter Steigung der Blätter eingebaut. Die vorher frei austretenden Propellerstrahlen sind nun über ca. 2m in Rohren geführt. Um Rückströmungen zu vermeiden, wurde außerdem eine Trennwand quer durch die Antriebsbahn gezogen, die nur Öffnungen für die, die Propellerstrahlen führenden, Rohre aufweist.

Durch diese Verbesserungen lies sich die erreichbare Maximalgeschwindigkeit jedoch nur unwesentlich steigern. Offensichtlich sind die an den Auslaßöffnungen der Strahlrohre und dem Ende der Meßstrecke entstehenden Verwirbelungen Ursachen starker Energieverluste. Diesen Verlusten zu begegnen, hätte allerdings eines erheblichen weiteren konstruktiven Aufwands bedurft. Weitere Umbauten schienen auch im Hinblick auf die grundsätzlich andere Natur der normalerweise im Umwelttank durchgeführten Untersuchungen nicht gerechtfertigt. Die gegenüber dem Februar 1999 um ca. 10K höhere Wassertemperatur erlaubte trotzdem Messungen bei einer mit der Profiltiefe gebildeten maximalen Reynoldszahl von etwa $1.2 \cdot 10^5$ statt $8.5 \cdot 10^4$. Die mit einem Kapillarviskosimeter bestimmten Werte der kinematischen Viskosität der verwendeten Salzlösung sind in Abbildung 3.1 über der Temperatur aufgetragen. Die wesentlichen Daten der in [1] näher beschriebenen PTL IV Profile sind in Tabelle 3.1 angeführt. Die in Tabelle 3.1 angegebene Spannweite s bezieht sich auf die Querausdehnung der mit Elektroden und Magneten bestückten Fläche. An den Rändern dieser aktiven Flächen wurden beide Ruder mit Endscheiben aus 3mm dickem Plexiglas versehen, um definierte Randbedingungen zu schaffen. Die Außenkontur der Endscheiben folgt der des Ruders im Abstand von 30mm, ist jedoch an der Ruderhinterkante nicht spitz, sondern symmetrisch zur Vorderkante rund. Die Kanten der Endscheiben sind

		Riga-Ruder	FZR-Ruder
Profiltiefe	c [mm]	158.1	158.1
Spannweite	s [mm]	360	345
Anfang Elektrode	x_a [mm]	11.7	6.3
Ende Elektrode	x_e [mm]	130.7	133.5
	c/s	2.28	2.18
Magnetbreite	a [mm]	10	5
	a/L	0.06	0.03
Flußdichte	B_0 [T]	0.4	0.2

Tabelle 3.1: Parameter der beiden untersuchten Ruder.

ebenfalls abgerundet.

Zum Aufzeichnen der Ruderkräfte wurden die Ruder an einer, auf Dehnungsmeßstreifen basierenden, Dreikomponentenwaage der Firma Kempf & Remmers befestigt. Abbildung 3.2 zeigt eine Skizze der Meßanordnung. Das Profil war in der Mitte der 800mm breiten Meßstrecke angeordnet. Die Waage lieferte die Widerstandskraft des Ruders in Strömungsrichtung, die Querkraft und das Ruderschaftsmoment als

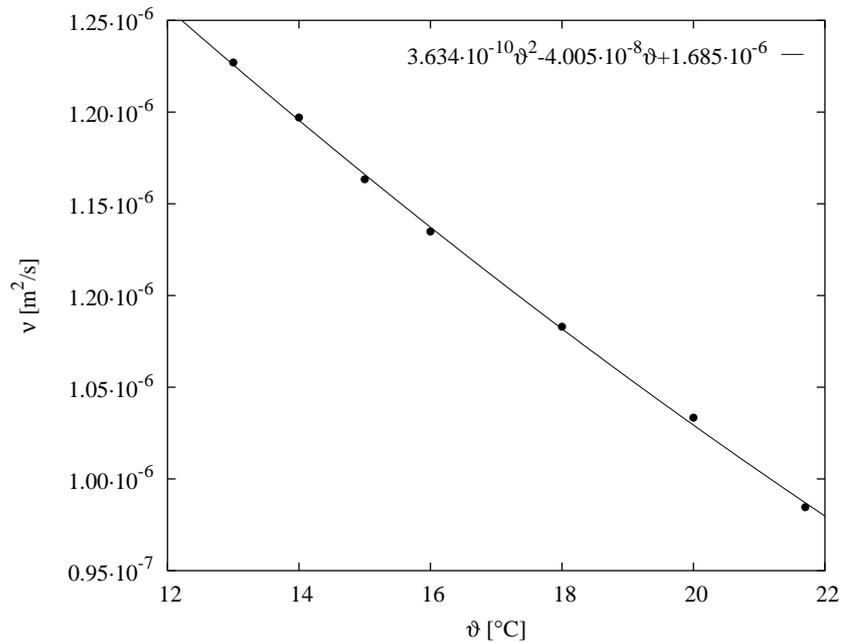


Abb. 3.1: Kinematische Viskosität der Salzlösung für Temperaturen zwischen 13 und 22°C nebst Interpolationsformel.

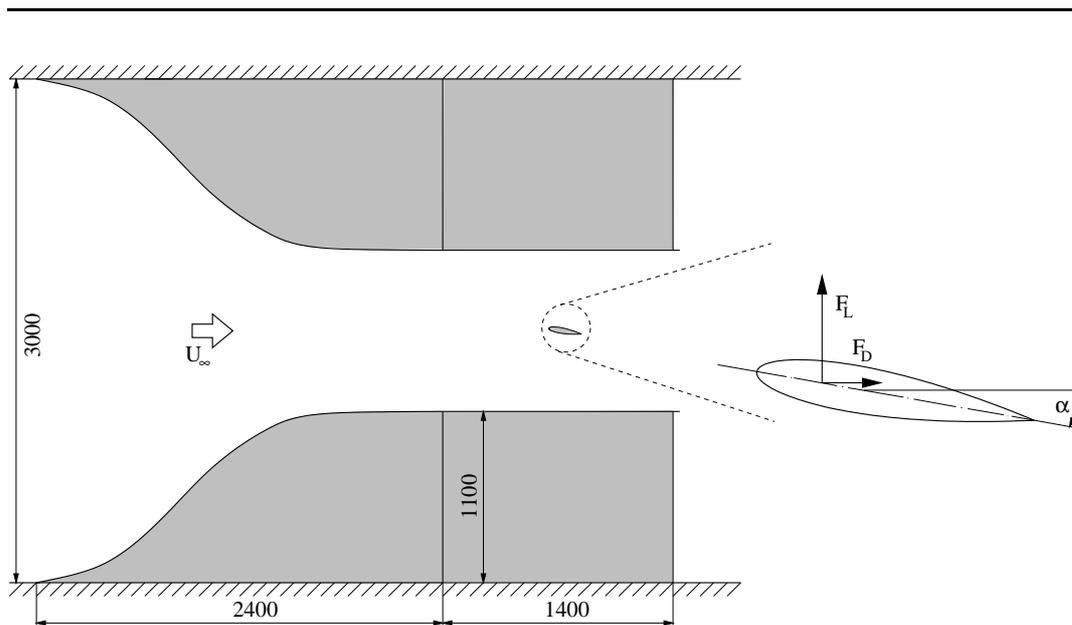


Abb. 3.2: Skizze der eingebauten Düse und der am Profil gemessenen Kraftkomponenten

Spannungssignal. Der Meßbereich für die Kräfte beträgt 0 bis 200N, der des Drehmoments 0 bis 20Nm. Die Waage liefert außerdem noch den aktuellen Anstellwinkel, ebenfalls als Spannung kodiert. Die Signale digitalisierte ein 8 Kanal A/D-Wandler Spider8 der Hottinger Baldwin Meßtechnik GmbH und leitete sie an einen PC zur Erfassung weiter. Aufgrund der relativ stationären Vorgänge betrug die Abtastfrequenz für alle Signale jeweils 10Hz. Sämtliche angegebenen Meßwerte verstehen sich als Mittelwerte über einen Zeitraum von etwa 20s. Die Ruder kennlinie wurde stets nach folgendem Muster bestimmt: vom Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ ausgehend wurde der Anstellwinkel schrittweise erhöht und für jeweils ca. 30s konstant gehalten. Die resultierenden Kräfte zeigen kurz nach der Einstellung des neuen Anstellwinkels ein Einschwingverhalten, das die instationäre Reaktion der Strömung widerspiegelt („Böen effekt“ [19]). Die während des Einschwingens aufgenommenen Meßwerte wurden bei der Auswertung nicht berücksichtigt. Die Ruder kennlinien bei angelegter Lorentzkraft entstanden auf gleiche Weise.

Neben den Ruder kennlinien sind auch Kraftmessungen bei festem Anstellwinkel und stufenweise erhöhter Lorentzkraft durchgeführt worden. Hier war kein ausgeprägtes Einschwingverhalten zu beobachten. Jedoch zeigten sich beim Übergang von abgelöster zu angelegter Strömung Bereiche, in denen die gemessenen Kräfte bei konstantem Anstellwinkel und festgehaltener Stromdichte zwischen deutlich unterscheidbaren Werten schwankten. Falls solche Fälle auftraten, wurde jeder dieser Bereiche einzeln gemittelt.

Als Stromquelle dienten zwei geregelte Stromversorgungen XKW 12–250 der Firma Zentro–Elektrik, die in Reihe geschaltet, einen Strom von maximal 250A bei 25V Ausgangsspannung liefern konnten. Die Nutzung der zweiten Stromversorgung war nötig, um auch das Riga–Ruder mit bis zu 50A Gesamtstrom betreiben zu können. Dessen elektrischer Widerstand ist aufgrund des größeren Elektrodenabstands höher als der des FZR–Ruders. Die Lorentzkraft wirkte bei allen Versuchen an der Saugseite der Profile in Strömungsrichtung. Versuche mit beidseitig gespeisten Elektroden fanden nicht statt.

Um die Elektroden mit Strom zu versorgen, waren Kabel von der Stromversorgung zum Ruder zu führen. Bei den 1999 durchgeführten Messungen [1] waren diese Kabel am Ruder und einem starren Träger fixiert. Da sich beim Einschlagen des Ruders die Position der Befestigungspunkte gegeneinander verschob, ergaben sich durch die Masse und Starrheit der Kabel Rückstellkräfte veränderlicher Größe. Das führte zu schlecht einschätzbaren Meßungenauigkeiten. Deshalb sind bei den vorliegenden Messungen die Kabel am Drehteller der Waage befestigt worden, wodurch die, die Kraftmessdose überbrückenden Kabel, unabhängig vom Rudereinschlag immer in der selben Position zum Ruder bleiben.

Trotz dieser Verbesserung ergaben sich zu verschiedenen Zeitpunkten immer noch differierende Meßwerte für die in der Ausgangslage (parallel zur Anströmung ausgerichtetes, stromloses Ruder) bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit gemessenen Kräfte. Bei den in den Diagrammen der Kapitel 5 und 6 aufgetragenen Werten für den Auftriebskoeffizienten C_L

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 cs} \quad (3.1)$$

wurde der Auftriebsbeiwert für einen Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$ bei nicht angelegter Lorentzkraft auf Null gesetzt. Diese Annahme sollte für ein symmetrisches Profil zutreffen. Der tatsächlich für $C_L(\alpha = 0^\circ)$ gemessene Wert wurde dann von allen anderen Meßwerten der Meßreihe abgezogen. In Gleichung (3.1) steht F_L für die Auftriebskraft, U_∞ für die Geschwindigkeit der Anströmung, ρ für die Dichte der Flüssigkeit und c und s bezeichnen die Profiltiefe bzw. Spannweite des Ruders. Von den Werten derselben Meßreihe mit $\alpha \neq 0$ wurde vor dem Auftragen der zu $\alpha = 0$ gehörende Meßwert abgezogen. Für die ebenfalls fehlerbehafteten Widerstandskoeffizienten

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 cs} \quad (3.2)$$

läßt sich keine ähnlich einfache Korrekturmöglichkeit angeben. Der gemessene Widerstand F_D des Profils wurde deshalb unkorrigiert verwendet.

Wie man aus den Abbildungen in Kapitel 6 sieht, ergeben sich größere Abweichungen gerade bei kleinen Reynoldszahlen, d.h. Geschwindigkeiten. Ein typischer Wert für die

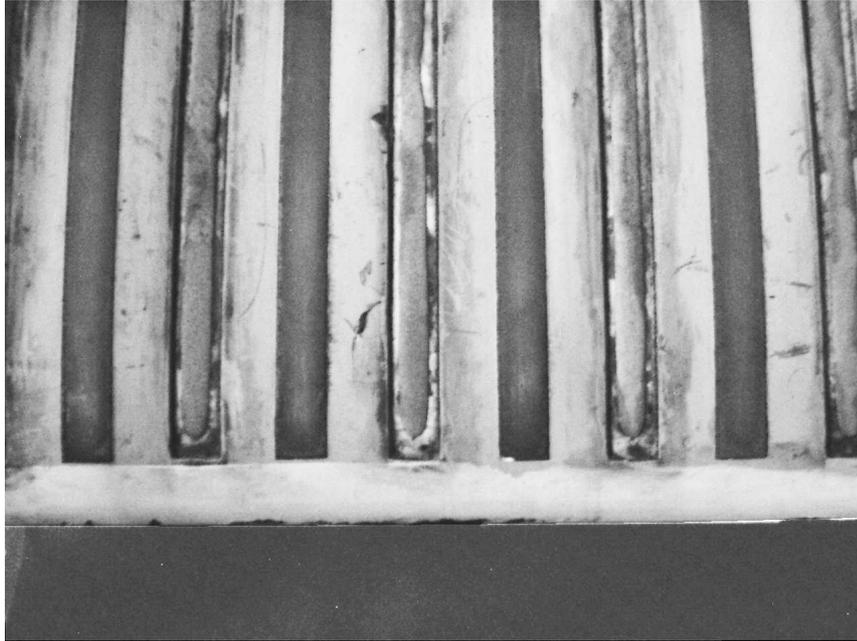


Abb. 3.3: Teilansicht des Riga-Ruders mit stark angegriffenen Anoden

Widerstandskraft bei $U_\infty = 0.25\text{m/s}$ ist $F_D = 0.08\text{N}$, d.h. 0.04% vom Meßbereichsendwert der Waage. Bei $U_\infty = 0.85\text{m/s}$, dem Maximalwert der Anströmgeschwindigkeit, wirkt etwa die zehnfache Widerstandskraft, mithin arbeiten die Kraftaufnehmer in einem etwas günstigeren Bereich.

Die durch die 1999er Experimente bereits stark beanspruchte Backbordseite des Riga-Ruders ist vor Beginn der Experimente mit Polyesterharz verspachtelt und mit einem Schutzanstrich versehen worden. Die Elektroden der Steuerbordseite waren hingegen kaum eingesetzt und zu Beginn der Versuche noch in gutem Zustand. Die Erosion des Materials durch das an den Anoden freigesetzte Chlor führt jedoch zu einer schnellen Veränderung der Elektroden- und damit der Profilform, besonders bei hohen Stromdichten. Einen Eindruck vermittelt Abbildung 3.3: während die Kathoden, an denen lediglich Wasserstoff entsteht, nicht sichtbar verändert sind, haben die Anoden ihre ursprüngliche Form völlig verloren. Nur ihre Reste liegen noch in den Halterungen. Die in Abbildung gezeigte Aufnahme entstand nach dem Ende der Versuche. Um vor allem die durch den Materialabtrag verursachte Formveränderung auszugleichen, wurde versucht, die bereits stark erodierten Anoden mit einem leitfähigen Material zu überschichten und so die entstandenen Aussparungen wieder aufzufüllen.

Als Füllmaterial kam das Epoxidharz Duralco 120SF der Firma Cotronics, Brooklyn

zum Einsatz. Dieses Epoxidharz erhält durch einen Zusatz von silberbeschichteten Glashohlkugeln, deren mittlerer Durchmesser typischerweise etwa $10\mu\text{m}$ beträgt, seine elektrische Leitfähigkeit. Das ausgehärtete Harz tatsächlich elektrisch leitfähig ist, konnte durch Widerstandsmessungen gezeigt werden. Das Auffüllen um die Anoden entstandenen Freiräume war trotzdem nicht erfolgreich. Es kam kein Stromfluß durch die mit dem Epoxidharz beschichteten Elektroden zustande. Die Ursache dafür liegt mit hoher Wahrscheinlichkeit an der Beschaffenheit der Kontaktflächen von Ruder und Epoxidharz. Das Harz erhält seine Leitfähigkeit erst nach dem Aushärten, da durch die damit verbundene Schrumpfung die silberbeschichteten Füllkörper aufeinandergepreßt werden und so leitende Verbindungen herstellen. An den Außengrenzen des Epoxidharzkörpers, die an festes Material stoßen, bildet sich jedoch eine nur aus Harz bestehende und deshalb isolierend wirkende Schicht.

Da das Auffüllen des durch die Korrosion verlorenen Elektrodenmaterials nicht erfolgreich war, mußten einige Messungen am Riga-Ruder mit sehr stark korrodierten, d.h. kaum noch vorhandenen Elektroden durchgeführt werden. Die Anoden bestanden aus 1mm starkem Edelstahlblech, entsprechend entstanden Vertiefungen von bis zu 1mm im Ruder. Die unter diesen Bedingungen durchgeführten Messungen sind in den Abbildungen gekennzeichnet.

Wie bereits in [1] beschrieben, betreffen die geschilderten Korrosionsprobleme nur die am Riga-Ruder verwendeten Edelstahl-Anoden. Das FZR-Ruder wurde mit $\text{RuO}_2/\text{IrO}_2$ -Oxid beschichteten Titanelektroden gebaut, die durch das anodisch entstehende Chlor nicht angegriffen werden. Die Verwendung dieses Elektrodenmaterials ist in der Chlor-alkali-Elektrolyse üblich. Diese sogenannten Dimensionsstabilen Anoden (DSA) erreichen bei Stromdichten von $j_0 \approx 15\text{kA}/\text{m}^2$ Standzeiten von 5-10 Jahren [20]. Das FZR-Ruder zeigte während der gesamten Versuchszeit keine sichtbaren Korrosionserscheinungen an den Elektroden.

4 Turbulenzgrad

Der Turbulenzgrad der Strömung wurde am Ende der Düse (siehe Skizze in Abbildung 3.2) und 500mm unter der Wasseroberfläche gemessen. Das Profil befand sich während dieser Messungen nicht in der Meßstrecke. Für die Messungen kam ein DANTEC StreamLine® 90N10 System mit einer CTA 90C10 Brücke zum Einsatz. Die Meßwerte nahm ein PC mit einer National Instruments PCI-MIO-16E-4 Analog/Digital-Wandlerkarte auf. Dabei betrug die Abtaststrate 1kHz und die Dauer jeder Messung 60 Sekunden, die Signale wurden einer elektronischen Tiefpaßfilterung von 300Hz unterzogen. Das eingestellte Brückenverhältnis von 1:20 bot den maximal möglichen Sensorstrom bei einem Überhitzungsverhältnis von 1.05. Eine zylindrische Heißfilmsonde 1210-20W von TSI diente als Sensor. Sie war mittels einer TSI 1159 Sensorhalterung mit 4.575m langem Kabel an die Brücke angeschlossen. Der verwendete Sensor ist ein Standardsensor für Anwendungen in wässrigen Medien. Das aktive Element bildet ein auf einem zylindrischen Quarzträger aufgebrachtener Platinfilm, der wiederum von einer Quarzschicht elektrisch vom umgebenden Medium isoliert wird. Der Sensordurchmesser beträgt $50.8\mu\text{m}$, die aktive Länge 1.02mm.

Die Temperatur des Mediums ist im Umwelttank aufgrund seines Volumens über Zeiten, die die Meßzeit um Größenordnungen übersteigen auf 1/10K genau konstant, was für Heißfilmmessungen von großem Vorteil ist. Nachteilig wirken sich allerdings die naturgemäß vorhandenen Schwebstoffe aus, da sie sich in nicht kontrollierbarer Weise auf dem Sensor ablagern und dort den Wärmeübergang beeinflussen. Dadurch ändert sich die Sensorcharakteristik gegenüber dem Eichfall, was schließlich Meßfehler verursacht. Um diese Meßfehler gering zu halten, werden an den Reinheitsgrad der für Heißfilmmessungen vorgesehenen Fluide beträchtliche Anforderungen gestellt. Bruun [21] empfiehlt die Filterung des gesamten Volumens mit einem Filter von $2\mu\text{m}$ Porendurchmesser. Diesen Anforderungen konnte aus ersichtlichen Gründen (ca. 180m^3 Salzwasser) nicht genügt werden. Die mit dem Heißfilm gemessene Geschwindigkeit lag jedoch stets nahe der mit dem Flügelradanemometer bestimmten. Da der Turbulenzgrad

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(u'^2 + v'^2 + w'^2)}}{U}, \quad (4.1)$$

auf die gemessenen Längsschwankungen bezogen auch geschrieben als

$$Tu = \frac{\sqrt{u'^2}}{U}, \quad (4.2)$$

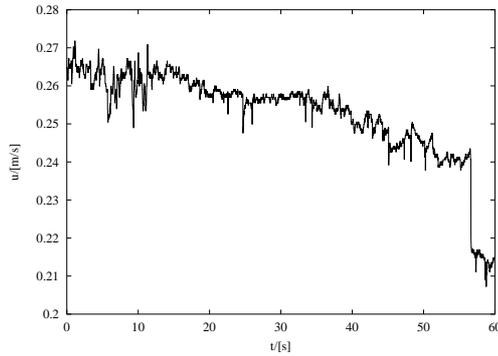


Abb. 4.1: Geschwindigkeitssignal bei $U_\infty = 0.25 \text{ m/s}$

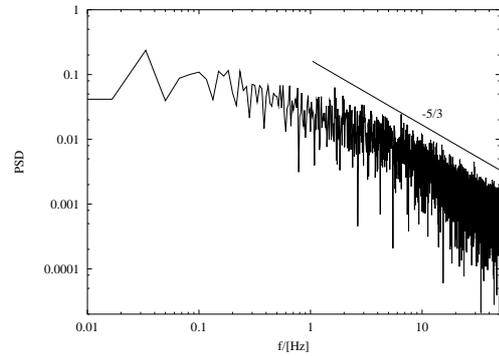


Abb. 4.2: Turbulenzspektrum bei $U_\infty = 0.43 \text{ m/s}$

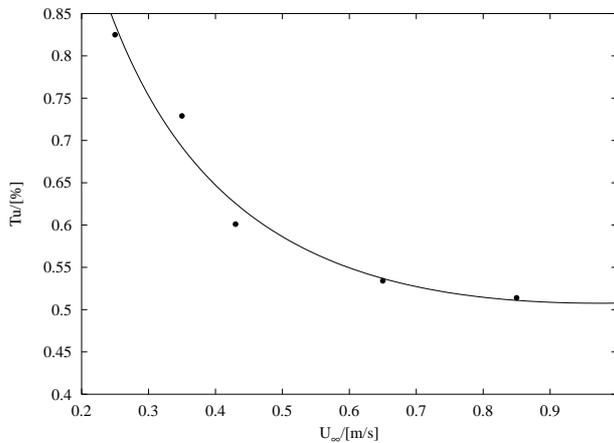
dann das Verhältnis zweier Geschwindigkeitswerte darstellt und zudem relativ klein ist, sollte sein Wert von diesen Problemen nicht merklich beeinflusst werden. Eckelmann [22] gibt zudem ein Verfahren an, das es erlaubt, den Turbulenzgrad bei kleinen Schwankungen ohne Kalibrierung der Sonde zu bestimmen. In den Gleichungen (4.1) und (4.2) bezeichnen u' , v' und w' die Schwankungskomponenten in x , y und z -Richtung und U die mittlere Geschwindigkeit der Anströmung.

Eine typische Geschwindigkeitsmessung bei einer mittels Flügelradanemometer bestimmten Geschwindigkeit der Anströmung von $U_\infty = 0.25 \text{ m/s}$ zeigt Abbildung 4.1. Zunächst fällt eine mit zunehmender Zeit eine Drift des Mittelwertes in Richtung kleinerer Werte auf, die sich durch das langsame Aufwachsen einer Schmutzschicht auf dem Sensor erklären läßt. Bei ca. 57s springt das Signal von etwa 0.24 m/s auf 0.21 m/s , was vermutlich auf die Ablagerung eines größeren Teilchens auf dem Sensor zurückzuführen ist. Um den Einfluß der Drift auf die Größe der Schwankungsquadrate klein zu halten, wurde statt einer einfachen Mittelwertbildung ein Polynom zweiten Grades an die Meßwerte angepaßt und vor der Bildung der Schwankungsquadrate von den Meßwerten subtrahiert. Als mittlere Strömungsgeschwindigkeit wurde der Wert des Polynoms bei der halben betrachteten Meßzeit gewählt. Traten in den Messungen sprunghafte Änderungen der Meßgröße auf, wurden die Bereiche nach und einschließlich des Sprungs nicht mit in die Auswertung einbezogen.

Abbildung 4.2 zeigt das Energiespektrum, d.h. das Powerspektrum der Fluktuationsquadrate

$$E(f) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} u'^2(t) \cdot e^{2\pi i f t} dt \right| \quad (4.3)$$

eines bei $U_\infty = 0.43 \text{ m/s}$ aufgenommenen Signals nach dessen Behandlung mit oben beschriebener Methode. Dabei bezeichnet t die Zeit und f die Frequenz. Gleichung



U_∞ [m/s]	Tu [%]
0.25	0.825
0.35	0.729
0.43	0.601
0.65	0.534
0.85	0.514

Abb. 4.3: Turbulenzgrad in Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit in der Meßstrecke.

4.3 wird in ihrer diskreten Form verwendet, die Integrationsgrenzen ergeben sich aus der Länge des aufgenommenen Signals. Das Spektrum zeigt im Trägheitsbereich die für lokal isotrope Turbulenz zu erwartende Proportionalität $E(f) \sim f^{-5/3}$ (siehe z.B. [23]).

In Abbildung 4.3 und der zugehörigen Tabelle sind die Meßergebnisse für die Turbulenzgrade bei den hauptsächlich in den weiteren Versuchen benutzten Anströmgeschwindigkeiten zusammengefaßt. Jeder Wert ist wiederum die Mittelung von mindestens zwei unabhängigen Messungen. Der Turbulenzgrad nimmt monoton mit wachsender Geschwindigkeit ab. Die Werte sind im Vergleich mit den in Windkanälen vorzufindenden um mindestens eine Größenordnung höher, liegen jedoch im für Wasserkanäle üblichen Bereich, was auf die lange Abklingstrecke zwischen Antrieb und Düse zurückzuführen sein dürfte.

Die Turbulenzgrade sind jedenfalls so hoch, daß eine mögliche Hysterese in der C_L - α Kurve durch den Einfluß der Turbulenz unterdrückt werden sollte. In den hier vorgestellten Messungen wurden diesbezügliche Untersuchungen nicht angestellt. Die vorherigen Messungen [1], bei denen das mehrmalige Durchlaufen des Winkelbereichs eine Hysterese hätte aufdecken müssen, ergaben keinen Hinweis auf ein solches Phänomen. Nahe dem Abreißpunkt ist die Strömung jedoch teilweise instabil und wechselt zwischen abgelöstem und angelegtem Zustand.

5 Turbulatoren

Die Profilmströmung bei hohen Reynoldszahlen ($Re \gtrsim 10^6$) ist weitgehend vom praktisch über der ganzen Profilloberfläche turbulenten Zustand der Grenzschicht geprägt. Bei kleineren Reynoldszahlen, bei denen die Grenzschicht im unbeeinflussten Zustand laminar ist, kann man den Grenzschichtumschlag durch das geeignete Anbringen von Störkörpern (Turbulatoren) stimulieren. Die Turbulatoren können verschiedenster Gestalt sein. Stolperdrähte und schmale glatte Klebestreifen sind gebräuchliche zweidimensionale Turbulatoren, Klebebänder mit eingestanzten halbkugelförmigen Erhöhungen (Noppenbänder), Sandpapierstreifen, Zick-Zack-Streifen werden als verteilte Rauigkeiten eingesetzt. Die Höhe des Turbulators muß so gewählt werden, daß er zum einen eine genügend große Störung darstellt, um den Umschlag zu erzwingen, andererseits jedoch keine zu dicke turbulente Grenzschicht erzeugt. Eine zu dicke turbulente Grenzschicht wäre wiederum anfällig für Ablösung und erzeugt in jedem Falle zusätzlichen Reibungswiderstand [2]. Die Platzierung der Turbulatoren auf der Profilloberfläche wird gewöhnlich so gewählt, daß die Grenzschicht knapp vor dem am Flügel auftretenden Druckminimum umschlägt. Methoden zur Auslegung flächiger Rauigkeiten finden sich z.B. in [24]. Schlichting [25] führt auch Kriteri-

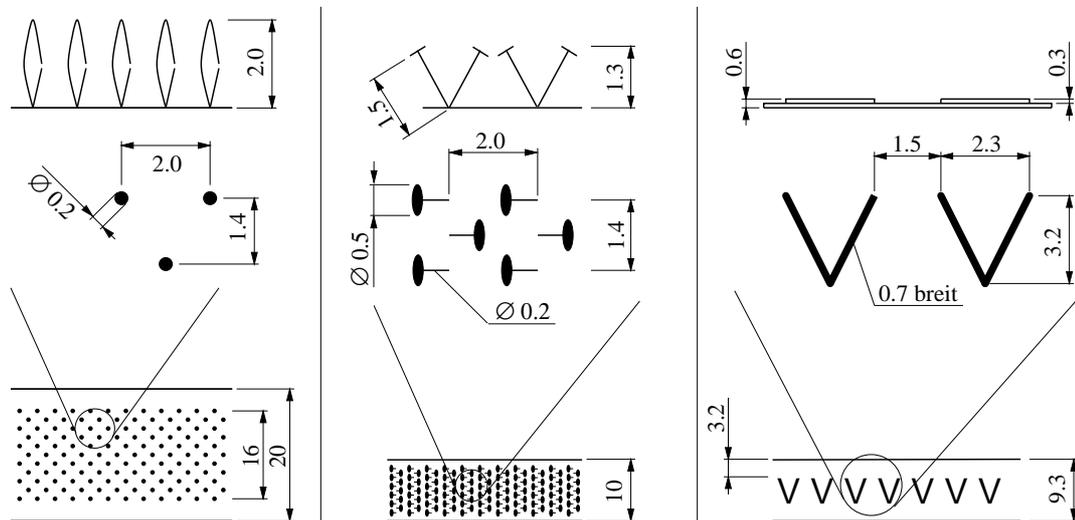


Abb. 5.1: Skizzen der eingesetzten Turbulenzerzeuger: Haken-Band (links), Pilz-Band (Mitte) und V-Band (rechts).

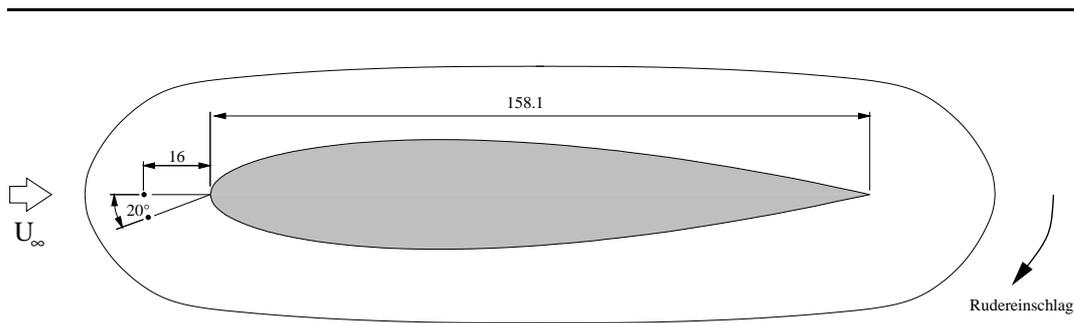


Abb. 5.2: Skizze zur Plazierung der 1mm dicken Turbulenzdrähte am PTL IV Profil (Riga-Ruder).

en für die Auslegung von Stolperdrähten auf. Andere, seltener eingesetzte Methoden zur Transitionsbeschleunigung sind z.B. das Ausblasen von dünnen Strahlen aus dem Profilkörper (pneumatische Turbulatoren), der Einsatz von Ultraschall oder Vibrationen des Profils.

Der Einsatz von Turbulatoren an Tragflächen verfolgt hauptsächlich das Ziel, das maximal erreichbare Auftriebs/Widerstands-Verhältnis C_L/C_D zu erhöhen. Lissaman [2] gibt an, daß bei Tests mit Klebestreifen einer Breite von etwa 1/4% der Profiltiefe, die im vorderen Viertel unterschiedlicher Profile eingesetzt wurden, C_L/C_D -Erhöhungen um 20% bei $Re = 4 \cdot 10^4$ und noch 10% bei $Re = 6 \cdot 10^4$ erzielt werden konnten. Bei $Re = 1 \cdot 10^5$ hingegen waren keine Verbesserungen mehr feststellbar, einige Tragflächen erfuhren im Gegenteil eine Verschlechterung des C_L/C_D -Verhältnisses. Auf diesem Verhältnis liegt bei den vorliegenden Untersuchungen nicht das Hauptaugenmerk. Hier geht es vorrangig darum, bei möglichst kleinen Reynoldszahlen eine quasi-turbulente Profilmströmung zu erreichen, um die Wirkung der Lorentzkraft auf die Ablösung unter diesen Bedingungen zu studieren.

In den hier vorgestellten Experimenten wurden 3 verschiedene Flächenrauigkeiten auf ihre Wirkung auf das Verhalten des Riga-Ruders getestet. Sie sind in Abbildung 5.1 skizziert. Alle 3 Materialien sind handelsübliche Bänder. Das „Hakenband“ ist ein typisches Klettband, das „Pilzband“ ein Klettband zum Anbringen von Fliegengittern und das V-Band ein Prägeband, auf dem in gleichmäßigem Abstand der Großbuchstabe „V“ eingepreßt ist. Der Einsatz aller drei Bänder ist geübte Praxis in Windkanalversuchen [26]. Die Möglichkeiten zur Plazierung der Turbulatoren auf dem Profil waren durch das Elektroden/Magnet-Feld begrenzt. Die Hinterkante der Bänder grenzte in jedem Fall an den Beginn den mit Elektroden und Magneten bedeckten Bereich (11.7mm hinter der Vorderkante). Das „Hakenband“ bedeckte wegen seiner Breite von 20mm deshalb auch die Flügelnase und einen kleinen Bereich an der Druckseite des Profils.

Eine andere Möglichkeit zur Förderung des Grenzschichtumschlags ist ein Vorspannfaden nach Schmitz [5]. Dieser Vorspannfaden, auch als Turbulenzdraht bezeichnet,

ist ein vor die Profilverkante gespannter Draht oder Faden. Der Autor berichtet, daß an einem Gö 625 Profil mittels eines Turbulenzdrahts die Profilmströmung statt bei $Re = 1.05 \cdot 10^5$ schon bei $Re \approx 2 \cdot 10^4$ turbulent wird. Der Einfluß der Plazierung und Dicke des Turbulenzdrahtes auf seine Wirksamkeit wird von Schmitz in [27] ebenfalls anhand eines Gö 625 Profils diskutiert. Bei festgehaltenem Abstand des Drahtes in Strömungsrichtung wurde seine Höhenlage variiert. Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$ ist die Wirksamkeit des Turbulenzdrahtes in einem relativ weiten Bereich gegeben. Die Breite dieses Bereichs nimmt mit zunehmendem Anstellwinkel und abnehmender Reynoldszahl ab, seine Lage verschiebt sich. Letzteres erklärt sich aus der Wanderung des Staupunktes. Weitere Versuche ergaben, daß eine Verringerung des wagerechten Abstands auf 10% der Profiltiefe die Abhängigkeit vom Anstellwinkel mindert. Ein Draht von 1mm Durchmesser hat sich als wirksam erwiesen. Ein dünnerer Draht (0.2mm) erlangte seine Wirksamkeit erst, nachdem er zum Schwingen gebracht wurde.

Am Riga-Ruder wurde die in Abbildung 5.2 skizzierte Anordnung von Turbulenzdrähten untersucht. Dabei fanden Edelstahl-Schweißdrähte von 1mm Durchmesser Verwendung, die zwischen die Endscheiben gespannt waren. Die mit dem Drahtdurchmesser gebildete Reynoldszahl Re_D liegt zwischen 210 und 730. Im gesamten Geschwindigkeitsbereich bildet sich daher eine Wirbelstraße hinter dem Draht aus, deren Geschwindigkeitsschwankungen auf die Grenzschicht einwirken. Ein Draht wurde 16mm vor der Profilverkante auf der Mittellinie des Ruders angebracht, ein zweiter um 20° versetzt. Mit zunehmendem Rudereinschlag wird der Nachlauf des ersten Drahtes immer weniger Einfluß auf die Grenzschicht am Profil haben. Dafür bewegen sich dann die vom zweiten Draht ablösenden Wirbel auf die Grenzschicht zu.

Der Eigenwiderstand der Drähte geht in den gemessenen Gesamtwiderstand des Ruders ein. Der Widerstandskoeffizient eines Einzeldrahtes kann z.B. nach der in [28] angegebenen Formel von Sucker und Brauer

$$C_{D_{Zylinder}} = 1.18 + \frac{6.8}{Re_D^{0.89}} + \frac{1.96}{Re_D^{1/2}} - \frac{0.0004Re_D}{1 + 3.64 \cdot 10^{-7}Re_D^2} \quad (5.1)$$

berechnet werden, welche im Bereich $10^{-4} < Re < 2 \cdot 10^5$ gilt. Der zusätzliche Widerstand der Drähte ist in den wiedergegebenen Meßwerten enthalten. Sein Anteil beträgt bei $\alpha = 0^\circ$ und $Re \approx 3.8 \cdot 10^4$ etwa 24% des Gesamtwiderstandes und sinkt auf ca. 14% für $\alpha = 0^\circ$, $Re = 1.2 \cdot 10^5$. Mit wachsendem Anstellwinkel nimmt der prozentuale Anteil ebenfalls ab und beträgt bei 25° , also vollständig abgelöster Strömung, noch etwa 3% ($Re \approx 3.8 \cdot 10^4$).

Zur Bestimmung des Eigenwiderstandes der dreidimensionalen Turbulatoren V-Band, Pilzband und Haken-Band stehen keine Formeln zur Verfügung, so daß nur separate Messungen eine Aussage ermöglicht hätten. Wegen der ohnehin relativ großen Fehler bei der Messung der Widerstandskraft und der Tatsache, daß sich die gewählten

dreidimensionalen Turbulatoren als weniger geeignet erwiesen, wurde auf solche Messungen verzichtet.

In den Abbildungen 5.3 bis 5.8 wird der Einfluß der Turbulatoren auf die C_L - α - und C_D - α -Kurven bei Re von $3.8 \cdot 10^4$ bis $1.2 \cdot 10^5$ wiedergegeben. Bei $Re = 3.8 \cdot 10^4$ (Abbildung 5.3) reißt die Strömung am Ursprungsprofil bei etwa 13° ab. Das V-Band ändert dieses Verhalten praktisch nicht, während das Haken-Band zu einem Abreißen der Strömung bei bereits 6° führt. Der Turbulenzdraht hingegen erzielt offensichtlich den gewünschten Effekt der Transitionsanregung, der Strömungsabriß wird bis zu einem Winkel von 20° hinausgezögert, was mit einer Erhöhung des maximalen Auftriebsbeiwertes gegenüber dem Profil ohne Turbulenzdraht um ca. 42% einhergeht. Abbildung 5.4 für $Re = 5.1 \cdot 10^4$ zeigt ein ähnliches Bild, die Kurve für das Ruder ohne Turbulatoren und das mit V-Band ausgerüstete unterscheiden sich im Abrißpunkt bei ca. 13° nicht. Mit Turbulenzdraht löst die Strömung bei etwa 19° ab, hier resultiert daraus eine Erhöhung des Auftriebsbeiwertes um noch 14%. Das Haken-Band läßt die Strömung wiederum eher, diesmal bei 9° , abreißen. Bei $Re = 5.9 \cdot 10^4$ (Abbildung 5.5) wurde auch eine Kennlinie für das Pilz-Band aufgenommen. Es führt bei dieser Reynoldszahl wie das Haken-Band zu einem verfrühten Strömungsabriß, der mit $\alpha = 9^\circ$ jedoch etwas später erfolgt, als beim Haken-Band. Das V-Band verändert den C_L - α -Verlauf gegenüber dem unbestückten Profil weiterhin kaum. Bei beiden Konfigurationen löst die Strömung bei etwa $\alpha = 15^\circ$ ab. Mit dem Turbulenzdraht tritt das Abreißen bei 20° auf, der Unterschied im Auftriebsbeiwert zum unbeeinflussten Profil beträgt noch etwa 9%. Eine weitere Erhöhung der Reynoldszahl auf $Re = 6.7 \cdot 10^4$ führt zu den in Abbildung 5.6 dargestellten Kennlinien. Hier wirken nun sowohl Haken- als auch V-Band ablösungsbeschleunigend. Mit dem Haken-Band löst die Strömung bei 9° , mit dem V-Band bei 15° und im unbeeinflussten Fall bei 16° ab. Wegen der mit wachsender Reynoldszahl abnehmende Dicke der Grenzschicht am Ort des Turbulenzerzeugers steigt sein Einfluß auf die Strömung, dieser bewirkt jedoch offensichtlich statt der Transition die Ablösung der Grenzschicht. Die positive, d.h. transitionsfördernde Wirkung des Turbulenzdrahts bleibt auch hier erhalten, die Strömung löst bei 19° ab, was in einem Auftriebsgewinn von 8% resultiert. In den zwei noch folgenden Abbildungen 5.7 und 5.8 für $Re = 8.9 \cdot 10^4$ und $Re = 1.2 \cdot 10^5$ ändert sich das Verhältnis der Kennlinien für das Ruder mit den verschiedenen Turbulatoren nicht mehr grundlegend, jedoch nähern sich die Kennlinien ohne Turbulator und mit Turbulenzdraht weiter an, da sich die Transitionsneigung mit wachsender Reynoldszahl auch ohne zusätzlichen Einfluß verstärkt.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die in Abbildung 5.1 skizzierten dreidimensionalen Turbulatoren nicht geeignet waren, die Profilmströmung in der gewünschten Weise, d.h. in Richtung einer turbulenten Grenzschicht, zu beeinflussen. Dahingegen erlaubten es die von Schmitz [5] vorgeschlagenen Vorspannfäden bereits bei einer Reynoldszahl von $Re = 3.8 \cdot 10^4$ das vollständige Ablösen der Strömung am Profil auf 20° hinauszuzögern. Bei diesem Winkel löst die Strömung auch bei den Messungen

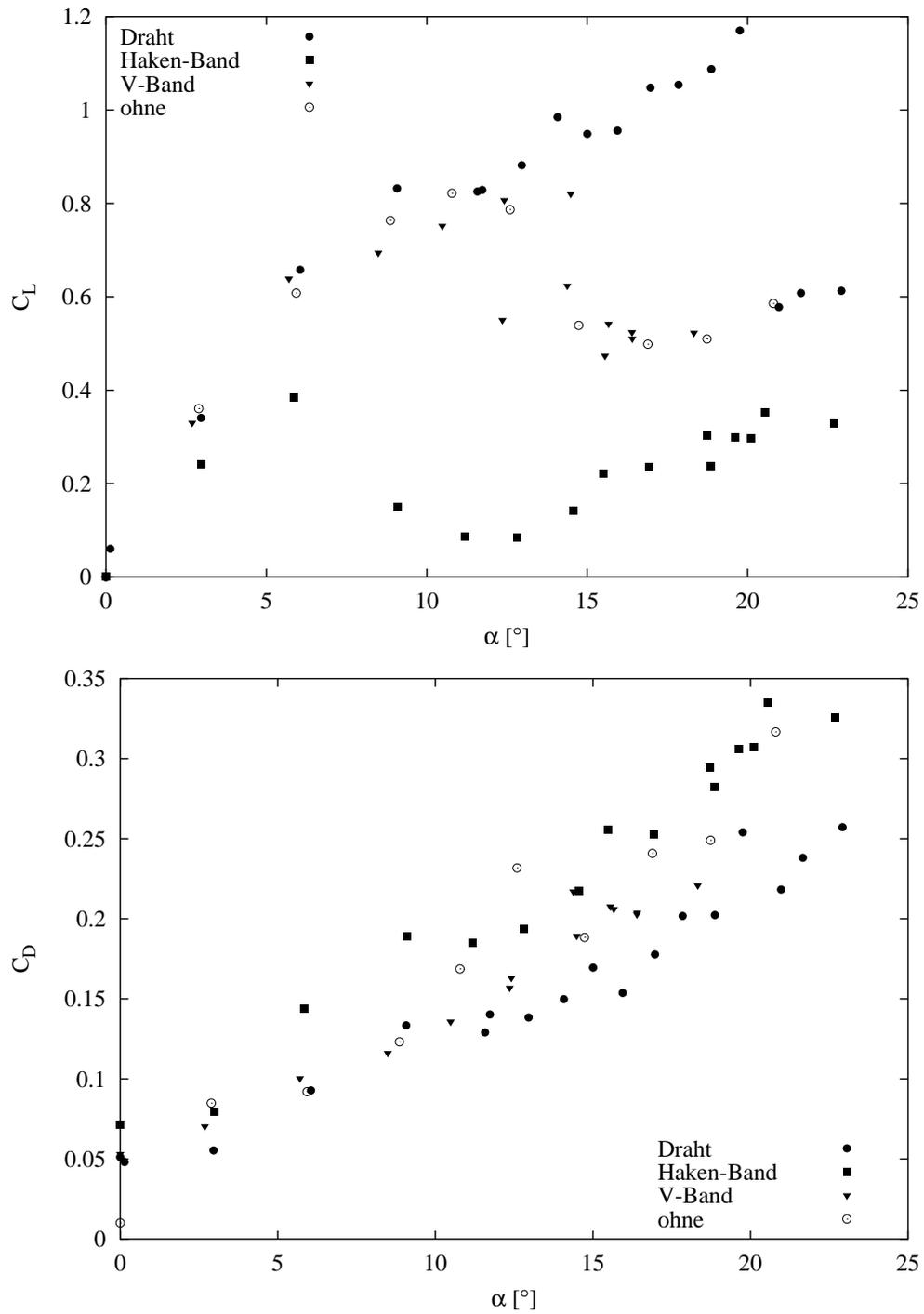


Abb. 5.3: Vergleich der Wirkung der Turbulatoren für $Re = 3.8 \cdot 10^4$.

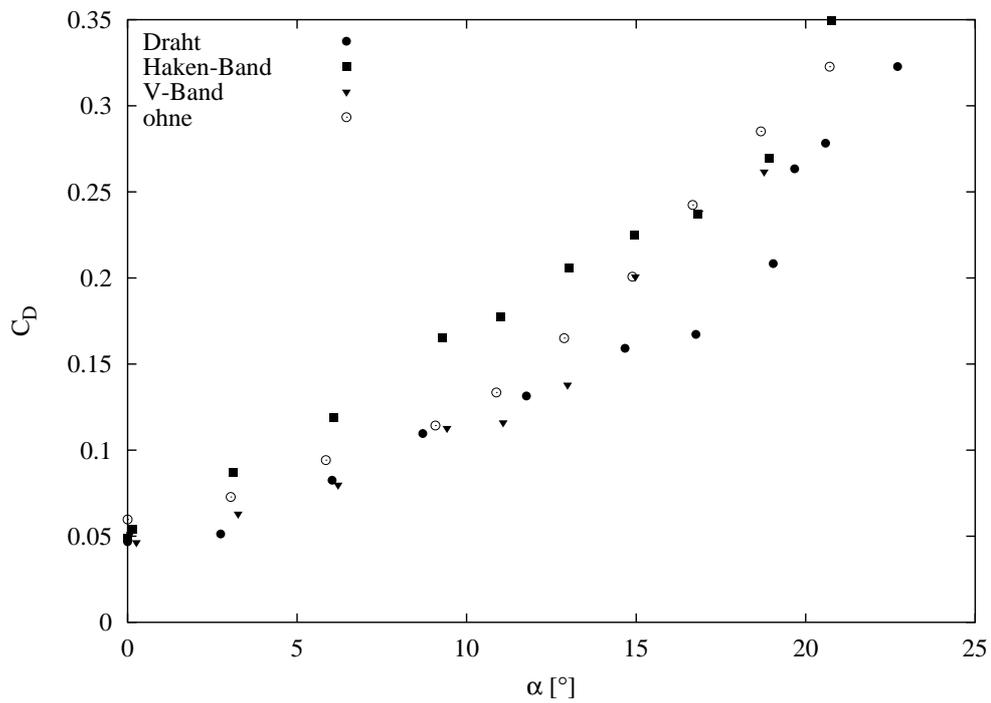
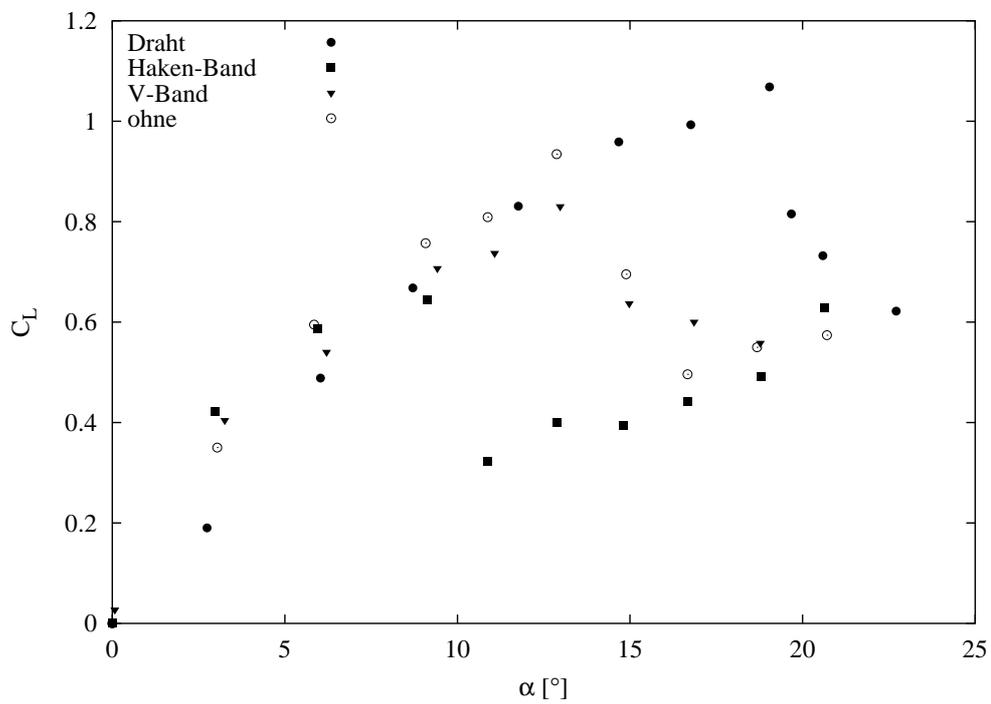


Abb. 5.4: Vergleich der Wirkung der Turbulatoren für $Re = 5.1 \cdot 10^4$.

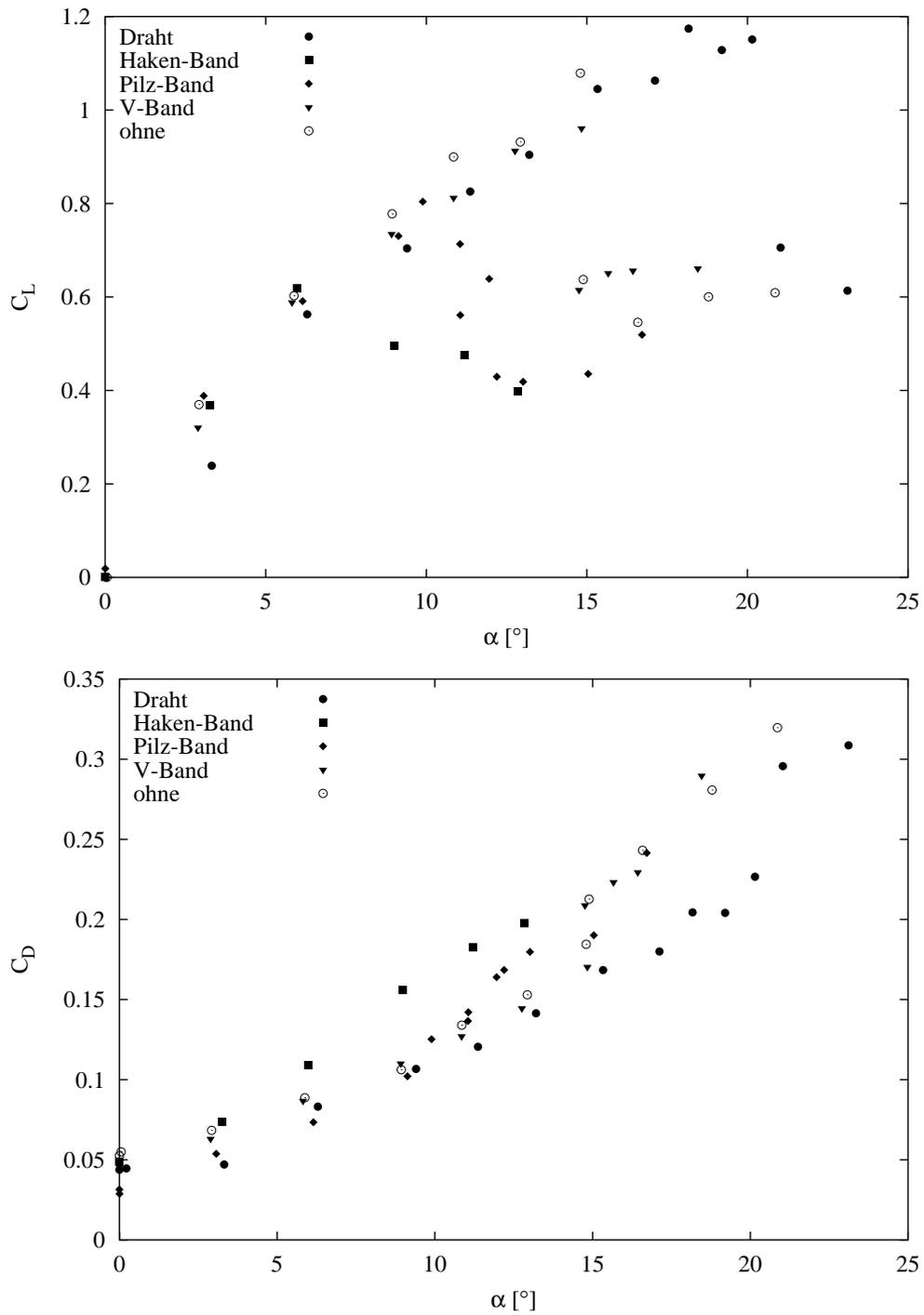


Abb. 5.5: Vergleich der Wirkung der Turbulatoren für $Re = 5.9 \cdot 10^4$.

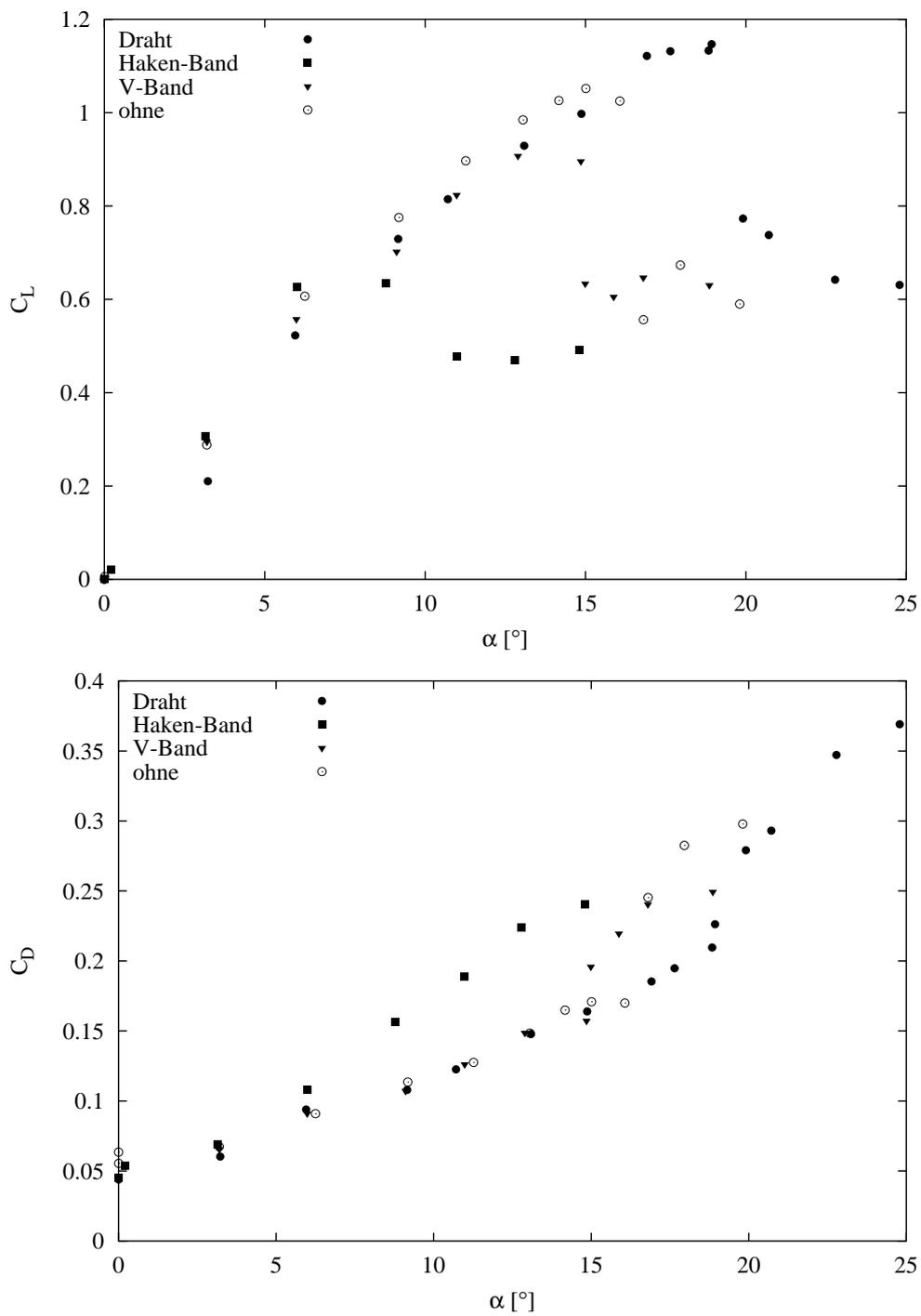


Abb. 5.6: Vergleich der Wirkung der Turbulatoren für $Re = 6.7 \cdot 10^4$.

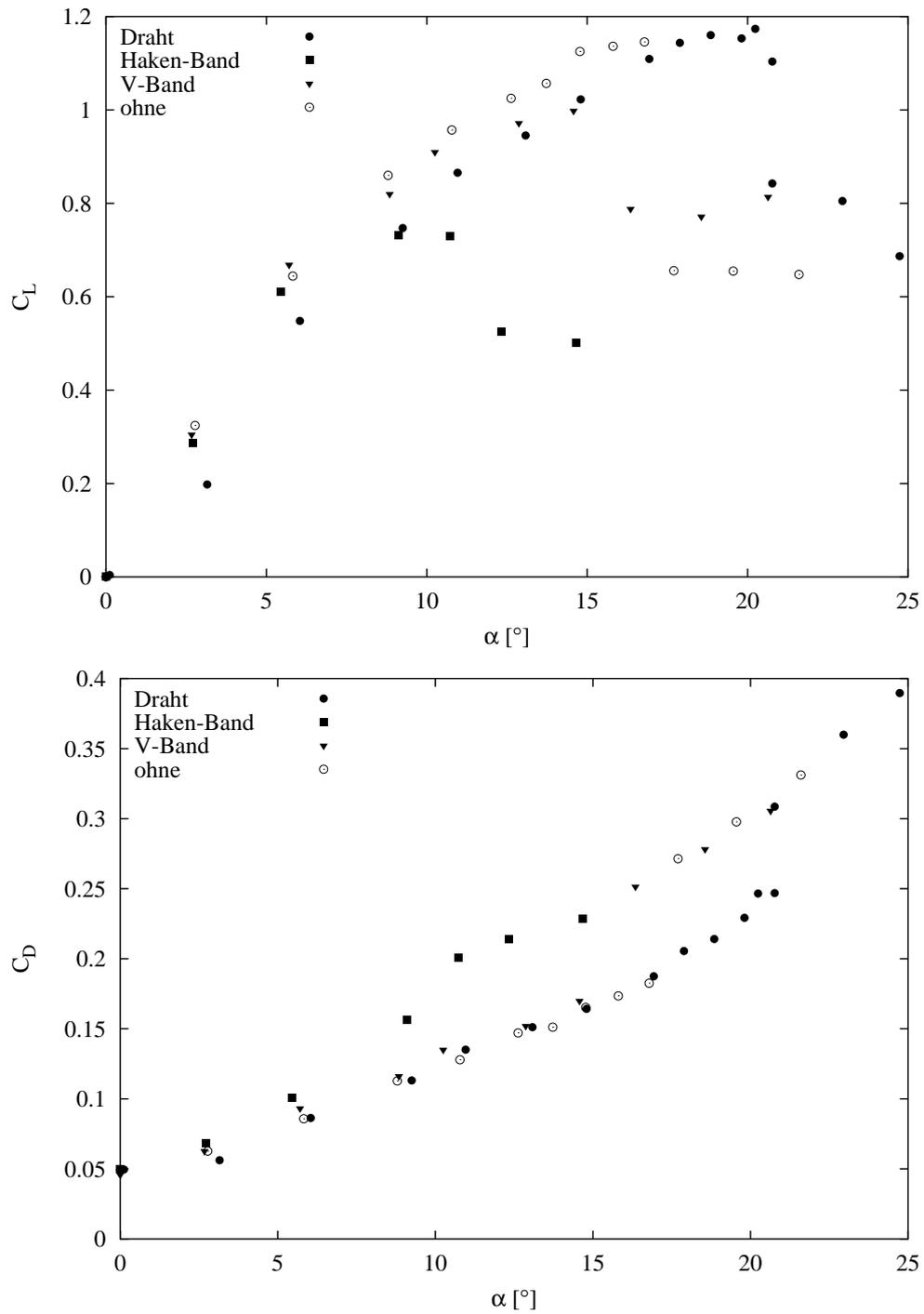


Abb. 5.7: Vergleich der Wirkung der Turbulatoren für $Re = 8.9 \cdot 10^4$.

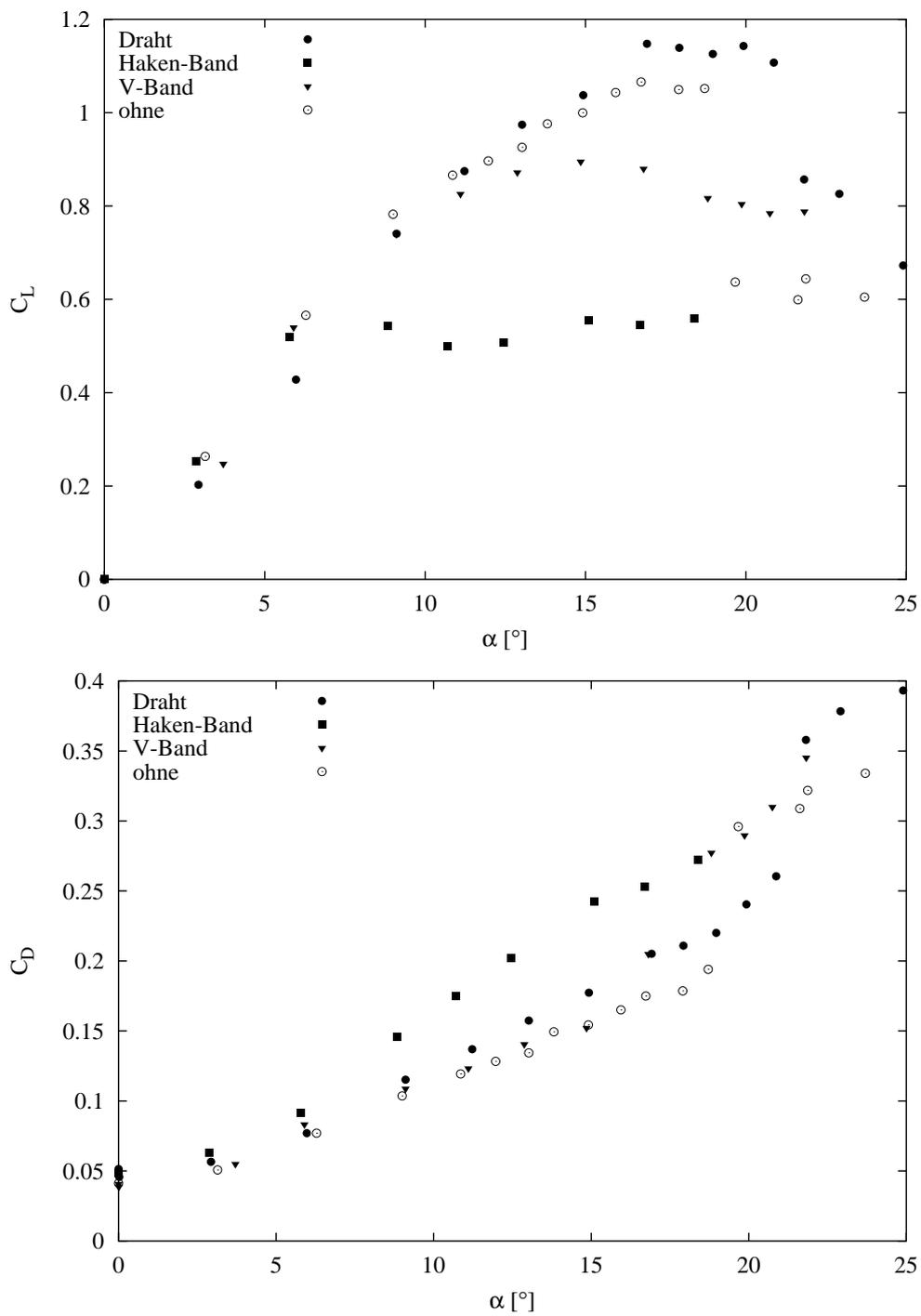


Abb. 5.8: Vergleich der Wirkung der Turbulatoren für $Re = 1.2 \cdot 10^5$.

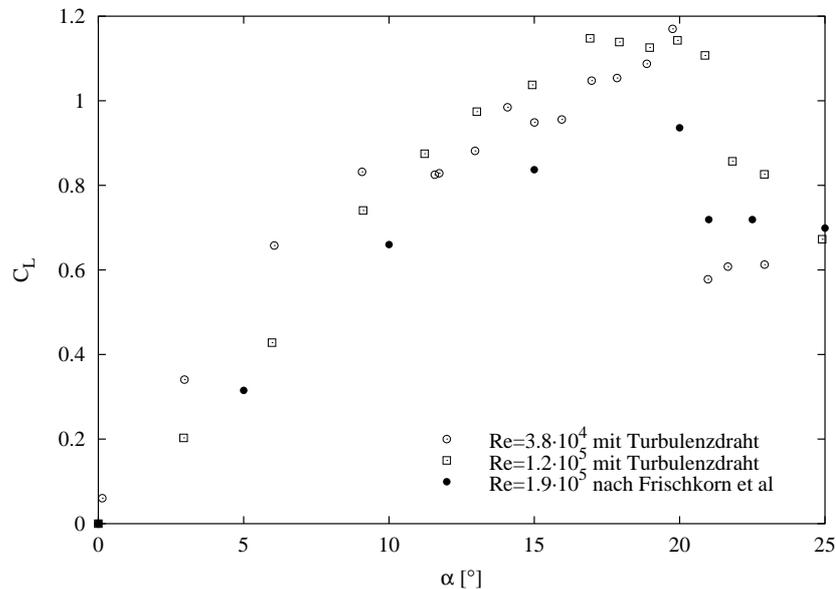


Abb. 5.9: Vergleich der Kennlinien des Riga-Ruders mit Turbulenzdraht mit den Messungen von Frischkorn et al. [29]

von Frischkorn et al. [29] an einem PTL IV ohne Endscheiben bei ca. $Re = 1.9 \cdot 10^5$ ab. Einen Vergleich der in [29] angegebenen Kennlinie mit den bei $Re = 3.8 \cdot 10^4$ und $Re = 1.2 \cdot 10^5$ mit Turbulenzdraht gemessenen zeigt Abbildung 5.9. Die von Frischkorn et al. [29] gemessenen Auftriebswerte liegen durchweg unter den hier festgestellten. Das lässt sich mit dem Fehlen von Endscheiben am Ruder von Frischkorn et al. erklären. Da die tatsächliche Spannweite dieses Ruders mit $s = 350\text{mm}$ den hier verwendeten in etwa entspricht, ist die effektive Flügelstreckung ohne Endscheiben kleiner als mit Endscheiben. Ein Profil mit Endscheiben hat potentialtheoretisch eine unendliche Flügelstreckung, wegen der durch die reibungsbehaftete Strömung verursachten Eckwirbeln zwischen Endscheiben und Profil wird diese unendliche Flügelstreckung jedoch praktisch nicht wirksam. Jedoch ergibt sich für das Ruder ohne Endscheiben mit Sicherheit ein kleinerer Anstieg von C_L mit α als er mit Endscheiben vorliegt (siehe dazu z.B. [30]).

Abbildung 5.10 stellt die Entwicklung des maximalen Auftriebskoeffizienten und des korrespondierenden Anstellwinkels mit der Reynoldszahl für das Riga-Ruder mit und ohne Turbulenzdraht dar. Ohne Turbulenzdraht nehmen sowohl der Auftriebsbeiwert als auch der Anstellwinkel, bei dem die Strömung vollständig ablöst, stetig mit der Reynoldszahl zu. Das entspricht den Erwartungen für Profilmströmungen bei kleinen Reynoldszahlen [2]. Die Endscheiben wirken sich offensichtlich nicht in der Art und Weise auf den $C_L(Re)$ Verlauf aus, wie in den in Abbildung 2.4 dargestellten

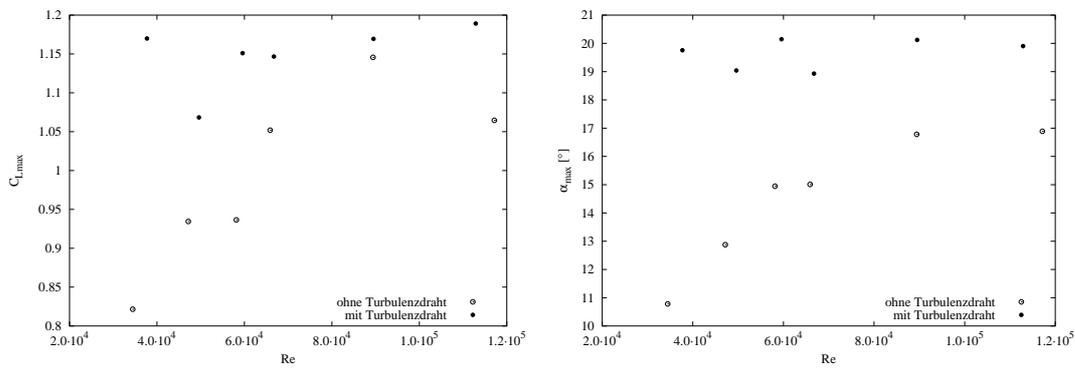


Abb. 5.10: Entwicklung des maximal erzielbaren Auftriebskoeffizienten (links) und des korrespondierenden Anstellwinkels (rechts) mit der Reynoldszahl für das Riga-Ruder mit und ohne Turbulenzdrähte.

Ergebnissen von Mueller [4] für ein Eppler 61 Profil.

Die Messungen mit Turbulenzdraht zeigen für alle Reynoldszahlen etwa konstante Werte für den maximalen Auftriebskoeffizienten und die entsprechenden Anstellwinkel, wobei letzterer mit dem von Frischkorn et al. [29] für $Re = 1.9 \cdot 10^5$ ermittelten übereinstimmt. Das läßt darauf schließen, daß auch bei den mit dem Turbulenzdraht aufgenommenen Kennlinien der Strömungsabriß von den Eigenschaften einer turbulenten Grenzschicht geprägt ist.

6 Lorentzkraft

6.1 Riga-Ruder ohne Turbulenzdraht

Die am Riga-Ruder ohne Turbulenzdraht ausgeführten Messungen umfassen einen Reynoldszahlbereich von $3.5 \cdot 10^4$ bis $1.2 \cdot 10^5$ und Wechselwirkungsparameter von $N = 0 \dots 4.5$. In diesem Reynoldszahlbereich verschiebt sich der Anstellwinkel, bei dem die saugseitige Strömung ablöst, von $\alpha \approx 12.5^\circ$ ($Re = 3.5 \cdot 10^4$) bis auf $\alpha \approx 18^\circ$ ($Re = 1.2 \cdot 10^5$). Diese Verschiebung des Ablösewinkels spiegelt das sich mit der Reynoldszahl qualitativ ändernde Verhalten der Strömung wider und ist typisch für kleine Reynoldszahlen [2]. Eine Auftragung des maximalen Auftriebsbeiwertes C_{Lmax} und des korrespondierenden Anstellwinkels α_{max} findet sich in Abbildung 5.10. In den weiteren Ausführungen wird zur Charakterisierung der Stärke der Lorentzkraft meist der Wechselwirkungsparameter N gebildet nach

$$N = \frac{j_0 B_0 c}{\rho U_\infty^2} \quad (6.1)$$

verwendet. Er setzt die elektromagnetische zur Trägheitskraft ins Verhältnis. Abbildung 6.1 zeigt die C_L - α und C_D - α -Kurven für $Re = 3.5 \cdot 10^4$ und verschiedene Wechselwirkungsparameter. Die zu $N = 2.2$ gehörenden Werte sind mit schon stark korrodierten Anoden aufgenommen worden. Wie der Vergleich der C_L - α -Kurve ohne Lorentzkraft ($N = 0$) mit einerseits intakten und andererseits korrodierten Elektroden zeigt, ändert sich die Profilcharakteristik durch die Oberflächendeformationen (Abbildung 3.3) merklich. So verschiebt sich der Ablösewinkel von $\alpha \approx 12.5^\circ$ für das intakte Profil auf $\alpha \approx 15^\circ$ für das Profil mit korrodierten Elektroden. Dem entspricht eine Erhöhung des gemessenen maximalen Auftriebskoeffizienten von $C_{Lmax} \approx 0.82$ (ursprüngliches Profil) auf $C_{Lmax} \approx 1.14$. Diese Veränderung der Profileigenschaften scheint auch bei Berücksichtigung der beträchtlichen allgemeinen Streuung der Meßwerte signifikant. Die Wirkung der relativ scharfkantigen Rücksprünge an den korrodierten Anoden befördert wahrscheinlich den Umschlag der Grenzschicht. Eine am Profil mit stark korrodierten Anoden saugseitig angelegte Lorentzkraft mit $N = 2.20$ verschiebt den Anstellwinkel, bei dem die Strömung abreißt von $\alpha \approx 15^\circ$ auf $\alpha \approx 18.8^\circ$. Der maximale Auftriebsbeiwert wird von $C_{Lmax} \approx 1.14$ auf $C_{Lmax} \approx 1.76$, d.h. um etwa 54%, erhöht. Ein Wechselwirkungsparameter von $N = 4.50$ bewirkt bei schwach korrodierten Anoden eine Verschiebung des Strömungsabrisses von $\alpha \approx 12.5^\circ$ ($N = 0$) auf $\alpha \approx 22.8^\circ$. Der maximale Auftriebsbeiwert erhöht sich von $C_{Lmax} \approx 0.82$ auf $C_{Lmax} \approx 1.87$, d.h. um ca. 128%.

Die gemessenen Widerstandskoeffizienten schwanken sehr stark, die korrespondierenden Kräfte bewegen sich im Bereich einiger 10mN. Qualitativ ist zumindest zu erkennen, daß die Schubwirkung der Lorentzkraft den Widerstand des Ruders senkt. Abbildung 6.2 zeigt die C_L - α und C_D - α -Kurven für $Re = 4.8 \cdot 10^4$ und verschiedene Wechselwirkungsparameter. Auch hier sind wiederum Messungen mit stark korrodierten und intakten Anoden zusammengefaßt. Bei $N = 0$ ergibt sich mit korrodierten Anoden gegenüber dem Ursprungszustand eine Verschiebung des Anstellwinkels bei erstmaligem Strömungsabriss von $\alpha = 12.9^\circ$ auf $\alpha = 14.8^\circ$. Der maximale Auftriebskoeffizient wird durch die Profilveränderung von $C_{Lmax} \approx 0.93$ auf $C_{Lmax} \approx 1.05$ erhöht.

Eine Lorentzkraft mit $N = 1.18$ am Ruder mit korrodierten Anoden läßt die Strömung erst bei $\alpha = 16.6^\circ$ abreißen. Es wird ein maximaler Auftriebskoeffizient $C_{Lmax} \approx 1.65$ erreicht, was einer Erhöhung um etwa 57% gegenüber dem Zustand ohne Kraft entspricht.

Am Ruder mit intakten Anoden führt ein Wechselwirkungsparameter $N = 2.34$ zu einer Verzögerung des Strömungsabbrisses bis auf $\alpha \approx 18.9^\circ$. Der maximale Auftriebskoeffizient beträgt $C_{Lmax} \approx 1.75$, was eine Steigerung um 88% gegenüber $N = 0$ bedeutet. Die schon bei Anstellwinkeln unterhalb des Strömungsabbrisses auftretende Erhöhung des Auftriebsbeiwertes ist für $N = 1.18$ und $N = 2.34$ unerwarteterweise ungefähr gleich stark.

Auf die Widerstandsbeiwerte soll wiederum nicht näher eingegangen werden. Tendenziell liegen sie bei angelegter Lorentzkraft niedriger als die des unbeeinflussten Ruders.

In Abbildung 6.3 sind die bei $Re = 5.9 \cdot 10^4$ gemessenen Kennlinien dargestellt. Die Werte stammen wieder von Messungen mit gering und stark angegriffenen Anoden. Die Unterschiede der C_L - α -Kennlinie bei $N = 0$ sind bei kleinen Anstellwinkeln zwar noch vorhanden, die C_L - α -Kurve bei angegriffenen Anoden liegt wie in den Abbildungen 6.1 und 6.2 über der mit intakten Anoden gemessenen, jedoch wird der Strömungsabriss nicht mehr so gravierend wie bei $Re = 3.5 \cdot 10^4$ und $Re = 4.8 \cdot 10^4$ beeinflusst. Er tritt bei intakten Anoden bei $\alpha \approx 14.9^\circ$ auf, der maximale Auftriebsbeiwert beträgt $C_{Lmax} \approx 1.08$. Bei stark korrodierten Anoden reißt die Strömung bei $\alpha \approx 15.7^\circ$ ab, es wird ein maximaler Auftriebsbeiwert von $C_{Lmax} \approx 1.11$ erreicht.

Die Kennlinien für $N = 0.79$ (korrodierte Anoden) und $N = 1.62$ (intakte Anoden) unterscheiden sich ebenfalls nicht wesentlich. Diese Tatsache ist schwer verständlich, bleibt doch damit eine Verdoppelung des Wechselwirkungsparameters nahezu wirkungslos. Der Strömungsabriss findet bei $N = 0.79$ bei $\alpha \approx 17.7^\circ$ statt, der maximale Auftriebsbeiwert beträgt dann $C_{Lmax} \approx 1.52$, eine Erhöhung um 37% gegenüber $N = 0$. Bei einem Wechselwirkungsparameter von $N = 1.62$ reißt die Strömung bei $\alpha \approx 18.6^\circ$ ab, es stellt sich ein maximaler Auftriebsbeiwert von ebenfalls $C_{Lmax} \approx 1.52$ ein. Die für das Profil mit Lorentzkraft gemessenen Widerstandsbeiwerte sind kleiner als die des unbeeinflussten Ruders.

Die Abbildungen 6.4 und 6.5 zeigen Kennlinien für das intakte Ruder bei $Re = 8.9 \cdot 10^4$ und $Re = 1.2 \cdot 10^5$. Bei den entsprechenden Geschwindigkeiten sind mit 25A Gesamtstrom Wechselwirkungsparameter von $N = 0.31$ bzw. $N = 0.18$ einstellbar. Bei moderaten Anstellwinkeln $\alpha < 10^\circ$ verlaufen die C_L - α -Kurven für das Ruder mit und ohne Lorentzkraft etwa gleich, erst für größere Anstellwinkel ergeben sich für die Profile mit Lorentzkraft höhere Auftriebsbeiwerte als für die unbeeinflussten Profile. Der Strömungsabriß wird nur noch wenig hinausgezögert, bei $Re = 8.9 \cdot 10^4$ und $N = 0.31$ von $\alpha \approx 18^\circ$ auf $\alpha \approx 18.8^\circ$ und bei $Re = 1.2 \cdot 10^5$ und $N = 0.18$ von $\alpha \approx 17.7^\circ$ auf $\alpha \approx 19^\circ$. Dem entspricht eine Erhöhung des maximalen Auftriebskoeffizienten bei $Re = 8.9 \cdot 10^4$ von $C_{Lmax} \approx 1.17$ auf $C_{Lmax} \approx 1.39$, d.h. um etwa 16%. Bei $Re = 1.2 \cdot 10^5$ und $N = 0.18$ steigt der maximale Auftriebskoeffizient um ca. 11% von $C_{Lmax} \approx 1.08$ auf $C_{Lmax} \approx 1.20$. Die Widerstandsbeiwerte werden bis auf die Verschiebung des, dem Strömungsabriß geschuldeten Sprungs, von der Lorentzkraft kaum beeinflusst.

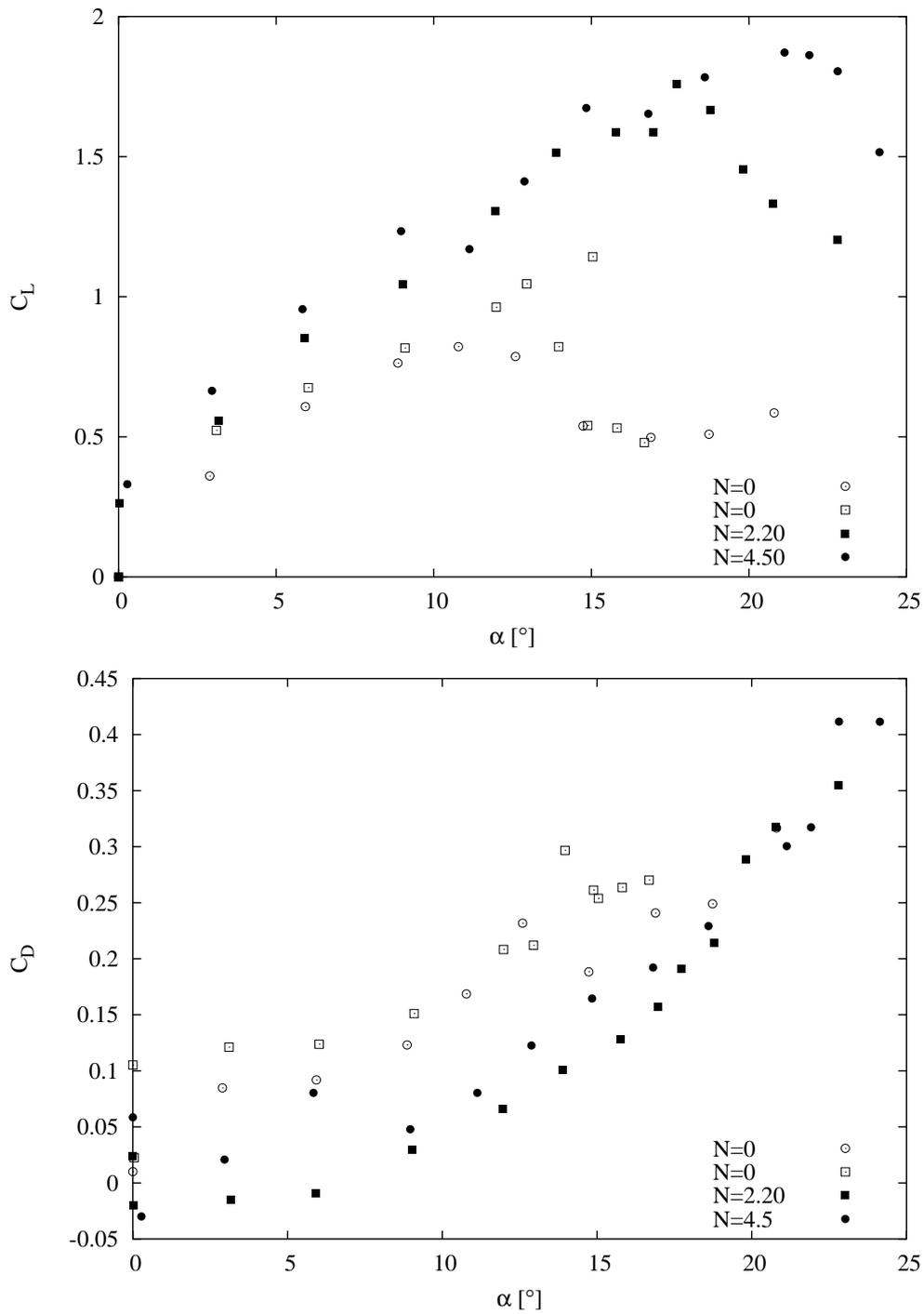


Abb. 6.1: Riga-Ruder ohne Turbulenzdraht, $Re = 3.5 \cdot 10^4$. \square und \blacksquare geben Kennlinien für die stärker korrodierten Anoden an.

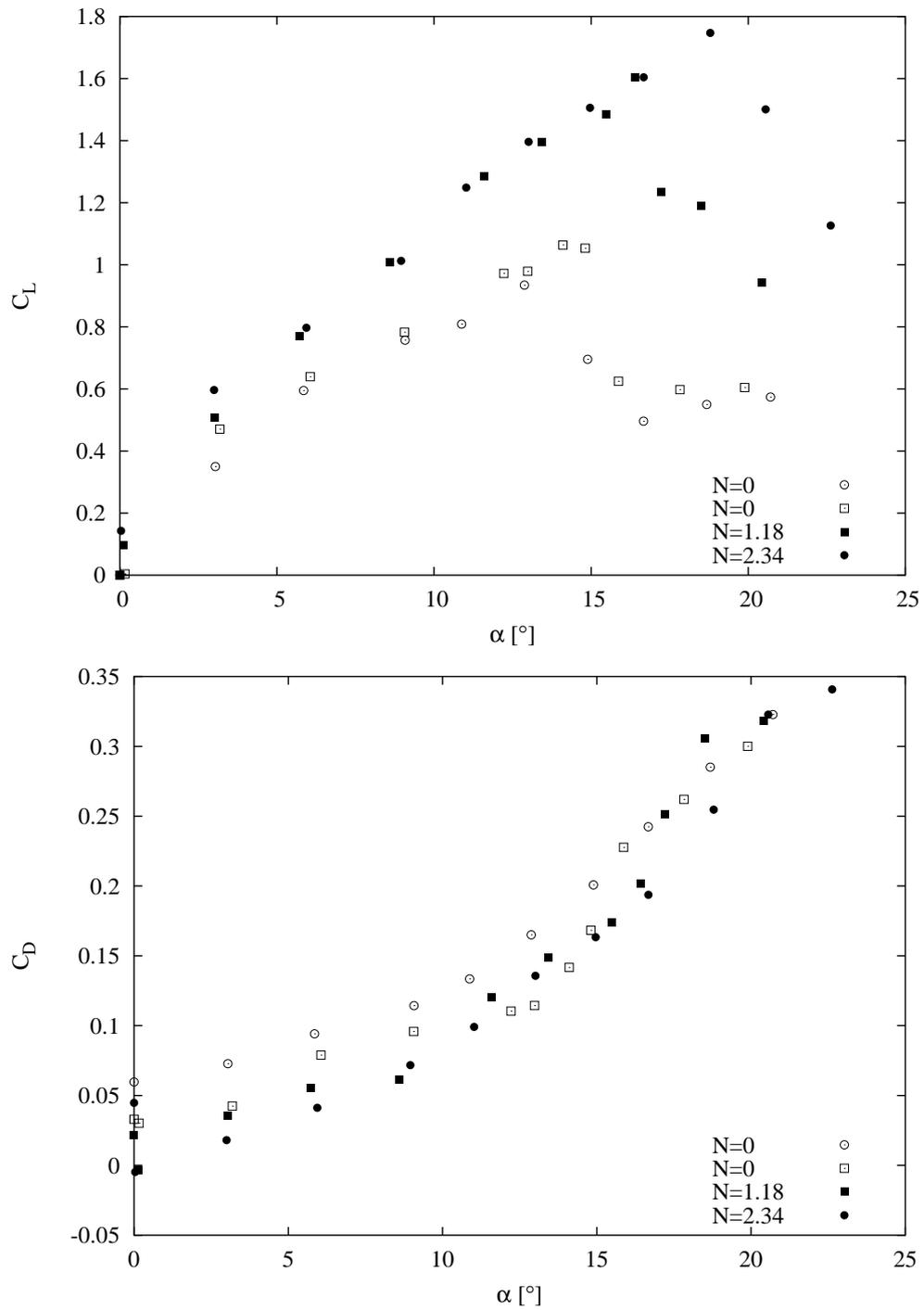


Abb. 6.2: Riga-Ruder ohne Turbulenzdraht, $Re = 4.8 \cdot 10^4$. \square und \blacksquare geben Kennlinien für die stärker korrodierten Anoden an.

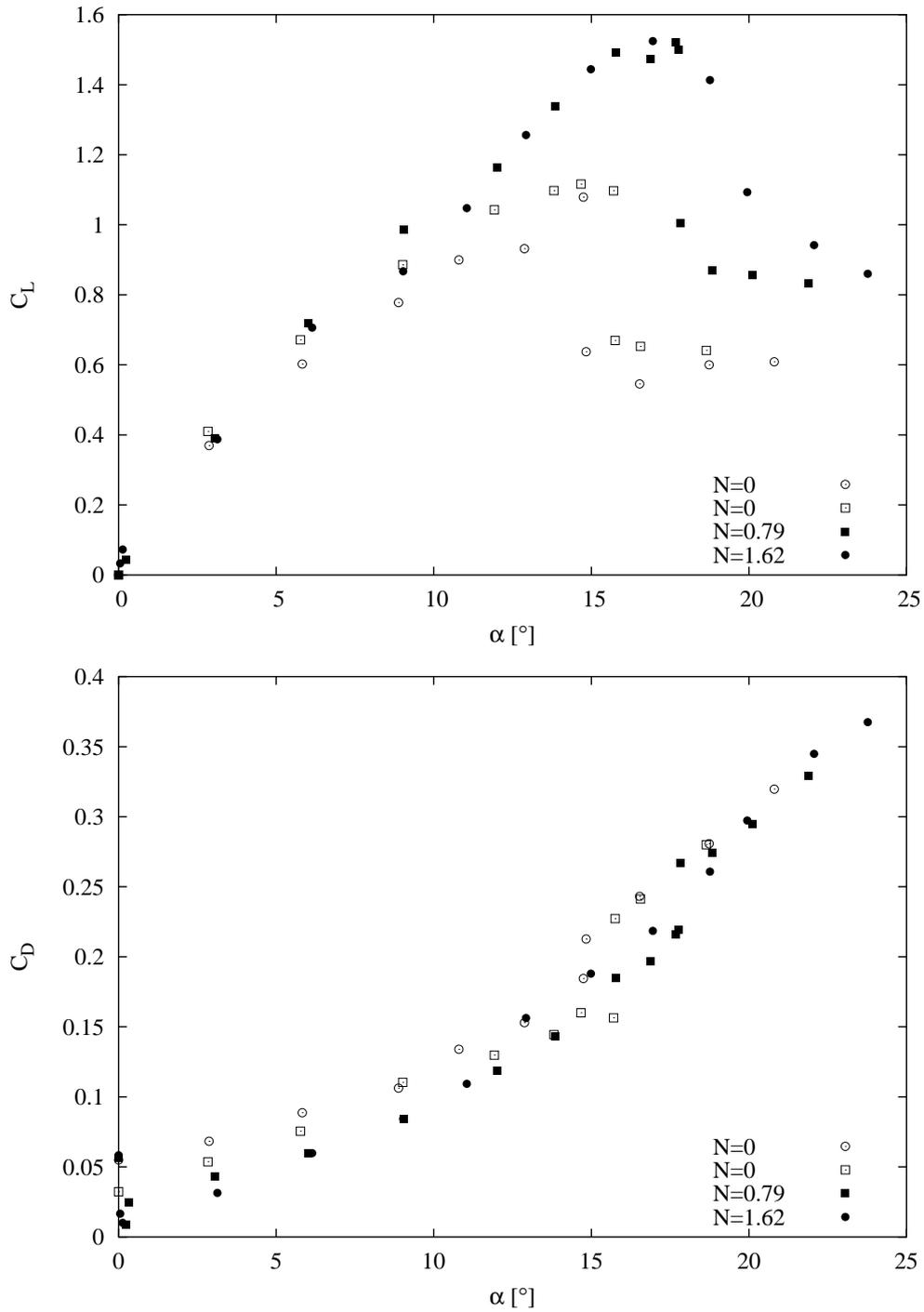


Abb. 6.3: Riga-Ruder ohne Turbulenzdraht, $Re = 5.9 \cdot 10^4$. \square und \blacksquare geben Kennlinien für die stärker korrodierten Anoden an.

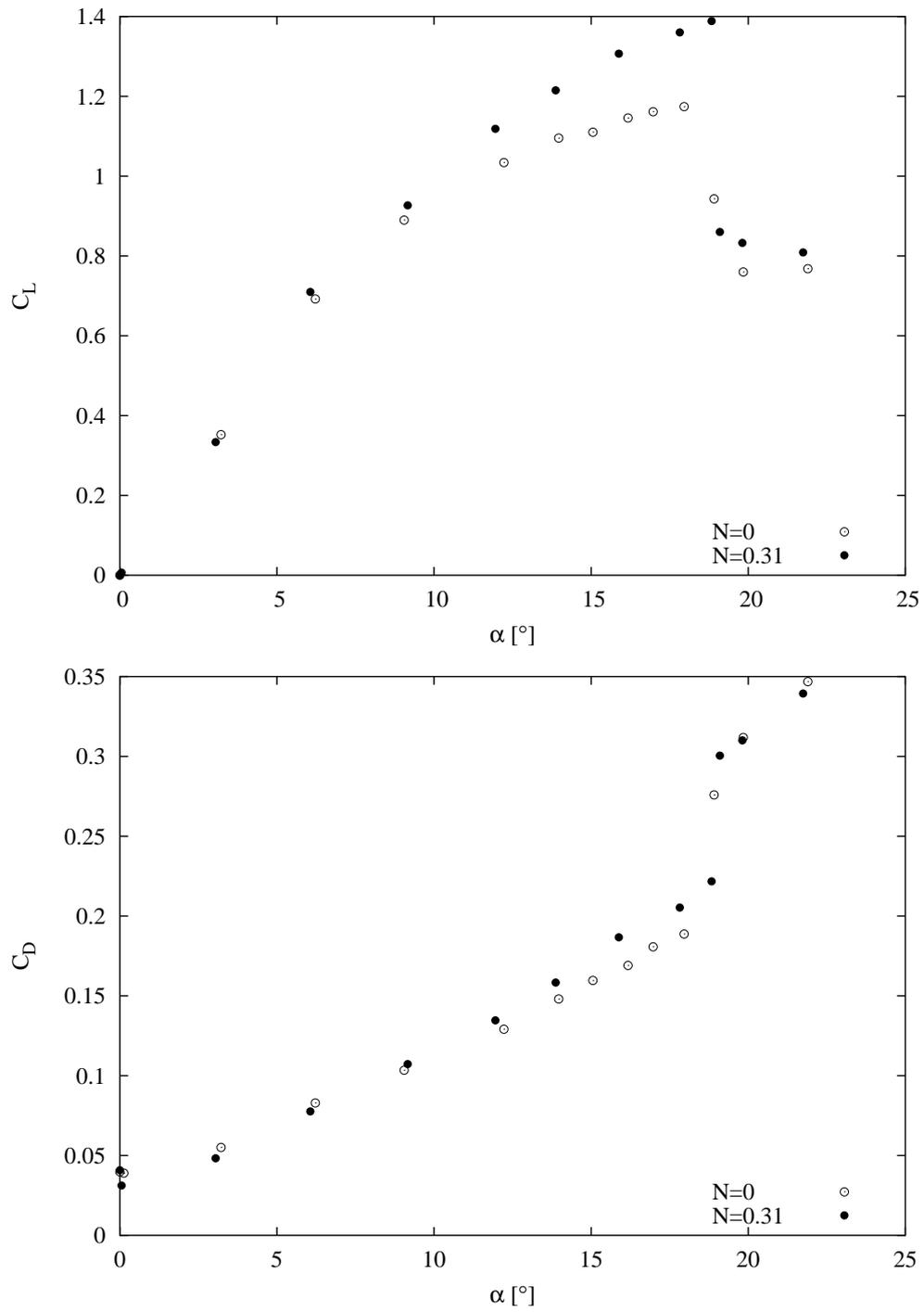


Abb. 6.4: Riga-Ruder ohne Turbulenzdraht, $Re = 8.9 \cdot 10^4$.

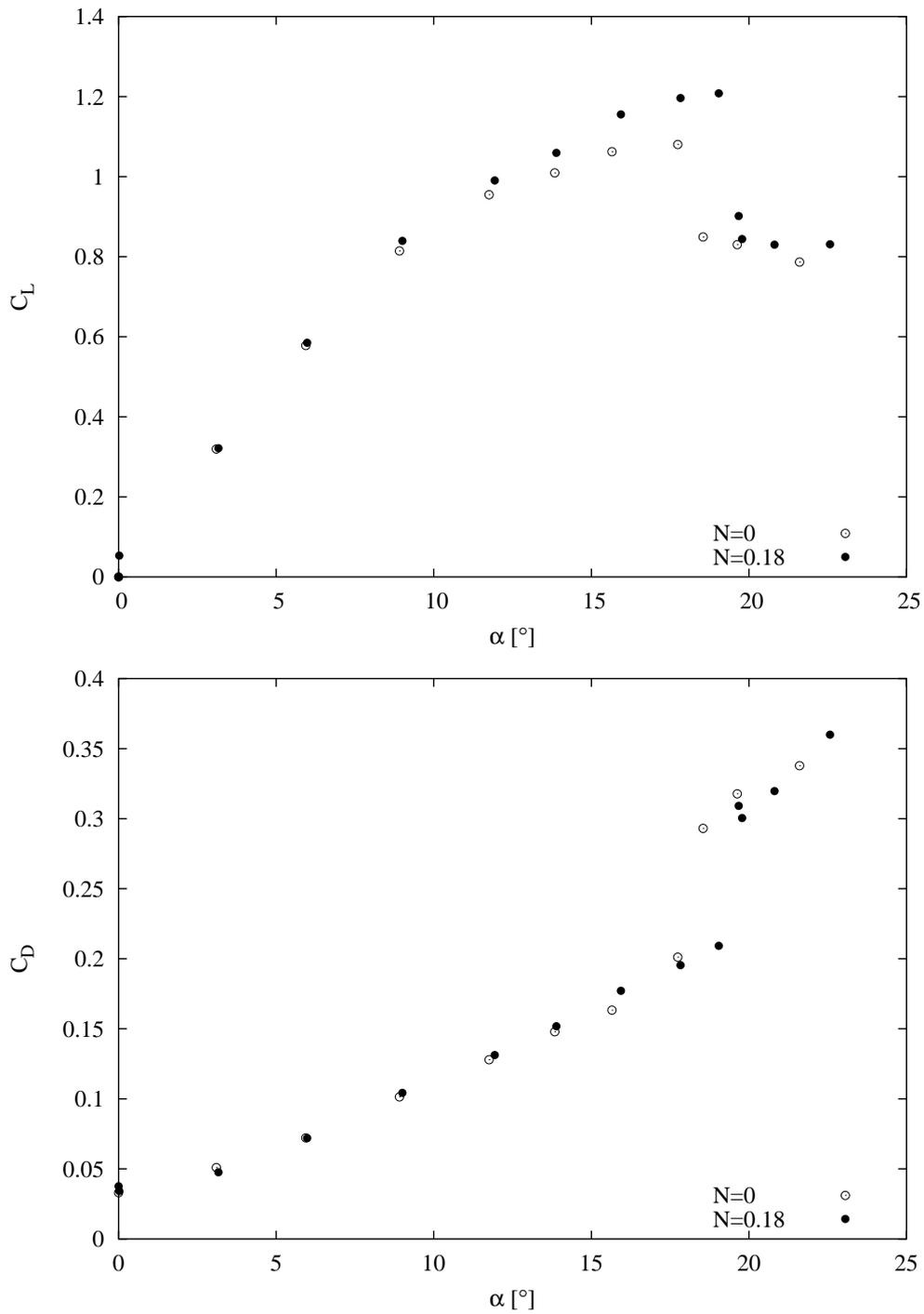


Abb. 6.5: Riga-Ruder ohne Turbulenzdraht, $Re = 1.2 \cdot 10^5$.

6.2 Riga–Ruder mit Turbulenzdraht

Der Reynoldszahlbereich, in dem am Riga–Ruder mit Turbulenzdraht gemessen wurde, erstreckt sich von $Re = 3.6 \cdot 10^4$ bis $Re = 1.2 \cdot 10^5$. Wie die Kennlinien ohne Lorentzkraft zeigen, ist der Turbulenzdraht bereits bei $Re = 3.6 \cdot 10^4$ wirksam. Der Strömungsabriß setzt bei allen betrachteten Reynoldszahlen erst bei einem Anstellwinkel von etwa $\alpha \approx 20^\circ$ ein, wie man aus Abbildung 5.10 ersieht. Der maximal erreichte Auftriebsbeiwert ist ebenfalls relativ konstant und schwankt um einen Mittelwert von etwa $C_{Lmax} \approx 1.15$.

Abbildung 6.6 zeigt die C_L - α und C_D - α -Kurven für $Re = 3.6 \cdot 10^4$ und verschiedene Wechselwirkungsparameter. Ohne Lorentzkraft reißt die saugseitige Strömung bei einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 19.7^\circ$ ab, der maximale Auftriebskoeffizient beträgt $C_{Lmax} \approx 1.17$. Bei $N = 2.07$ verschiebt sich der Strömungsabriß zu einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 20.7^\circ$, der maximale Auftriebsbeiwert erhöht sich auf $C_{Lmax} \approx 1.82$, d.h. um etwa 56%. Auch bei $\alpha = 0^\circ$ ist schon eine deutliche Zunahme des Auftriebsbeiwertes gegenüber $N = 0$ zu verzeichnen. Eine weitere Steigerung des Wechselwirkungsparameters auf $N = 4.50$ läßt die Strömung erst bei $\alpha = 23.1^\circ$ abreißen. Der maximale Auftriebsbeiwert beträgt $C_{Lmax} \approx 2.06$, erhöht sich also um etwa 76% gegenüber dem unbeeinflussten Fall. Die Widerstandsbeiwerte nehmen bei kleinen Anstellwinkeln mit zunehmendem N ab, wie man es erwarten würde. Das für $\alpha \gtrsim 15^\circ$ gezeigte Verhalten, größerer Widerstand bei $N > 0$ als bei $N = 0$, ist nicht ohne weiteres einsichtig. Man könnte den Effekt den besonders bei der C_D -Messungen präsenten Meßfehlern zuschreiben, allerdings erscheint er auch zu unterschiedlichem Grade in den Abbildungen 6.7, 6.8, 6.9 und 6.10.

Nach der Tragflügeltheorie [19] setzt sich der Widerstand eines endlichen Flügels aus dem Profilwiderstand und dem induzierten Widerstand zusammen. Der Widerstandsbeiwert C_D kann demzufolge in einen Anteil für den Profilwiderstand C_{D0} und einen Anteil für den induzierten Widerstand C_{Di} zerlegt werden:

$$C_D = C_{D0} + C_{Di}. \quad (6.2)$$

Während der Profilwiderstand durch den Reibungswiderstand bestimmt wird, entsteht der induzierte Widerstand aufgrund der an freien Flügelen ablösenden Wirbel [19]. Bei einer Tragfläche unendlicher Spannweite tritt kein induzierter Widerstand auf. Nach [30] verhält sich jedoch ein Flügel zwischen Endscheiben nicht wie eine ideale, in Spannrichtung unendlich ausgedehnte Tragfläche, vielmehr lösen auch an dessen Enden Wirbel ab. Sie entstehen durch Reibungseinflüsse in den Kehlen zwischen Profil und Endscheibe. Aus Potentialströmungsbetrachtungen erhält man (z.B. [19], [30]) für den Beiwert des induzierten Widerstandes von Tragflächen mit freien Enden folgende Formel:

$$C_{Di} = \frac{C_L^2 c}{\pi s}. \quad (6.3)$$

Die Gleichung 6.3 zeigt nach [30] noch bis zu Aspektverhältnissen $s/c \gtrsim 3$ gute Übereinstimmung mit Versuchsdaten. Die hier verwendeten Profile haben kleinere Spannweiten und Endscheiben, jedoch kann zumindest eine qualitativ ähnliche Abhängigkeit des induzierten Widerstandes vom Auftriebsbeiwert angenommen werden.

Damit kann man die Entwicklung der Widerstandsbeiwerte mit N wie folgt erklären: bei kleinen Anstellwinkeln sind die Widerstandsbeiwerte für $N > 0$ niedriger als für $N = 0$, da der Profilwiderstand C_{D0} durch den zusätzlich eingebrachten Schub gesenkt wird. Der Auftriebskoeffizient nimmt für $N > 0$ jedoch stärker mit dem Anstellwinkel zu als ohne Lorentzkraft. Die dadurch bewirkte größere Zunahme des induzierten Widerstandes überwiegt ab einem bestimmten Winkel die ursprüngliche Widerstandsreduzierung, die C_L - α -Kurven schneiden sich.

Bei den Versuchen ohne Turbulenzdraht ist der Effekt bei kleinen Reynoldszahlen nicht sichtbar, da die Strömung wesentlich früher ablöst als mit Turbulenzdraht. Der mögliche Schnittpunkt der Kurven wird also gar nicht erreicht. Bei höheren Reynoldszahlen z.B. $Re = 8.9 \cdot 10^4$ (Abbildung 6.4) läßt sich jedoch ein dem Ruder mit Turbulenzdraht entsprechendes Verhalten ebenfalls beobachten.

In Abbildung 6.7 sind Messungen bei $Re = 5.1 \cdot 10^4$ und verschiedenen Wechselwirkungsparametern dargestellt. Die Messungen bei $N = 2.34$ erfolgten mit stark korrodierten Anoden. In Abhängigkeit vom Anodenzustand (für eine nähere Diskussion siehe Kapitel 3) verändert sich auch die Kennlinie des Ruders bei $N = 0$, wie das auch bei Messungen ohne Turbulenzdraht (Abbildungen 6.1, 6.2, 6.3) der Fall war. Die Strömung reagiert unter Einfluß des Turbulenzdrahts anders auf den von den korrodierten Anoden gebildeten Rücksprung, als ohne Turbulenzdraht. Wurde ohne Turbulenzdraht eine Verschiebung der vollständigen Strömungsablösung zu höheren Winkeln hin beobachtet, löst die Strömung bei vorhandenem Turbulenzdraht und korrodierten Elektroden eher ab, als am intakten Ruder. In der laminaren Grenzschicht am Ruder ohne Turbulenzdraht beschleunigt die durch den Rücksprung an den Anoden ausgelöste Störung wahrscheinlich den Grenzschichtumschlag und verzögert so die Ablösung der Strömung. Die durch den Turbulenzdraht schon turbulente Grenzschicht hingegen löst aufgrund des durch die Oberflächenunebenheit verursachten Drucksprungs eher ab, als am glatten Ruder. Trotzdem wird bei vergleichbaren Reynoldszahlen auch am Ruder mit stark korrodierten Anoden der vollständige Abriß der Strömung durch den Turbulenzdraht zu höheren Anstellwinkeln verschoben. Die Strömung reißt am intakten Ruder ohne Lorentzkraft bei $\alpha \approx 19.0^\circ$ ab, der maximal erreichte Auftriebskoeffizient beträgt $C_{Lmax} \approx 1.14$. Am Ruder mit korrodierten Anoden tritt der Strömungsabriß bei $\alpha \approx 17.9^\circ$ auf, es wird ein maximaler Auftriebskoeffizient von $C_{Lmax} \approx 1.18$ erreicht. Bei einem Wechselwirkungsparameter von $N = 1.08$, der am intakten Ruder eingestellt wurde, verschiebt sich der Strömungsabriß zu einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 19.0^\circ$, der Auftriebsbeiwert erhöht sich auf $C_{Lmax} \approx 1.57$, d.h. um etwa 37% gegenüber $N = 0$. Ein Wechsel-

wirkungsparameter von $N = 2.34$ am Ruder mit stark korrodierten Anoden führt zur Erhöhung des Anstellwinkels mit noch anliegender Strömung auf $\alpha \approx 20.6^\circ$, was einem maximalen Auftriebsbeiwert von $C_{Lmax} \approx 1.89$ entspricht. Gegenüber $N = 0$ bedeutet das eine Steigerung des Maximalauftriebes um ca. 60%.

Die Widerstandsbeiwerte zeigen für das intakte Ruder das auch in Abbildung 6.6 gefundene Verhalten, das für kleine Winkel der Widerstandsbeiwert bei $N = 0$ größer ist als für $N > 0$, bei hohen Anstellwinkeln jedoch unter dem von $N > 0$ liegt. Für das Ruder mit angegriffenen Anoden wurde bei $N = 0$ Messungen für $\alpha = 0^\circ$ und in der Nähe des Ablösepunktes vorgenommen, so daß über den Gesamtverlauf keine Aussage getroffen werden kann.

Die Messungen bei $Re = 6.1 \cdot 10^4$ stellt Abbildung 6.8 dar. Wiederum sind Messungen mit intaktem Ruder und dem Profil mit stark korrodierten Anoden zusammengefaßt. Bei $N = 0$ löst die Strömung am intakten Ruder bei einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 19.6^\circ$ ab, es stellt sich ein maximaler Auftriebsbeiwert von $C_{Lmax} \approx 1.11$ ein. Mit korrodierten Anoden erfolgt der Strömungsabriß bei $\alpha \approx 18.8^\circ$, davor wird ein maximaler Auftriebsbeiwert von $C_{Lmax} \approx 1.25$ erreicht. Bei einem Wechselwirkungsparameter von $N = 0.73$ am intakten Ruder verschiebt sich der Strömungsabriß nur unmerklich gegenüber $N = 0$ auf $\alpha \approx 19.9^\circ$. Der maximal erzielte Auftriebsbeiwert liegt bei $C_{Lmax} \approx 1.42$ und damit um etwa 28% über dem für $N = 0$. Am Ruder mit stark angegriffenen Anoden führt ein Wechselwirkungsparameter von $N = 1.57$ zu einer Verschiebung des Strömungsabbrisses auf $\alpha \approx 20.8^\circ$ und einer Erhöhung des maximalen Auftriebskoeffizienten auf $C_{Lmax} \approx 1.71$, was einer Steigerung von ca. 37% gegenüber $N = 0$ entspricht.

Das Verhalten der Widerstandskoeffizienten für $N = 0$ und $N = 1.57$ entspricht qualitativ dem bereits in den vorhergehenden Diagrammen vorgefundenen. Die hohen Werte des Widerstandskoeffizienten für $N = 0.73$, besonders bei kleinen α , sind wahrscheinlich einer Drift des Waagennullpunktes geschuldet.

Abbildung 6.9 zeigt Kennlinien für $Re = 9.5 \cdot 10^4$ und verschiedene Wechselwirkungsparameter. Wie auch in den oben besprochenen Abbildungen sind wieder Meßwerte bei intakten und korrodierten Anoden zusammen aufgetragen. Beim glatten Ruder und $N = 0$ löst die Strömung bei $\alpha \approx 19.8^\circ$ ab. Der maximale Auftriebskoeffizient beträgt $C_{Lmax} \approx 1.12$. Am Ruder mit korrodierten Anoden tritt der Strömungsabriß ebenfalls bei $\alpha \approx 19.8^\circ$ auf, es wird ein maximaler Auftriebsbeiwert von $C_{Lmax} \approx 1.24$ erreicht. Bei einem Wechselwirkungsparameter von $N = 0.31$ verschiebt sich der Strömungsabriß am intakten Ruder auf $\alpha \approx 20.8^\circ$. Der maximale Auftriebsbeiwert erhöht sich auf $C_{Lmax} \approx 1.34$ und damit um etwa 20% gegenüber $N = 0$. Ein Wechselwirkungsparameter von $N = 0.67$ erhöht den maximalen Auftriebsbeiwert am Ruder mit korrodierten Anoden auf $C_{Lmax} \approx 1.61$, die Strömung löst allerdings wie bei $N = 0$ bei $\alpha \approx 19.8^\circ$ ab. Der Auftriebskoeffizienten wird gegenüber $N = 0$ um ca. 30% gesteigert. Die Widerstandskoeffizienten zeigen ein ähnliches Verhalten, wie in den vorherigen Diagrammen.

In Abbildung 6.10 sind Meßwerte für $Re = 1.2 \cdot 10^5$ zusammengestellt, die wieder mit einerseits intakten und andererseits mit stark korrodierten Anoden gewonnen wurden. Bei $N = 0$ und intakten Anoden löst die Strömung bei einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 19.4^\circ$ ab, es stellt sich ein maximaler Auftriebsbeiwert von $C_{Lmax} \approx 1.05$ ein. Die mit den stark angegriffenen Anoden gemessenen Auftriebsbeiwerte für $N = 0$ entsprechen bei der hohen Reynoldszahl in etwa den mit intakten Anoden gemessenen, der maximale Auftriebsbeiwert beträgt hier $C_{Lmax} \approx 1.07$. Die Strömung löst etwas früher bei $\alpha \approx 19.0^\circ$ ab. Durch Anlegen einer Lorentzkraft mit $N = 0.20$ an der Saugseite des intakten Ruders verschiebt sich der Winkel, bei dem die Strömung abreißt, auf $\alpha \approx 20.2^\circ$. Der maximale Auftriebsbeiwert erhöht sich auf $C_{Lmax} \approx 1.26$ und damit um ca. 20% gegenüber $N = 0$. Bei $N = 0.39$ am stellt sich am Ruder mit stark korrodierten Anoden ein maximaler Auftriebsbeiwert von $C_{Lmax} \approx 1.38$ ein. Das bedeutet gegenüber dem unbeeinflussten Ruder eine Steigerung von etwa 0.29%. Der Strömungsabriß erfolgt bei $\alpha \approx 21.8^\circ$. Die Widerstandsbeiwerte werden durch die saugseitige Lorentzkraft in beiden Fällen nur schwach beeinflusst.

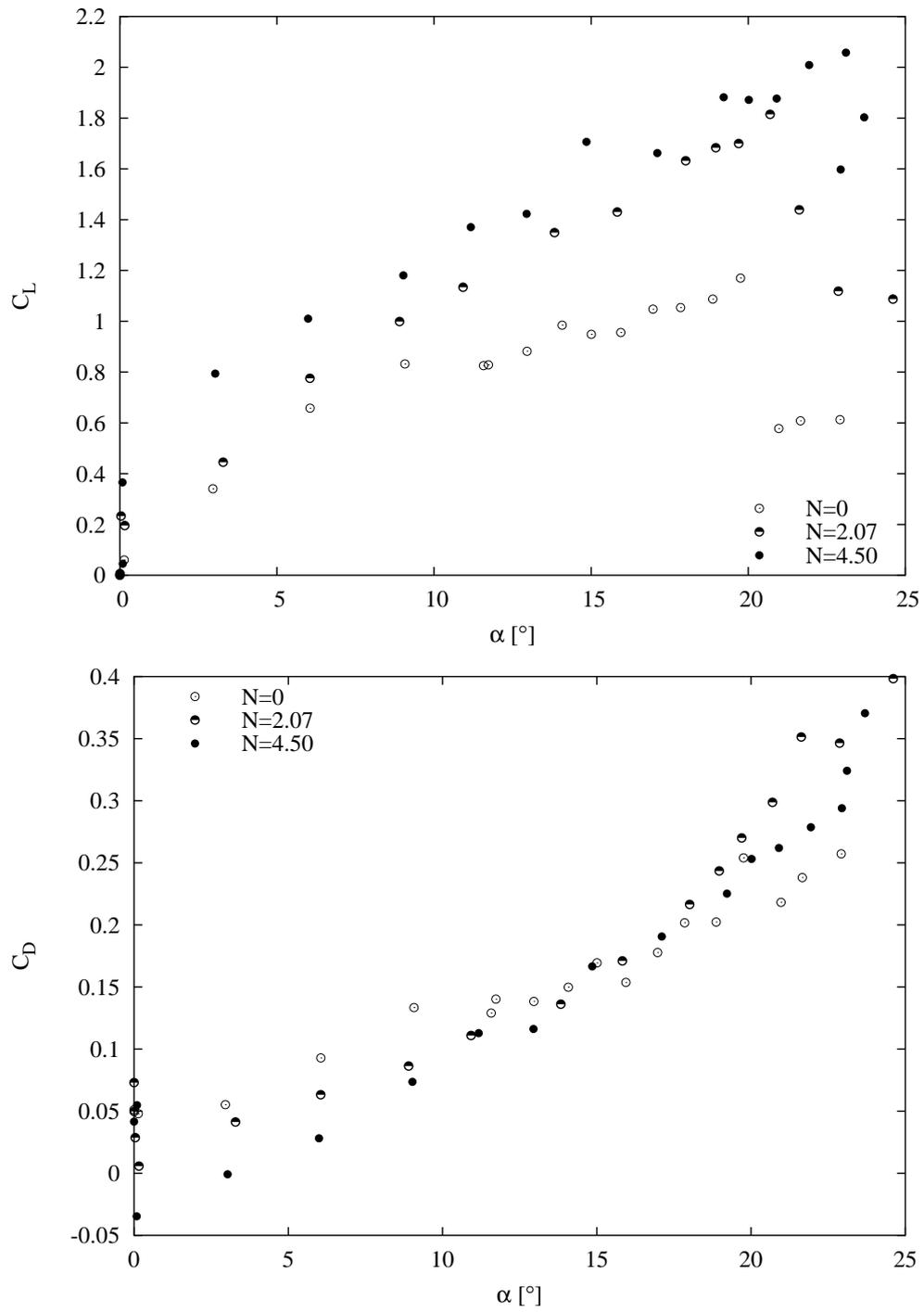


Abb. 6.6: Riga-Ruder mit Turbulenzdraht, $Re = 3.6 \cdot 10^4$.

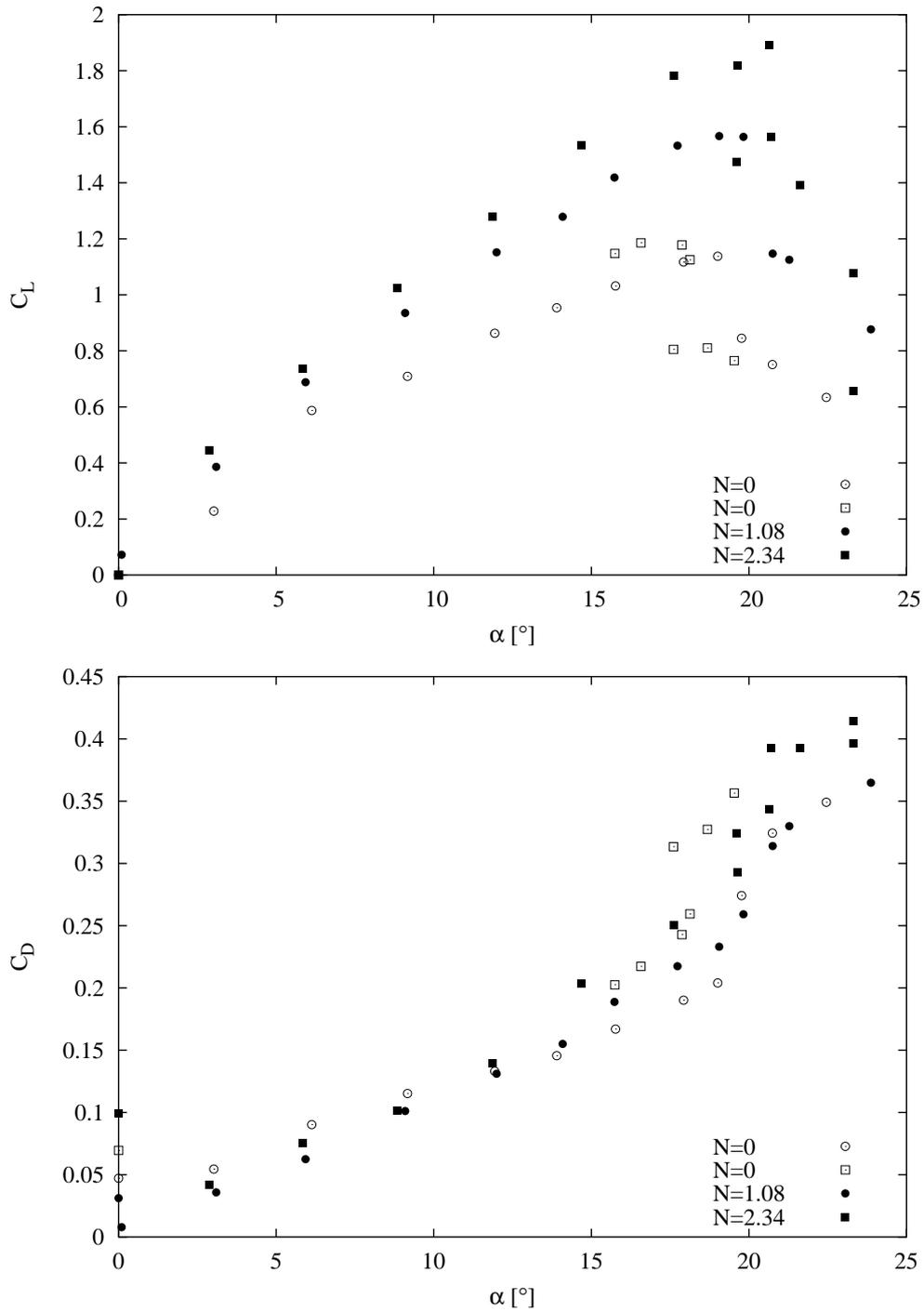


Abb. 6.7: Riga-Ruder mit Turbulenzdraht, $Re = 5.1 \cdot 10^4$. \square und \blacksquare geben Kennlinien für die stärker korrodierten Anoden an.

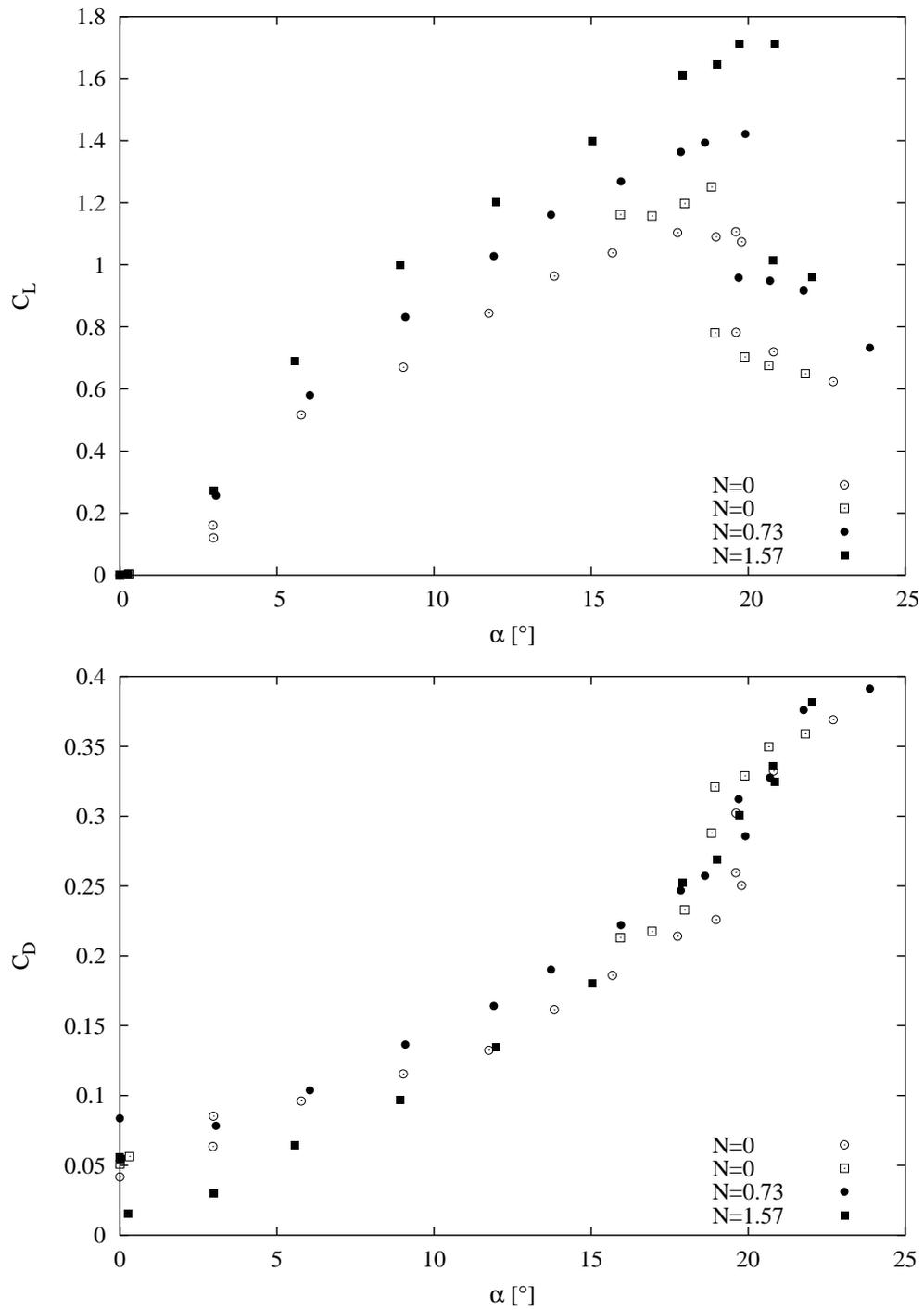


Abb. 6.8: Riga-Ruder mit Turbulenzdraht, $Re = 6.1 \cdot 10^4$. \square und \blacksquare geben Kennlinien für die stärker korrodierten Anoden an.

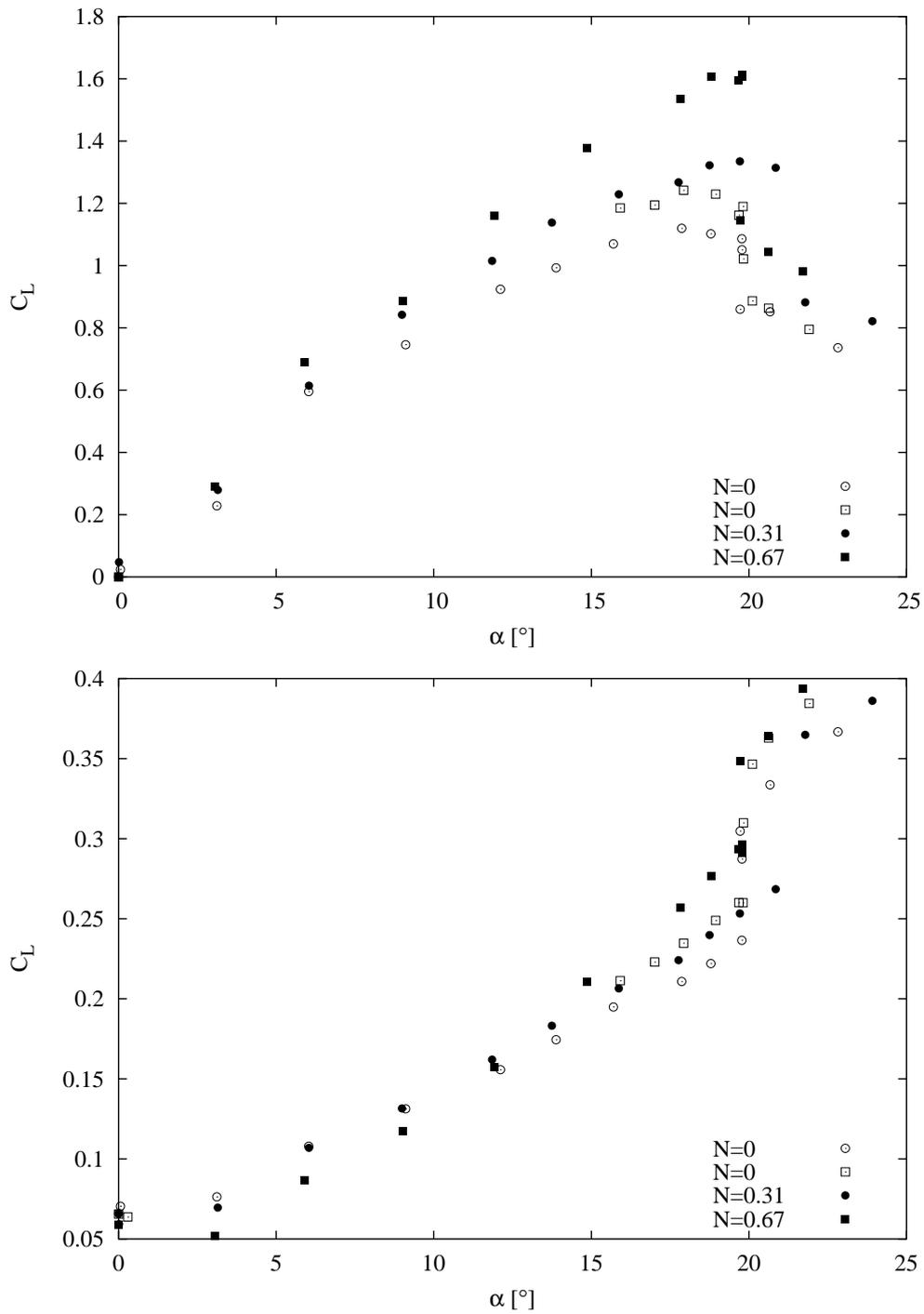


Abb. 6.9: Riga-Ruder mit Turbulenzdraht, $Re = 9.5 \cdot 10^4$. \square und \blacksquare geben Kennlinien für die stärker korrodierten Anoden an.

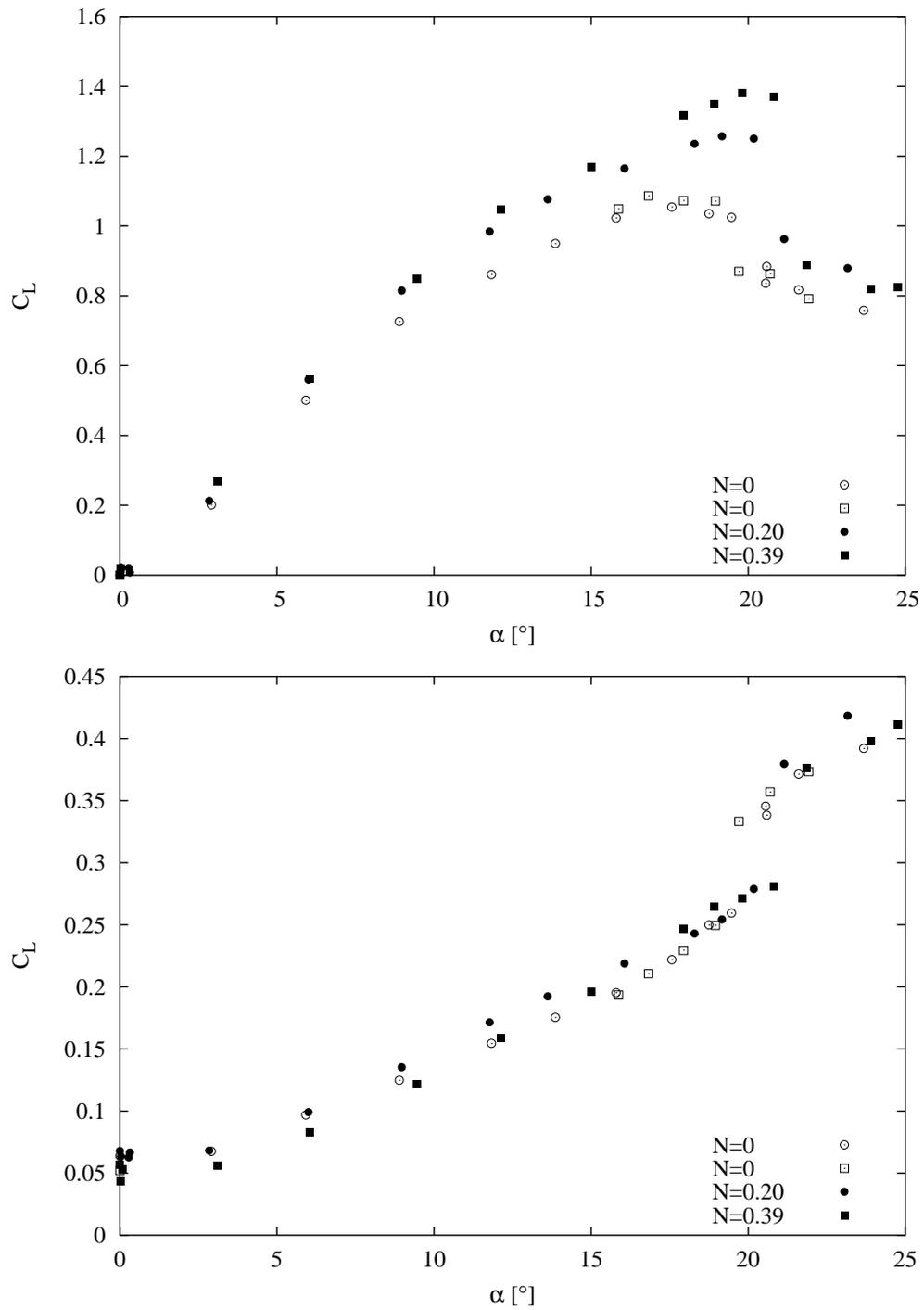


Abb. 6.10: Riga-Ruder mit Turbulenzdraht, $Re = 1.2 \cdot 10^5$. \square und \blacksquare geben Kennlinien für die stärker korrodierten Anoden an.

6.3 FZR–Ruder ohne Turbulenzdraht

Am FZR–Ruder wurde ohne Turbulenzdraht in einem Reynoldszahlbereich von $3.8 \cdot 10^4 \leq Re \leq 1.2 \cdot 10^5$ und bei Wechselwirkungsparametern von $0 \leq N \leq 1.94$ gemessen. In diesem Reynoldszahlbereich erhöht sich bei der unbeeinflussten Strömung, wie schon am Riga–Ruder in Abschnitt 6.1 festzustellen war, der Anstellwinkel bei dem die Strömung abreißt mit der Reynoldszahl. Im Unterschied zum Riga–Ruder ergibt sich daraus jedoch keine Zunahme des maximalen Auftriebskoeffizienten mit der Reynoldszahl. Dieser bleibt vielmehr etwa konstant, wenn man von dem hohen Wert von $C_{Lmax} \approx 1.17$ bei $Re = 3.8 \cdot 10^4$ absieht. Eine Zusammenstellung der für das FZR–Ruder mit und ohne Turbulenzdraht bei $N = 0$ und verschiedenen Reynoldszahlen erreichten maximalen Auftriebskoeffizienten und Abreißwinkeln gibt Abbildung 6.11. Erstaunlicherweise wurde auch beim Ruder mit Turbulenzdraht bei $Re = 3.5 \cdot 10^4$ der größte maximale Auftriebskoeffizient gemessen. Abgesehen von der höheren Fehleranfälligkeit der Kraftmessung bei kleinen Reynoldszahlen entzieht sich dieses Verhalten einer einfachen Erklärung, besonders, wenn man die erwartungsgemäße Erhöhung der Abreißwinkel mit der Reynoldszahl in Betracht zieht.

Abbildung 6.12 zeigt die C_L - α - und die C_D - α -Kennlinie für $Re = 3.5 \cdot 10^4$. Bei $N = 0$ reißt die Strömung bei einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 15.0^\circ$ ab, der Auftriebsbeiwert erreicht einen Maximalwert von $C_{Lmax} \approx 1.17$. Eine Lorentzkraft von $N = 1.94$ verschiebt den Ablösepunkt auf $\alpha \approx 18.0^\circ$, was mit einer Erhöhung des maximalen Auftriebsbeiwertes auf $C_{Lmax} \approx 1.59$, mithin einer Steigerung um etwa 36% gegenüber $N = 0$, einhergeht. Die Widerstandsbeiwerte für das Ruder mit saugseitiger Lorentzkraft sind mit wenigen Ausnahmen geringer als für das unbeeinflusste Ruder.

Bei einer Reynoldszahl von $Re = 5.4 \cdot 10^4$ löst die unbeeinflusste saugseitige Strömung bei einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 14.9^\circ$ vom Profil ab (Abbildung 6.13). Der maximal erreichte Auftriebsbeiwert beträgt $C_{Lmax} \approx 1.04$. Mit einer saugseitigen Lorentzkraft von $N = 0.95$ läßt sich die Ablösung bis zu einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 18.1^\circ$ verzögern. Der maximal Auftriebsbeiwert beträgt $C_{Lmax} \approx 1.26$ und liegt damit ca. 21% über dem von $N = 0$. Die Widerstandsbeiwerte bei anliegender Strömung sind für das beeinflusste Ruder durchgängig kleiner als für das unbeeinflusste.

In Abbildung 6.14 sind Kennlinien für $Re = 6.3 \cdot 10^4$ dargestellt. Bei $N = 0$ löst die saugseitige Strömung bei einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 16.0^\circ$ ab, der maximal erzielbare Auftriebskoeffizient beträgt $C_{Lmax} \approx 1.04$. Er läßt sich mit einer Lorentzkraft von $N = 0.70$ auf $C_{Lmax} \approx 1.28$, d.h. um etwa 23%, steigern. Damit einher geht eine Verschiebung des Ablösewinkels auf $\alpha \approx 18.0^\circ$. Die Widerstandsbeiwerte sind bei kleinen Anstellwinkel für $N = 0.7$ geringer als für $N = 0$, das Verhältnis kehrt sich jedoch ab $\alpha \approx 10^\circ$ um.

Die bei $Re = 9.7 \cdot 10^4$ gemessenen Kennlinien sind in Abbildung 6.15 aufgetragen. Bei der unbeeinflussten Strömung läßt sich das Ruder bis zu $\alpha \approx 16.8^\circ$ einschlagen,

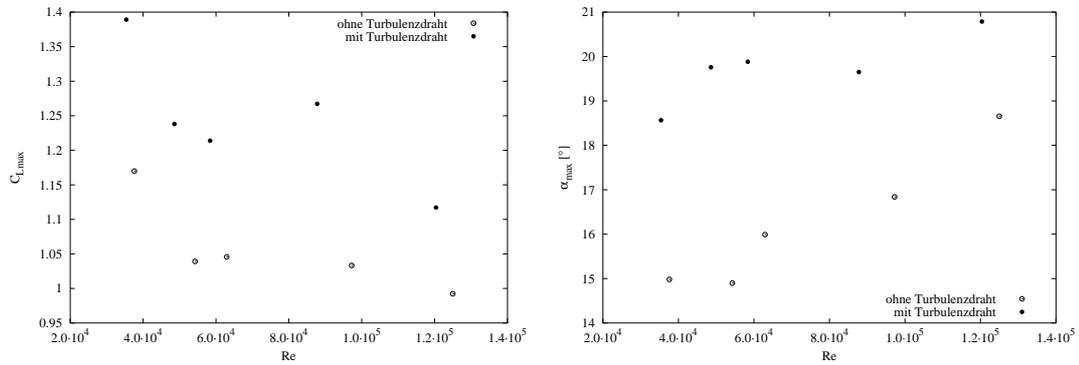


Abb. 6.11: Entwicklung des maximal erzielbaren Auftriebskoeffizienten (links) und des Anstellwinkels bei dem die Strömung abreißt (rechts) mit der Reynoldszahl für das FZR-Ruder mit und ohne Turbulenzdrähte bei $N = 0$.

bevor die Strömung abreißt. Es stellt sich ein maximaler Auftriebskoeffizient von $C_{Lmax} \approx 1.03$ ein. Bei einem Wechselwirkungsparameter von $N = 0.29$ verzögert sich die Strömungsablösung bis auf $\alpha \approx 19.0^\circ$. Der maximal erreichte Auftriebskoeffizient beträgt unter diesen Bedingungen $C_{Lmax} \approx 1.19$. Das entspricht einer Erhöhung von etwa 16% gegenüber $N = 0$. Die Widerstandsbeiwerte liegen für $N = 0$ und $N = 0.29$ bis zu $\alpha \approx 10^\circ$ etwa auf einer Linie, dann sind bis zum Ablösen der Strömung die für $N = 0$ gemessenen Widerstandskoeffizienten niedriger, als die für $N = 0.29$ bestimmten Werte.

Abbildung 6.16 zeigt die bei einer Reynoldszahl von $Re = 1.2 \cdot 10^5$ aufgenommenen Kennlinien. Die C_L - α -Kurven für $N = 0$ und $N = 0.18$ unterscheiden sich nur noch geringfügig. Bei beiden Wechselwirkungsparametern löst die Strömung bei einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 18.6^\circ$ ab. Der bei $N = 0.18$ erzielte maximale Auftriebsbeiwert liegt mit $C_{Lmax} \approx 1.05$ gerade noch 5% über dem bei $N = 0$ erreichten von $C_{Lmax} \approx 1.0$. Die Verläufe der Widerstandskoeffizienten gleichen sich praktisch vollständig.

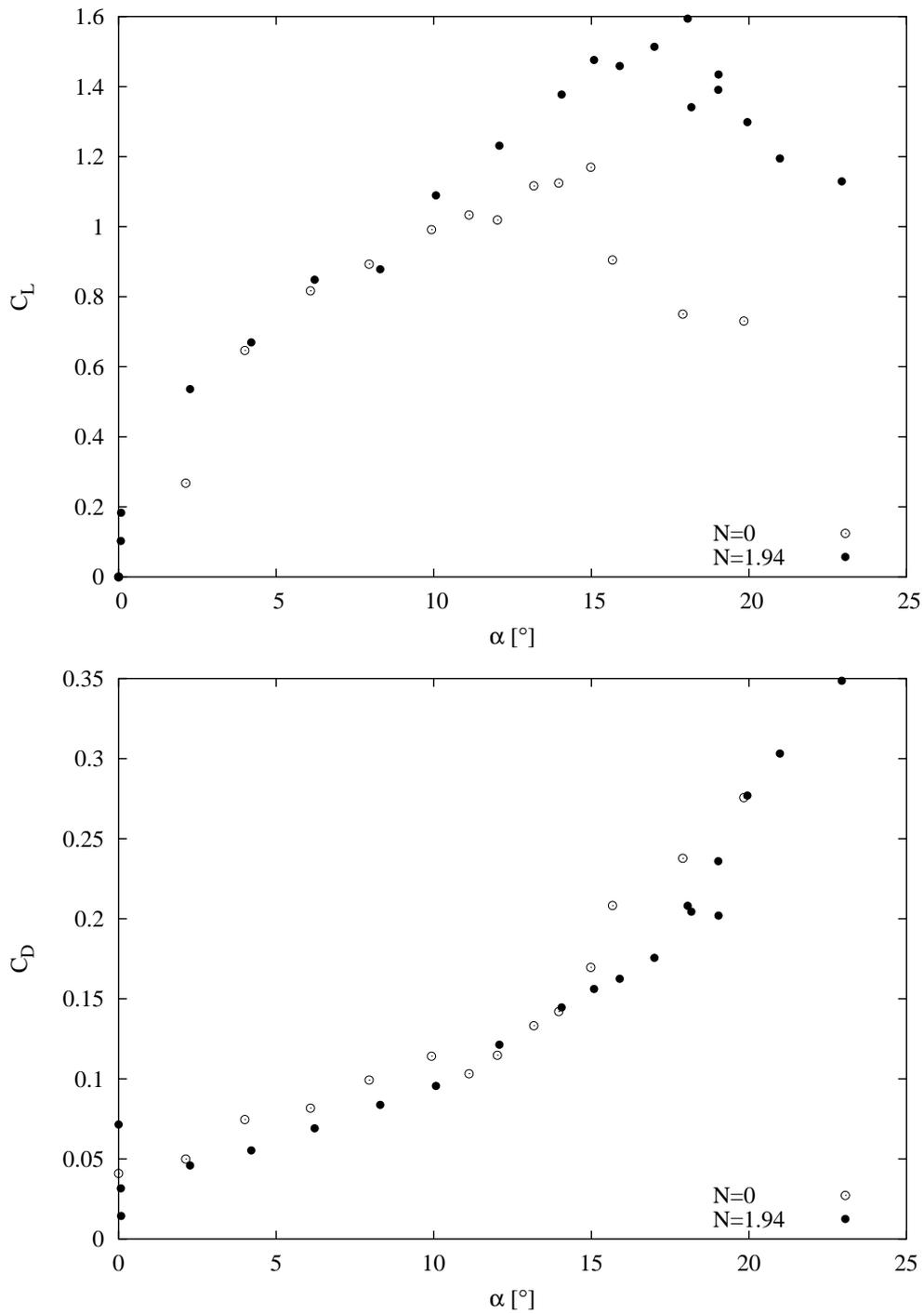


Abb. 6.12: FZR-Ruder ohne Turbulenzdraht, $Re = 3.8 \cdot 10^4$.

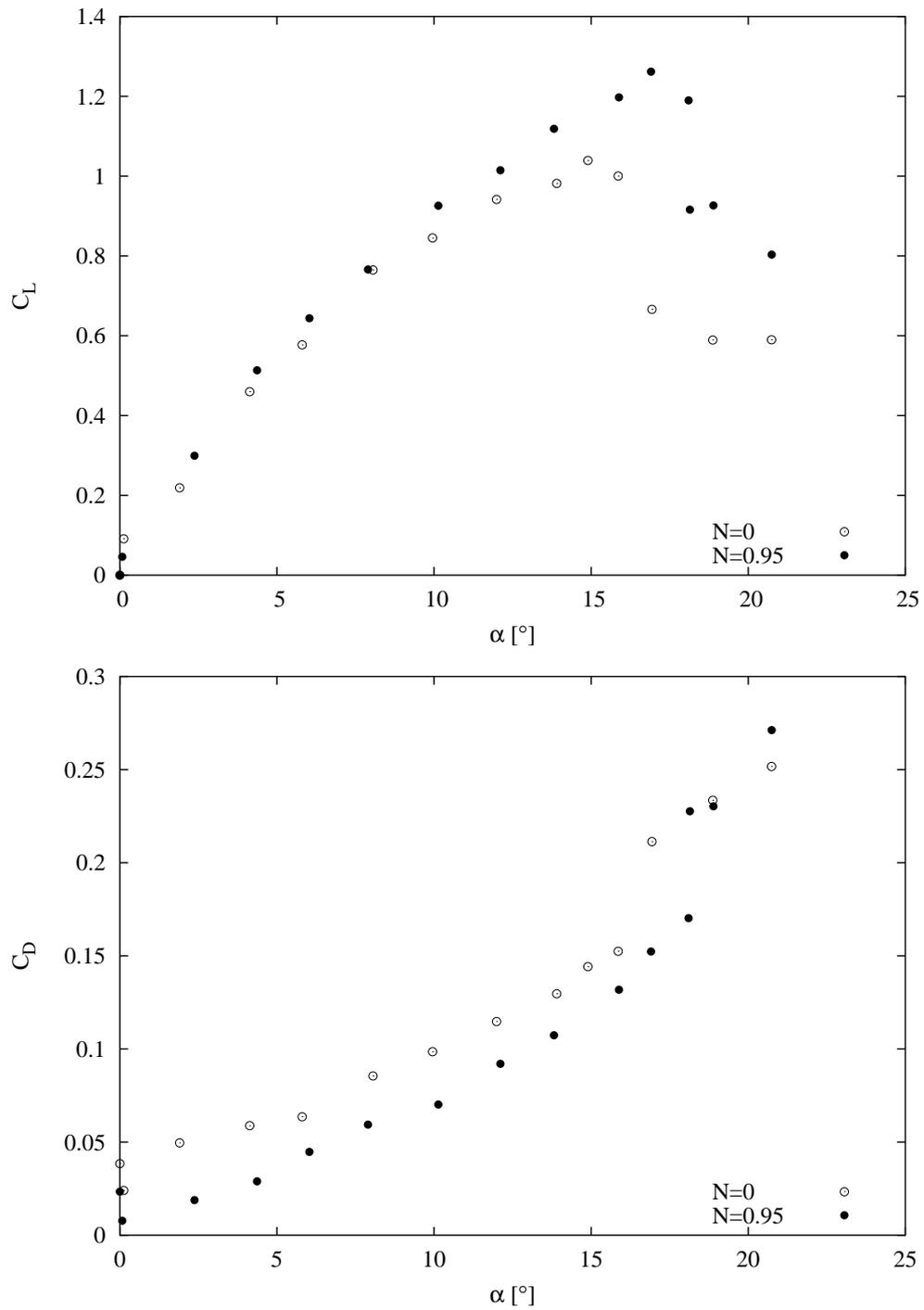


Abb. 6.13: FZR-Ruder ohne Turbulenzdraht, $Re = 5.4 \cdot 10^4$.

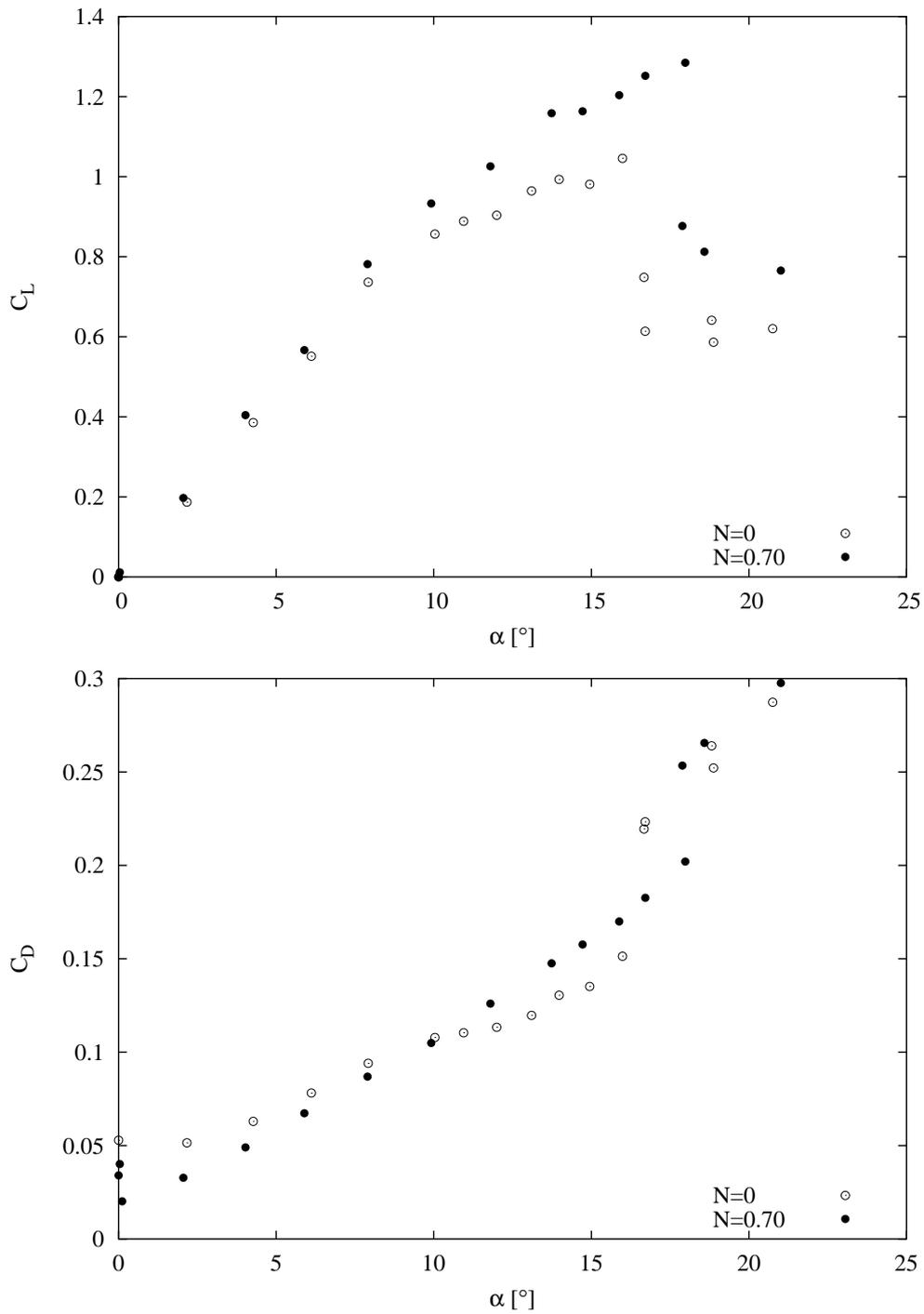


Abb. 6.14: FZR-Ruder ohne Turbulenzdraht, $Re = 6.3 \cdot 10^4$.

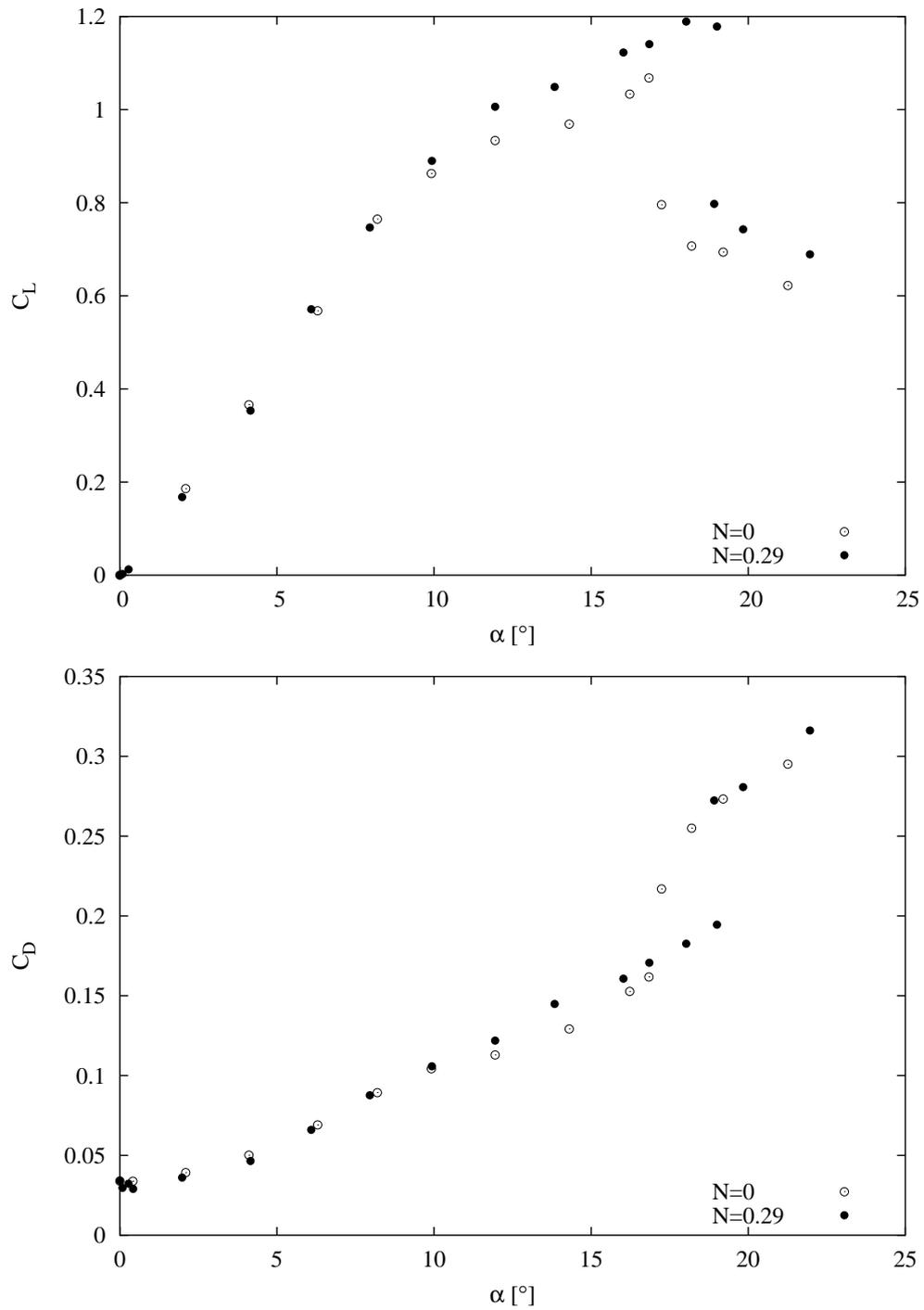


Abb. 6.15: FZR-Ruder ohne Turbulenzdraht, $Re = 9.7 \cdot 10^4$.

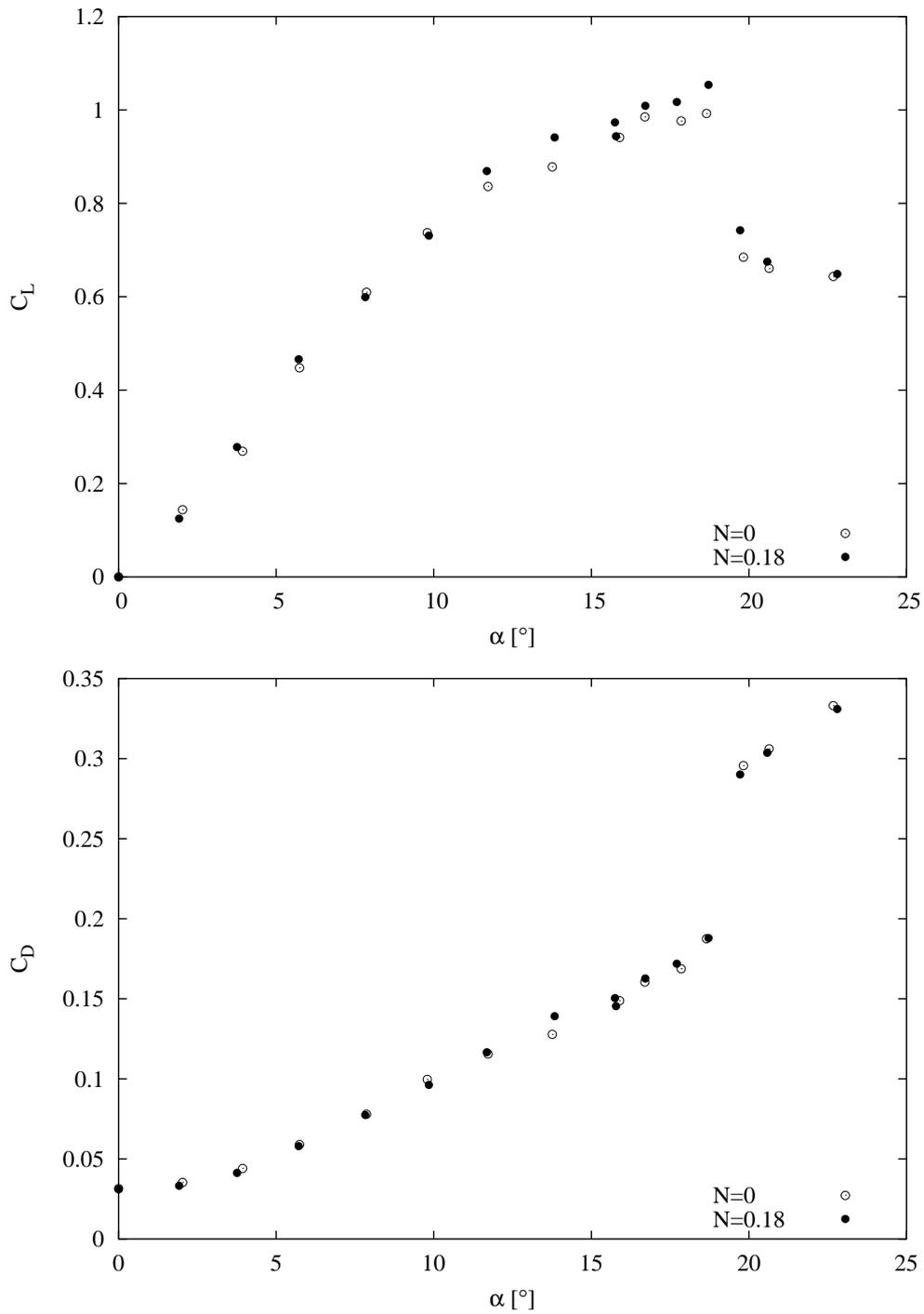


Abb. 6.16: FZR-Ruder ohne Turbulenzdraht, $Re = 1.2 \cdot 10^5$.

6.4 FZR–Ruder mit Turbulenzdraht

Für das mit Turbulenzdrähten ausgerüstete FZR–Ruder wurden Kennlinien in einem Reynoldszahlbereich von $3.5 \cdot 10^4 \leq Re \leq 1.2 \cdot 10^5$ und bei Wechselwirkungsparametern zwischen $N = 0$ und $N = 2.3$ aufgenommen. Trotz der Turbulenzdrähte zeigt sich noch eine leichte Zunahme des Anstellwinkels, bei dem die saugseitige Strömung abreißt, mit der Reynoldszahl (siehe rechte Seite von Abbildung 6.11). Dieser Effekt läßt darauf schließen, daß die Turbulenzdrähte bei den kleineren Reynoldszahlen im Unterschied zum Riga–Ruder ihre volle Wirksamkeit noch nicht entfalten. Eine mögliche Ursache könnte im Zusammenwirken von Oberflächenunebenheiten und den von den Turbulenzdrähten ausgehenden Störungen auf die Strömung liegen. Die Oberflächenunebenheiten sind beim Riga–Ruder und beim FZR–Ruder unterschiedlich stark ausgeprägt. Das Verhalten der Auftriebsbeiwerte (linke Seite von Abbildung 6.11) ist untypisch. Sie sollten mit wachsender Reynoldszahl nicht abnehmen, sondern bei voll wirksamen Turbulenzdraht in etwa konstant bleiben, bzw. bei nicht voll wirksamen Turbulenzdraht mit der Reynoldszahl zunehmen. Ein solches Verhalten ließe sich angenähert finden, wenn man die Meßwerte für $Re = 3.5 \cdot 10^4$ und $Re = 1.2 \cdot 10^5$ als Ausreißer qualifizierte, was jedoch dem Verwerfen von 40% der Meßwerte gleichkäme.

Die bei $Re = 3.5 \cdot 10^4$ gemessenen C_L - α - und C_D - α -Verläufe zeigt Abbildung 6.17. Bei $N = 0$ reißt die saugseitige Strömung bei $\alpha \approx 18.6^\circ$ ab, am Ruder wird ein maximaler Auftriebskoeffizient von $C_{Lmax} \approx 1.39$ gemessen. Unter Einfluß einer Lorentzkraft mit $N = 2.30$ verschiebt sich die Strömungsablösung zu $\alpha \approx 18.6^\circ$, der maximal erreichte Auftriebskoeffizient erhöht sich auf $C_{Lmax} \approx 1.73$ und damit um etwa 24%. Die für $N = 0$ gemessenen Widerstandsbeiwerte liegen nahezu gänzlich unter den für $N = 2.30$ bestimmten.

In Abbildung 6.18 sind die für $Re = 4.8 \cdot 10^4$ gemessenen Kennlinien abgebildet. Der Strömungsabriß geschieht am unbeeinflussten Ruder bei $\alpha \approx 19.8^\circ$, es wird ein maximaler Auftriebskoeffizient von $C_{Lmax} \approx 1.24$ erreicht. Bei einem Wechselwirkungsparameter von $N = 1.23$ erhöht sich der maximale Auftriebskoeffizient um etwa 31% auf $C_{Lmax} \approx 1.62$. Der Winkel, bei dem die saugseitige Strömung abreißt, erhöht sich auf $\alpha \approx 20.8^\circ$. Die hier erzielte prozentuale Zunahme von C_{Lmax} ist trotz des um mehr als 1 kleineren Wechselwirkungsparameters höher als bei $Re = 3.5 \cdot 10^4$. Diese Tatsache läßt einen Fehler bei der zu $Re = 3.5 \cdot 10^4$, $N = 0$ gehörenden Kraftmessung vermuten. Die im unteren Teil von Abbildung 6.18 gezeigten Verläufe des Widerstandskoeffizienten über dem Anstellwinkeln ähneln den auch beim Riga–Ruder mit Turbulenzdrähten gefundenen. Für kleine Winkel liegen die für $N = 1.23$ gemessenen C_D unter den für $N = 0$ gefundenen, für größere Winkel kehrt sich das Verhältnis um.

Abbildung 6.19 zeigt für $Re = 5.8 \cdot 10^4$ gemessene Werte für C_L und C_D über α bei $N = 0$ und $N = 0.85$. Die saugseitige Strömung löst bei $N = 0$ bei einem Anstell-

winkel von $\alpha \approx 19.9^\circ$ ab. Das Ruder erreicht einen maximalen Auftriebskoeffizienten von $C_{Lmax} \approx 1.21$. Die Ablösung kann auch durch das Anlegen einer Lorentzkraft mit $N = 0.84$ nicht zu höheren Anstellwinkeln verschoben werden. Die Ablösung tritt bei $\alpha \approx 19.8^\circ$ ein. Trotzdem erhöht sich der maximale Auftriebskoeffizient auf $C_{Lmax} \approx 1.53$, d.h. um ca. 26% gegenüber $N = 0$. Für Anstellwinkel $6^\circ \leq \alpha \leq 12^\circ$ ergibt sich sowohl für $N = 0$, als auch für $N = 0.85$ eine deutliche Deformation der C_L - α -Kurve, wie sie auch in Anwesenheit einer laminaren Ablöseblase beobachtet werden kann. Um dieses Verhalten zu verifizieren, sind zusätzliche Messungen mit Winkelinkrementen von 1° eingefügt, die für den Fall mit Lorentzkraft $N = 0.85$ und $N = 0.72$ recht gut überlappen. Für $N = 0$ streuen die Werte im selben Winkelbereich stärker. Das Verhalten der Widerstandsbeiwerte bei den Messungen mit 3° Winkelinkrementen (Kreise), entspricht dem für $Re = 4.8 \cdot 10^4$ beobachteten. Für $\alpha \leq 13^\circ$ gilt $C_D(N = 0) > C_D(N = 0.85)$, für $\alpha > 13^\circ$ sind die bei $N = 0.85$ gemessenen Widerstandsbeiwerte höher. Die feinauflösenden Messungen sind gegenüber den gerade besprochenen zu höheren C_D -Werten verschoben, dort läßt sich kein deutlich unterscheidbares Verhalten finden.

Bei einer Reynoldszahl von $Re = 8.7 \cdot 10^4$ und $N = 0$ löst die Strömung, wie in Abbildung 6.20 gezeigt, bei einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 19.6^\circ$ ab. Am Ruder wird ein maximaler Auftriebskoeffizient von $C_{Lmax} \approx 1.27$ gemessen. Ein Wechselwirkungsparameter von $N = 0.36$ führt zu keiner merkbaren Veränderung des Winkels, bei dem die saugseitige Strömung ablöst. Er beträgt etwa $\alpha \approx 19.8^\circ$. Die Lorentzkraft führt zu einer Erhöhung des maximal erzielten Auftriebskoeffizienten auf $C_{Lmax} \approx 1.41$, damit um ca. 11% gegenüber $N = 0$. Zwischen den für $N = 0$ und $N = 0.39$ gemessenen Widerstandsbeiwerten bestehen keine nennenswerten Differenzen.

Abbildung 6.21 gibt die bei $Re = 1.2 \cdot 10^5$ für $N = 0$ und $N = 0.20$ gemessenen Kennlinien wieder. Bei einem Anstellwinkel von $\alpha \approx 20.8^\circ$ reißt die unbeeinflusste Strömung an der Saugseite ab, der maximal erreichte Auftriebskoeffizient beträgt $C_{Lmax} \approx 1.12$. Unter Einwirkung einer Lorentzkraft von $N = 0.20$ geschieht die Strömungablösung bei $\alpha \approx 20.6^\circ$, der maximal erreichte Auftriebskoeffizient beträgt $C_{Lmax} \approx 1.26$. Er liegt damit um etwa 13% über dem von $N = 0$. Die Widerstandsbeiwerte für $N = 0$ sind bei allen Anstellwinkeln kleiner als die für $N = 0.20$ gemessenen, was auf eine Drift des Waagennullpunktes zwischen den Messungen hinweist.

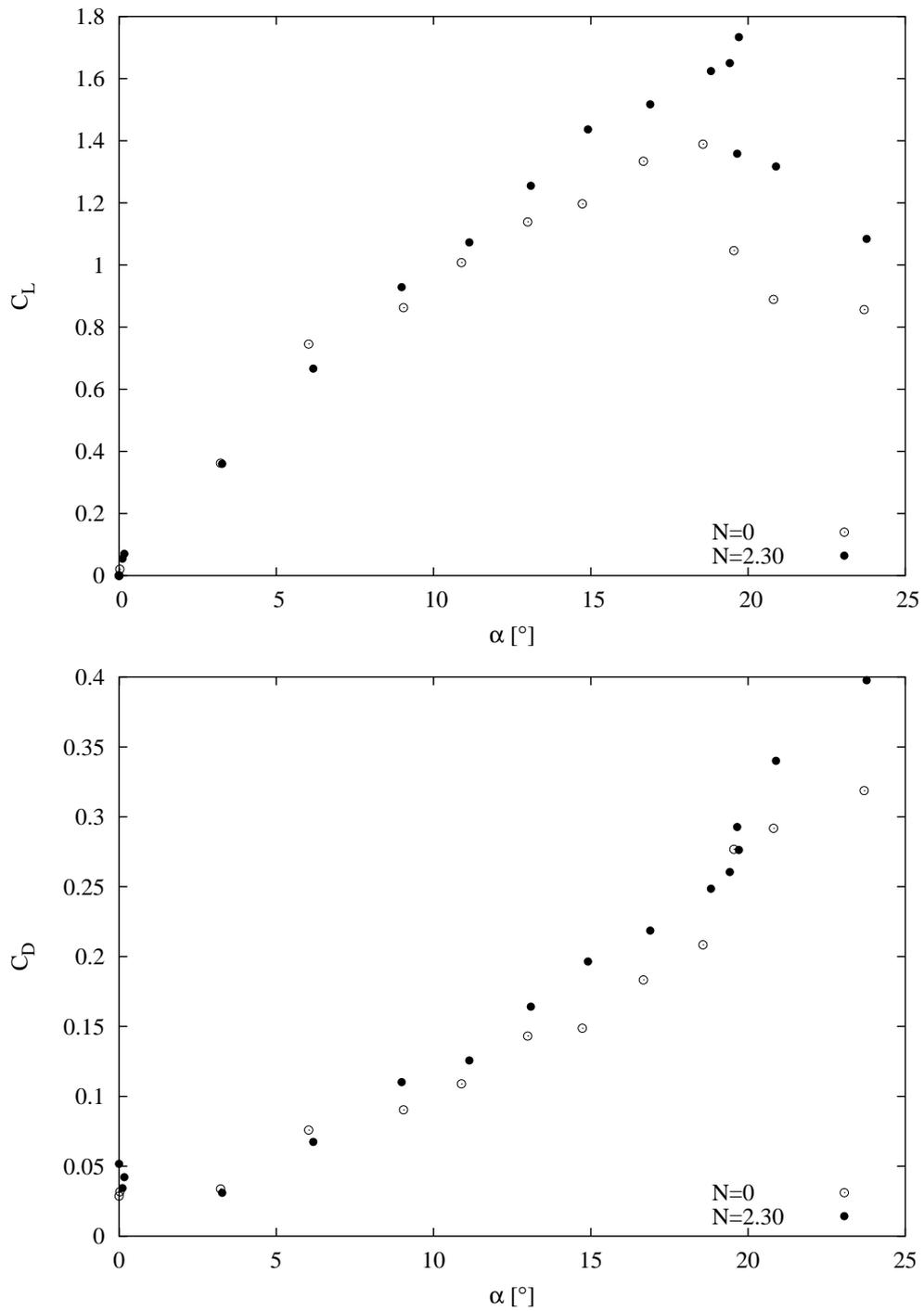


Abb. 6.17: FZR-Ruder mit Turbulenzdraht, $Re = 3.5 \cdot 10^4$.

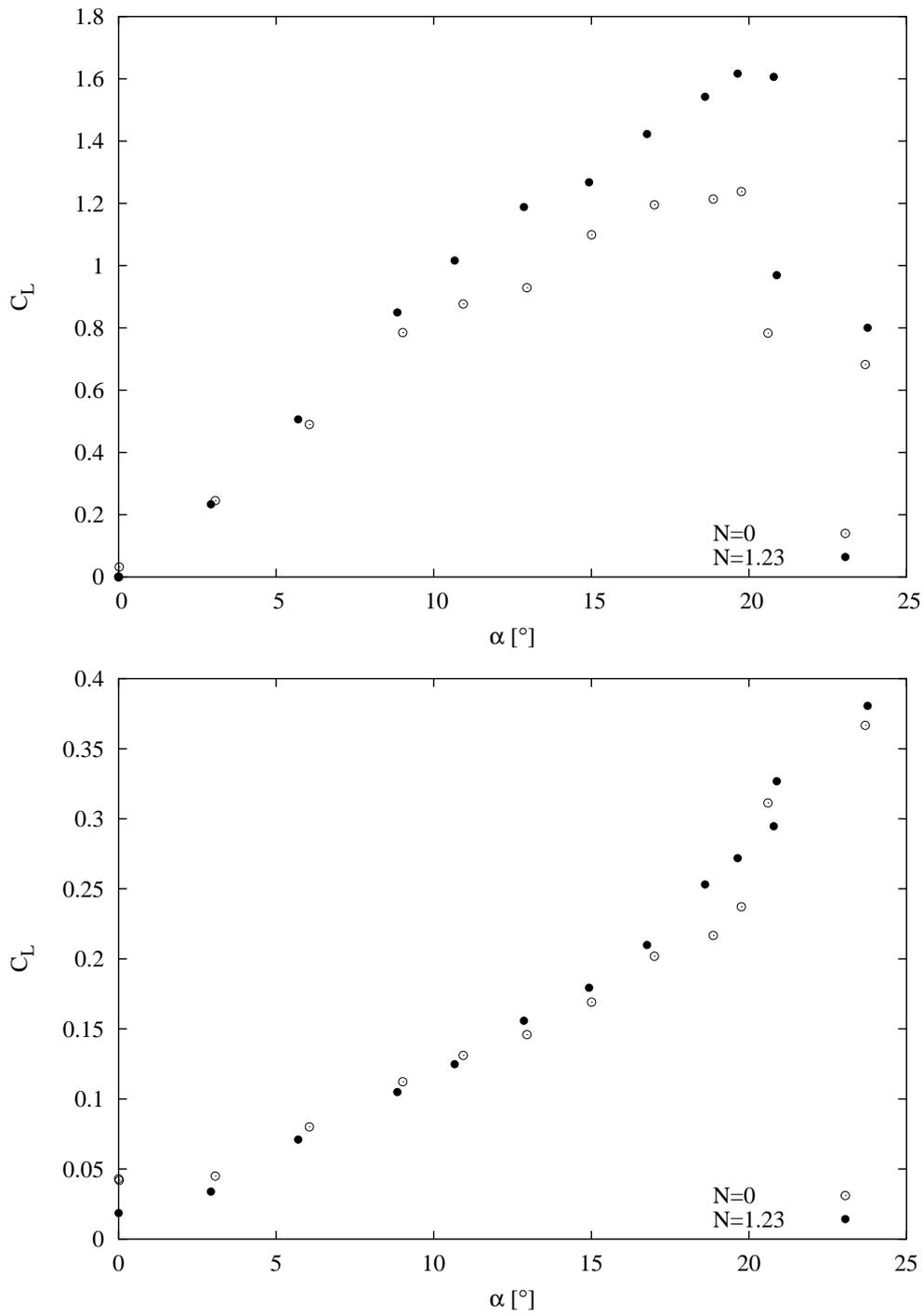


Abb. 6.18: FZR-Ruder mit Turbulenzdraht, $Re = 4.8 \cdot 10^4$.

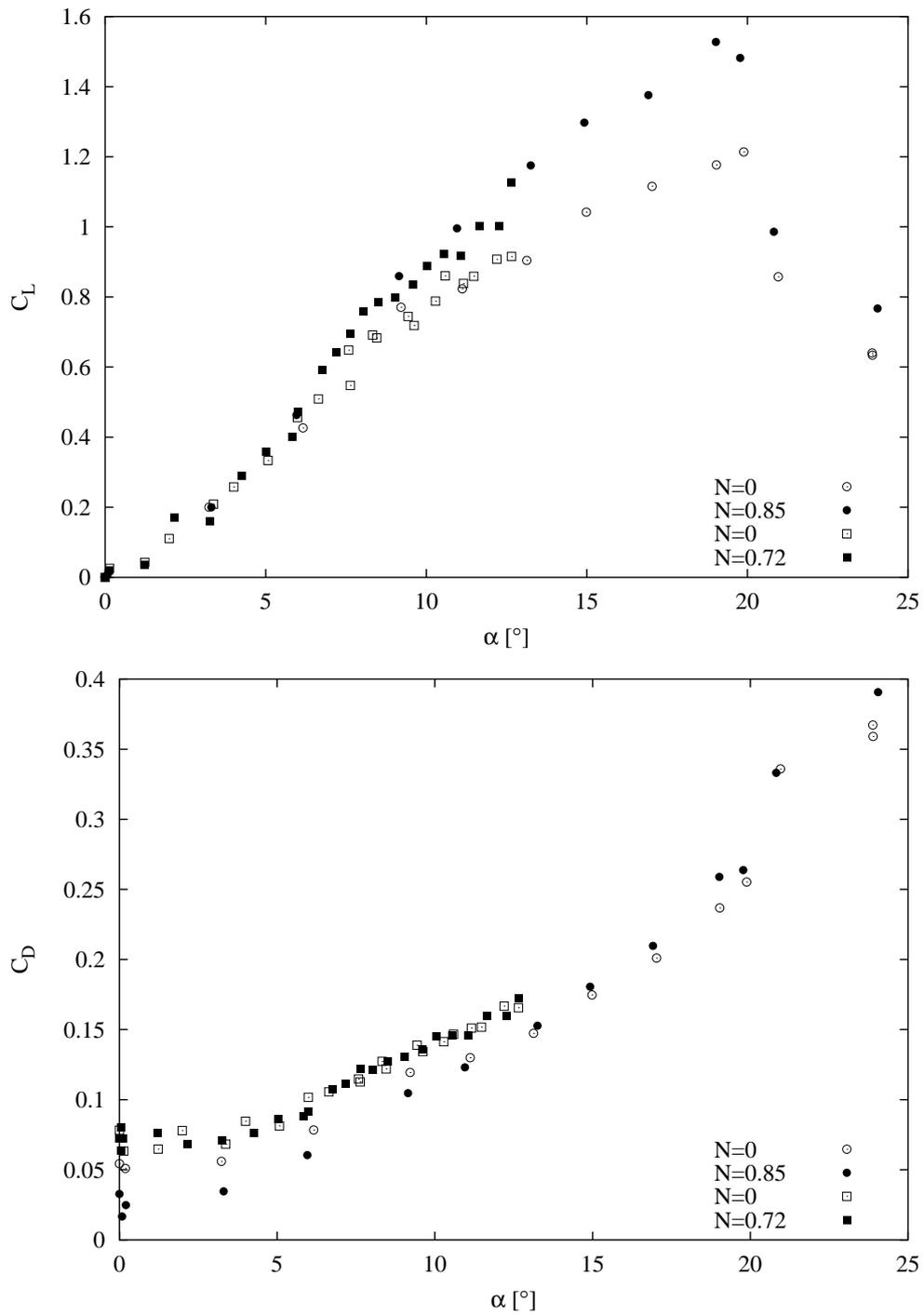


Abb. 6.19: FZR-Ruder mit Turbulenzdraht, $Re = 5.8 \cdot 10^4$. \square und \blacksquare repräsentieren die Messungen mit feinerer Winkelauflösung.

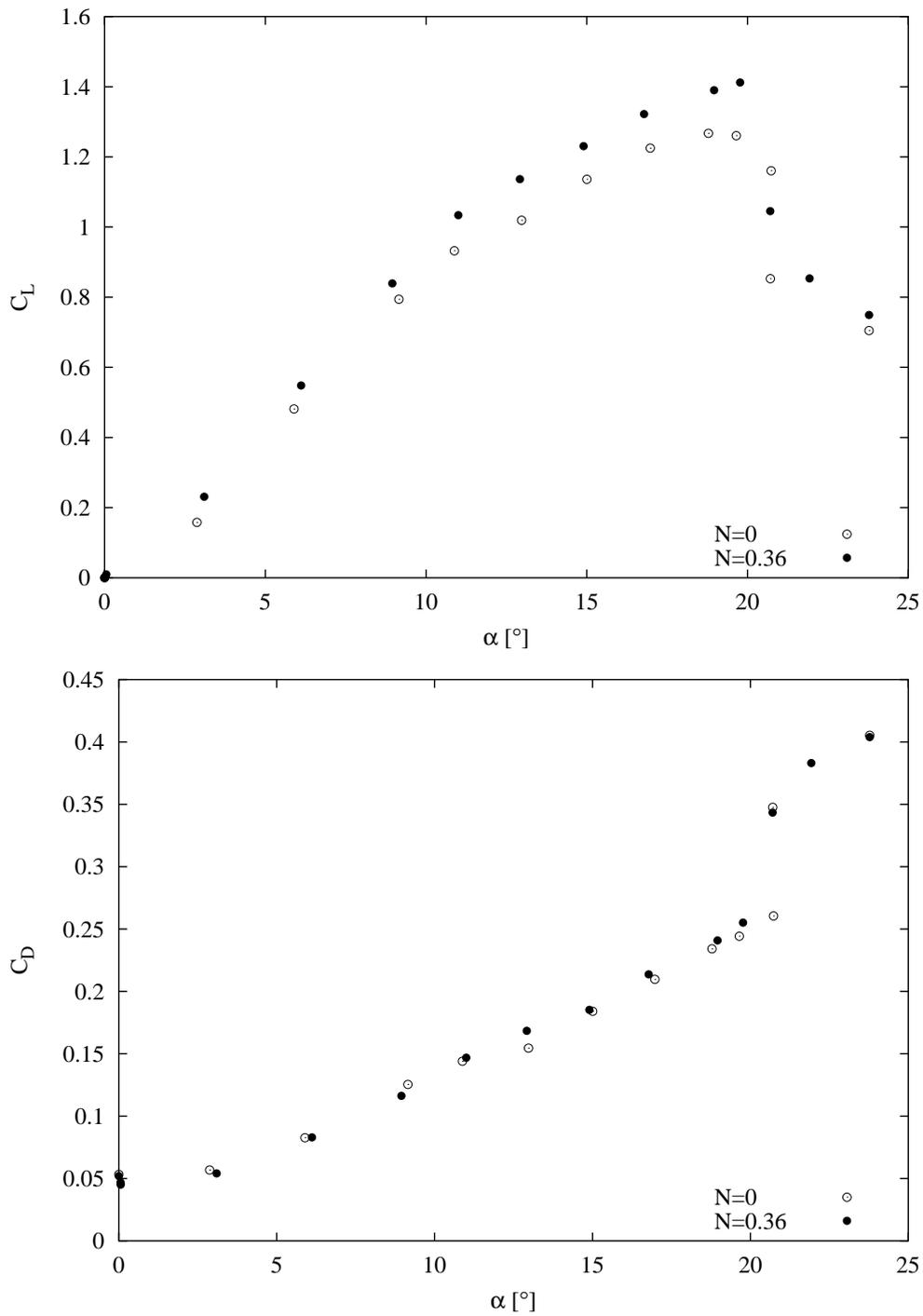


Abb. 6.20: FZR-Ruder mit Turbulenzdraht, $Re = 8.7 \cdot 10^4$.

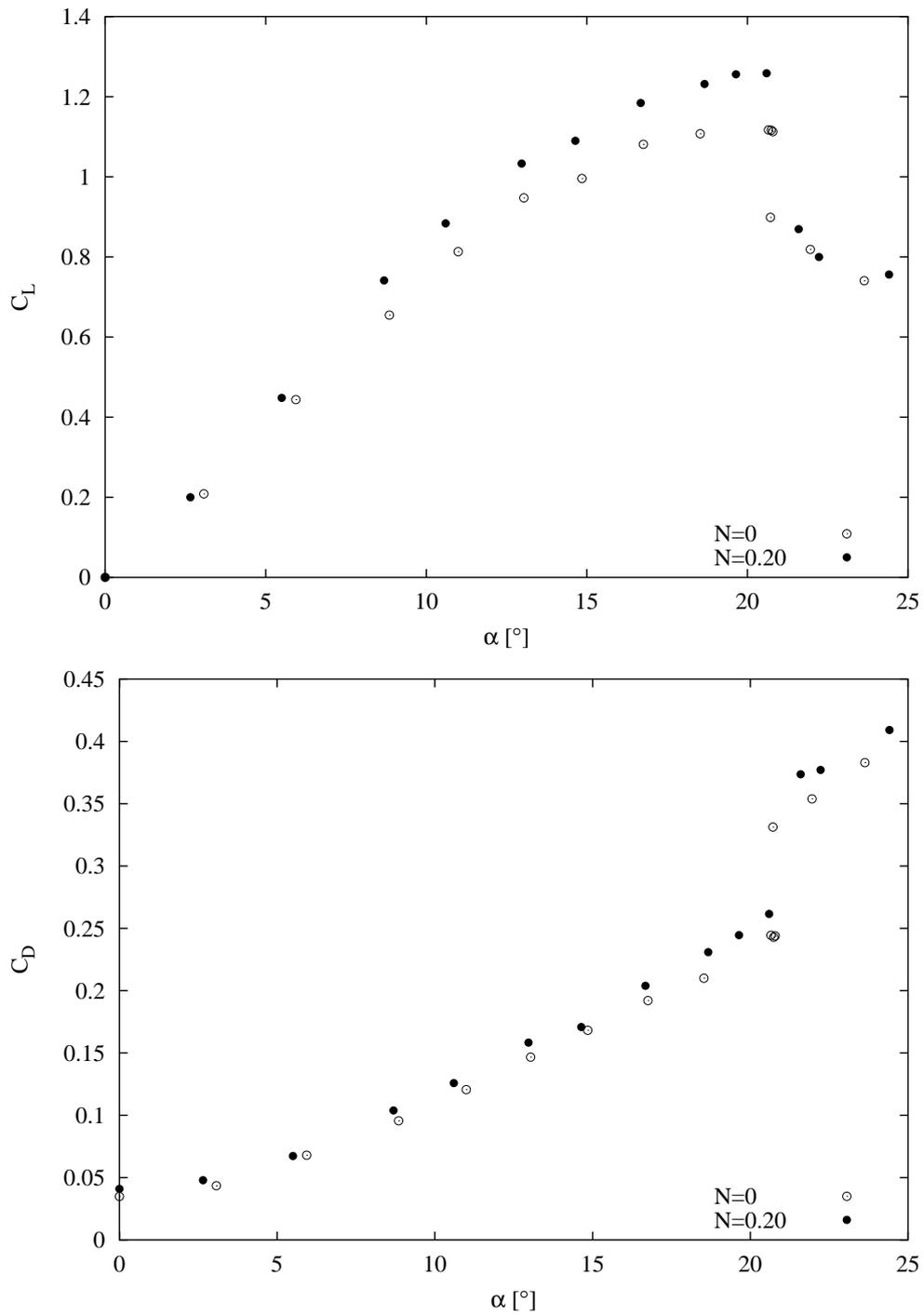


Abb. 6.21: FZR-Ruder mit Turbulenzdraht, $Re = 1.2 \cdot 10^5$.

6.5 Auftriebserhöhung bei festem Anstellwinkel

Der Impulseintrag in die Strömung, der durch die Lorentzkraft geleistet wird, kann auch auf anderem Wege herbeigeführt werden. Vom Wirkprinzip besonders eng verwandt erscheint das Ausblasen eines Wandstrahles an der Saugseite eines Profiles. Diese Möglichkeit zur Auftriebskontrolle wurde zuerst unabhängig von Lachmann und Handley–Page 1921 [31] an Spaltflügeln gezeigt. Ein oder mehrere im Flügel befindliche Schlitze führen von der Druckseite zur Saugseite, das durch sie hindurchtretende Fluid beschleunigt die Grenzschicht an der Saugseite. Diese passive Anordnung bringt eine Erhöhung des Maximalauftriebes um etwa 60% mit sich, allerdings auch einen erheblich vergrößerten Widerstand durch die größere überströmte Fläche (siehe [19]).

Das aktive Ausblasen an der Saugseite ist ebenfalls 1921 erstmals von Baumann patentiert worden [32], es ermöglicht eine bessere Dosierung des an der Saugseite austretenden Strahls und vermeidet die Widerstandserhöhung.

Diesen ersten Ideen folgten in den 30er Jahren und 40er Jahren des 20. Jahrhunderts weitergehende Untersuchungen, in deren Rahmen auch erste Versuchsflugzeuge gebaut wurden [33]. Mit der Entwicklung strahlgetriebener Flugzeugen nach dem 2. Weltkrieg ergaben sich völlig neue Möglichkeiten für die Bereitstellung der für die Grenzschichtkontrolle nötigen Volumenströme. Das führte zu einem Aufschwung der Forschung an durch Ausblasen kontrollierten Hochauftriebskonfigurationen und deren erster serienmäßiger Nutzung vor allem bei seegestützten Militärflugzeugen [33]. Einen Überblick über die Klassifizierung verschiedener Ausblasvarianten, deren typische Leistungsfähigkeit und praktische Nutzung in der Luftfahrt aus neuerer Sicht bietet [34].

Zur Charakterisierung der Strahlwirkung verwendete man anfangs verschiedene Parameter, in die die Öffnungsweite des Ausblasschlitzes, der Druckunterschied zwischen Ausblaskammer und Außenströmung und die Strahlgeschwindigkeit eingingen. Poisson–Quinton fand 1948, daß sich die bis dato gefundenen Ergebnisse unter Nutzung eines Impulskoeffizienten in befriedigender Weise zusammenfassend darstellen ließen [35]. Der Impulskoeffizient C_μ setzt die Schubkraft des Ausblasstrahls F_J zur durch den dynamischen Druck der Anströmung ausgeübten Kraft ins Verhältnis:

$$C_\mu = \frac{F_J}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 c_s}. \quad (6.4)$$

Die linke Seite von Abbildung 6.22 zeigt den Verlauf des Auftriebskoeffizienten für ein 0° geneigtes NACA 23015 Profil, das mit einer 45° angestellten Klappe versehen ist, über dem Impulskoeffizienten. Der Blasstrahl tritt aus dem Profil über die Klappenschulter aus. Die Meßwerte stammen von Schwier [36] und wurden für verschiedene Schlitzbreiten aufgenommen (0.35% ... 0.61% der Flügeltiefe), die Auftragung über dem Impulskoeffizienten folgt Poisson–Quinton [35]. Die C_L – C_μ –Kurve hat bei

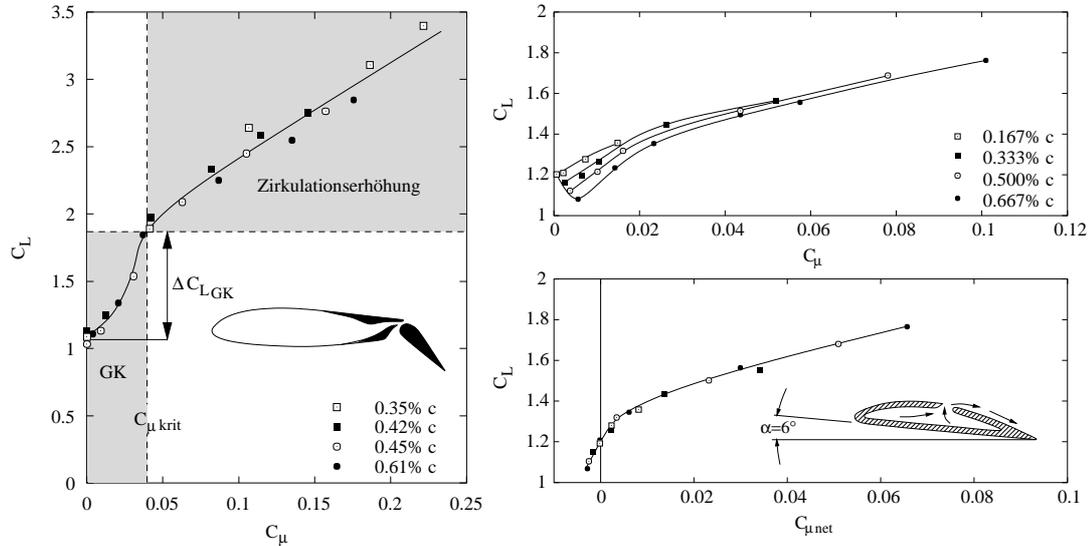


Abb. 6.22: Ausblasen über der 45° angewinkelten Klappe eine NACA 23015, Darstellung nach [35], Werte von [36] (links) und Bedeutung des wirksamen Ausblaskoeffizienten (rechts), Darstellung der Meßwerte für ein NACA 84-M Profil von [37] nach [33].

$C_{\mu, \text{krit}} \approx 0.04$ einen Knick. Dieser Knick ist dem Übergang vom Regime der Grenzschichtkontrolle zu dem der Zirkulationserhöhung geschuldet. Ohne Ausblasstrahl ist die Strömung über der Klappe abgelöst. Mit wachsendem Impulskoeffizienten folgt die Strömung mehr und mehr der Klappenkontur, bis sie bei $C_{\mu, \text{krit}} \approx 0.04$ über die gesamte Klappenlänge anliegt. Eine weitere Erhöhung des Impulskoeffizienten trägt nun nur noch zur Zirkulationserhöhung bei, der Anstieg der Kurve wird flacher.

Die meisten zur Auftriebserhöhung durch Ausblasen vorgenommenen Untersuchungen widmen sich dem Ausblasen über Klappen, da dies als die generische Anordnung für Hochauftriebskonfigurationen angesehen werden kann, umfangreiches Material dazu bietet z.B. [38]. Verhältnismäßig wenige Daten finden sich hingegen für das Ausblasen über klappenlosen Profilen.

Ein Gegenbeispiel bieten die frühen Untersuchungen von Knight und Bamber [37] an einem 6° angestellten NACA 84-M Profil. Die Meßwerte dieser Autoren sind im rechten Teil von Abbildung 6.22 in der von Attinello [33] vorgenommenen Auftragung wiedergegeben. Wie Schwier [36] variierten Knight und Bamber [37] die Weite des Ausblassechlitzes. In der Abbildung sind Punkte für Schlitzbreiten von 0.167% bis 0.667% der Profiltiefe angegeben. Attinellos Auftragung macht deutlich, daß in diesem Falle der Ausblaskoeffizient C_μ nicht zu einer Vereinigung der verschiedenen Meßpunkte auf einer Kurve führt. Es zeigen sich sogar Fälle, bei denen das Ausblasen

den Auftrieb des Profils verringert. Dieses Verhalten tritt auf, falls der Blasstrahl eine Geschwindigkeit hat, die kleiner ist, als die des unmittelbar über dem Profil strömenden Fluids. Dann wird die Strömung verzögert, was zu einem Ablösen der Strömung führen kann. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, schlug Kelly [39] die Benutzung eines effektiven Impulskoeffizienten $C_{\mu net}$ vor, der die Geschwindigkeitsdifferenz von Strahl U_J und Außenströmung in folgender Form berücksichtigt:

$$C_{\mu net} = C_{\mu} \left(1 - \frac{U_{\infty}}{U_J} \right). \quad (6.5)$$

Für hinreichend hohe Strahlgeschwindigkeiten, wie sie wahrscheinlich bei den Versuchen von Schwier [36] geherrscht haben, geht $C_{\mu net}$ in C_{μ} über. Die im unteren rechten Diagramm von Abbildung 6.22 vorgenommene Auftragung C_L über $C_{\mu net}$ zeigt, daß der nach Gleichung 6.5 gebildete effektive Impulskoeffizient die bei verschiedenen Schlitzweiten und Ausblasgeschwindigkeiten auftretenden Veränderungen des Auftriebskoeffizienten sehr gut zusammenfaßt.

Da auch die Lorentzkraft die Strömung in Wandnähe beschleunigt, sollte man bei festgehaltenem Anstellwinkel ein Anwachsen des Auftriebskoeffizienten mit der Lorentzkraft in ähnlicher Weise erwarten, wie es beim Ausblasen (Abbildung 6.22) eintritt. Alle im folgenden besprochenen Messungen wurden an Rudern ohne Turbulenzdrähte ausgeführt. Die Abbildung 6.23 zeigt die Entwicklung des Auftriebskoeffizienten mit dem Wechselwirkungsparameter für das FZR-Ruder bei einem Anstellwinkel von 16° und Reynoldszahlen von $Re = 3.4 \cdot 10^4$ und $Re = 4.7 \cdot 10^4$. Bei beiden Reynoldszahlen ist die saugseitige Strömung für $N = 0$ vom Profil abgelöst. Im oberen Diagramm ($Re = 3.4 \cdot 10^4$) erkennt man einen relativ steilen Anstieg von C_L mit N , der dann bei $N \approx 1.2$ abflacht. Das legt die Vermutung nahe, daß analog zum Ausblasen zuerst mit wachsendem Wechselwirkungsparameter die saugseitige Strömung immer länger der Kontur des Ruders folgt, was zu einem starken Ansteigen des Auftriebsbeiwertes führt. Dann liegt die saugseitige Strömung völlig an, ein weiteres Steigern des Wechselwirkungsparameters erhöht den Auftrieb nur noch über die eingetragene Zirkulation. Im unteren Diagramm ($Re = 4.7 \cdot 10^4$) zeigt sich praktisch der gleiche Verlauf, nur ist aufgrund des nach oben auf 50A begrenzten Gesamtstromes und der gewachsenen Strömungsgeschwindigkeit nur noch ein maximales N von etwa 1.18 realisierbar. Der Knick im Kurvenverlauf erscheint deshalb erst am oberen rechten Rand. Im Bereich kleiner Wechselwirkungsparameter ($N \leq 0.3$) zeigt die Lorentzkraft keine merkliche Wirkung auf die Strömung. Eine mögliche Erklärung dafür kann in der geometrischen Entfernung von Ablösepunkt und Beginn des Elektroden/Magnet-Bereiches gesucht werden. Die laminare Grenzschicht löst praktisch direkt an der Rudervorderkante ab, während die Lorentzkraft erst etwas weiter stromab einsetzt (siehe Tabelle 3.1). Die Lorentzkraft wirkt also zuerst in einem Rezirkulationsgebiet und muß die schon abgelöste Grenzschicht durch Sogwirkung wieder anlegen. Ist das geschehen, kann die dann angelegte Grenzschicht entlang des Profils beschleunigt werden. Erst dieser

Vorgang wird den relativ steilen Anstieg von C_L mit N hervorrufen.

Das obere Diagramm in Abbildung 6.24 stellt wiederum die Auftriebssteigerung durch stufenweises Erhöhen des Wechselwirkungsparameters am 16° angestellten FZR-Ruder dar, nun aber bei einer Reynoldszahl von $Re = 5.7 \cdot 10^4$. Im Bereich $0.3 \leq N \leq 0.7$ erscheinen zu einem Wechselwirkungsparameter mehrere Auftriebsbeiwerte. Dies ist Ausdruck eines tatsächlich intermittierenden Verhaltens der Strömung. Sie wechselt zwischen graduell verschiedenen angelegten und völlig abgelöstem Zustand. Die Wechsel erfolgen in unregelmäßigen Abständen, die jedoch stets einige Sekunden betragen.

Im unteren Diagramm von Abbildung 6.24 sind die eben besprochenen C_L - N Verläufe für das 16° angestellte FZR-Ruder über einem EMHD-Impulscoeffizienten $C_{\mu EMHD}$ zusammengestellt. Dieser EMHD-Impulscoeffizient ist analog dem in 6.4 definierten aufgebaut, er setzt jedoch die integrale elektromagnetische Kraft zur durch den dynamischen Druck der Anströmung ausgeübten Kraft ins Verhältnis:

$$C_{\mu EMHD} = \frac{1}{4} \cdot \frac{aj_0 M_0}{\rho U_\infty^2} \cdot \frac{A_{EM}}{A}. \quad (6.6)$$

In diesen Ausdruck fließt für die integrale Lorentzkraft $F_I = aj_0 M_0 / 8$ (siehe [1]) die Magnetisierung der Permanentmagnete M_0 ein, außerdem ist das Verhältnis der von Elektroden/Magneten bedeckten Fläche A_{EM} zur Gesamtfläche $A = cs$ von Bedeutung. Für ein fast vollständig von Elektroden und Magneten bedecktes Ruder ($A_{EM}/A \approx 1$) und in Magnetisierungsrichtung genügend ausgedehnte Magnete kann man die folgende einfache Beziehung zwischen $C_{\mu EMHD}$ und N aufstellen:

$$C_{\mu EMHD} \approx \frac{a}{2c} N. \quad (6.7)$$

$C_{\mu EMHD}$ kann also auch als ein mit dem Elektrodenabstand definierter Wechselwirkungsparameter aufgefaßt werden. Für ein Ruder entspricht die Auftragung über N oder $C_{\mu EMHD}$ damit lediglich einer Skalierung der Daten. Der Auftriebscoeffizient wird wegen der mit der Reynoldszahl veränderlichen $C_L(N=0)$ Werte als ΔC_L aufgetragen, wobei für jede Reynoldszahl gilt:

$$\Delta C_L = C_L(C_{\mu EMHD}) - C_L(C_{\mu EMHD} = 0). \quad (6.8)$$

Trotz der beträchtlichen Streuung ist der bereits bekannte Verlauf des Auftriebscoeffizienten über dem die Stärke der Lorentzkraft charakterisierenden Parameter wiederzufinden. Durch das Anlegen der Strömung ergibt sich ein maximales $\Delta C_L \approx 0.5$ für $C_{\mu EMHD} \approx 0.015$. Dieser durch die Beseitigung der Ablösung, d.h. Grenzschichtkontrolle, erzielte Auftriebsgewinn wird im rechten Teil von Abbildung 6.22 mit $\Delta C_{L GK}$ bezeichnet.

Im oberen Teil von Abbildung 6.25 sind für das Riga-Ruder bei $Re = 4.7 \cdot 10^4$ die bei

verschiedenen Anstellwinkeln mit wachsendem N erreichten Auftriebsbeiwerte aufgetragen. Für $\alpha = 15^\circ$ ist die Strömung zwar bei $N = 0$ vom Ruder abgelöst, legt jedoch schon bei der ersten Erhöhung des Wechselwirkungsparameters auf $N = 0.23$ wieder an. Daraufhin erhöht die saugseitige Lorentzkraft den Auftrieb nur noch sanft durch die Erzeugung zusätzlicher Zirkulation. Bei $\alpha = 17^\circ$ ist die unbeeinflusste Strömung ebenfalls abgelöst, das Wiederanlegen geschieht bei etwa $N = 0.94$. Bis $N \approx 0.7$ erfolgt der C_L -Anstieg moderat, dann wächst der Auftriebskoeffizient sehr schnell um $\Delta C_L \approx 0.56$. Die darauffolgende Zirkulationserhöhung bei angelegter Strömung resultiert wiederum in nur geringem Wachstum von C_L . Ein ähnliches Verhalten ist für $\alpha = 19^\circ$ zu beobachten: moderater Anstieg von C_L bis $N \approx 1.18$, dann Anlegen der Strömung für $N \approx 1.42$ gefolgt von einem wiederum sanften Wachstum von C_L mit N . Bei einem Anstellwinkel des Ruders von $\alpha = 21^\circ$ ist die saugseitige Lorentzkraft bis zu einem N von etwa 2.38 nicht in der Lage, die Strömung vollständig anzulegen. Trotzdem kommt es zu einer Auftriebssteigerung von insgesamt $\Delta C_L \approx 0.82$.

Das untere Diagramm von Abbildung 6.25 zeigt die Zunahme des Auftriebskoeffizienten mit dem EMHD-Impulskoeffizienten für das 17° angestellte Riga-Ruder bei verschiedenen Reynoldszahlen. Die Meßwerte liegen recht gut auf einer Kurve, die das erwartete Verhalten, steiler Anstieg für kleine $C_{\mu EMHD}$ (Grenzschichtkontrolle) und Abflachung des Anstiegs im Bereich der Zirkulationserhöhung, zeigt. Der allein durch das Strömungsanlegen erzielte Auftriebsgewinn (ΔC_{LGK} beträgt hier etwa $\Delta C_L \approx 0.95$ bei $C_{\mu EMHD} \approx 0.04$). Diese Werte liegen etwa doppelt so hoch wie am FZR-Ruder (Abbildung 6.24), wobei, der unterschiedlichen Anstellwinkel und Rudercharakteristiken wegen, ein direkter Vergleich nicht sinnvoll ist. Größenordnungsmäßig liegen diese Werte jedenfalls in dem Bereich, der auch bei der Ablösungskontrolle durch Ausblasen (Abbildung 6.22) auftritt. Da sich die dort betrachteten Konfigurationen (NACA M-84 6° angestellt und NACA 23015 mit 45° abgewinkelter Klappe) beträchtlich von den hier untersuchten unterscheiden, ist jedoch auch diese nur größenordnungsmäßige Übereinstimmung zwischen den beiden Kontrollmethoden ein Hinweis auf die Eignung des Impulskoeffizienten zur gemeinsamen Charakterisierung beider Techniken.

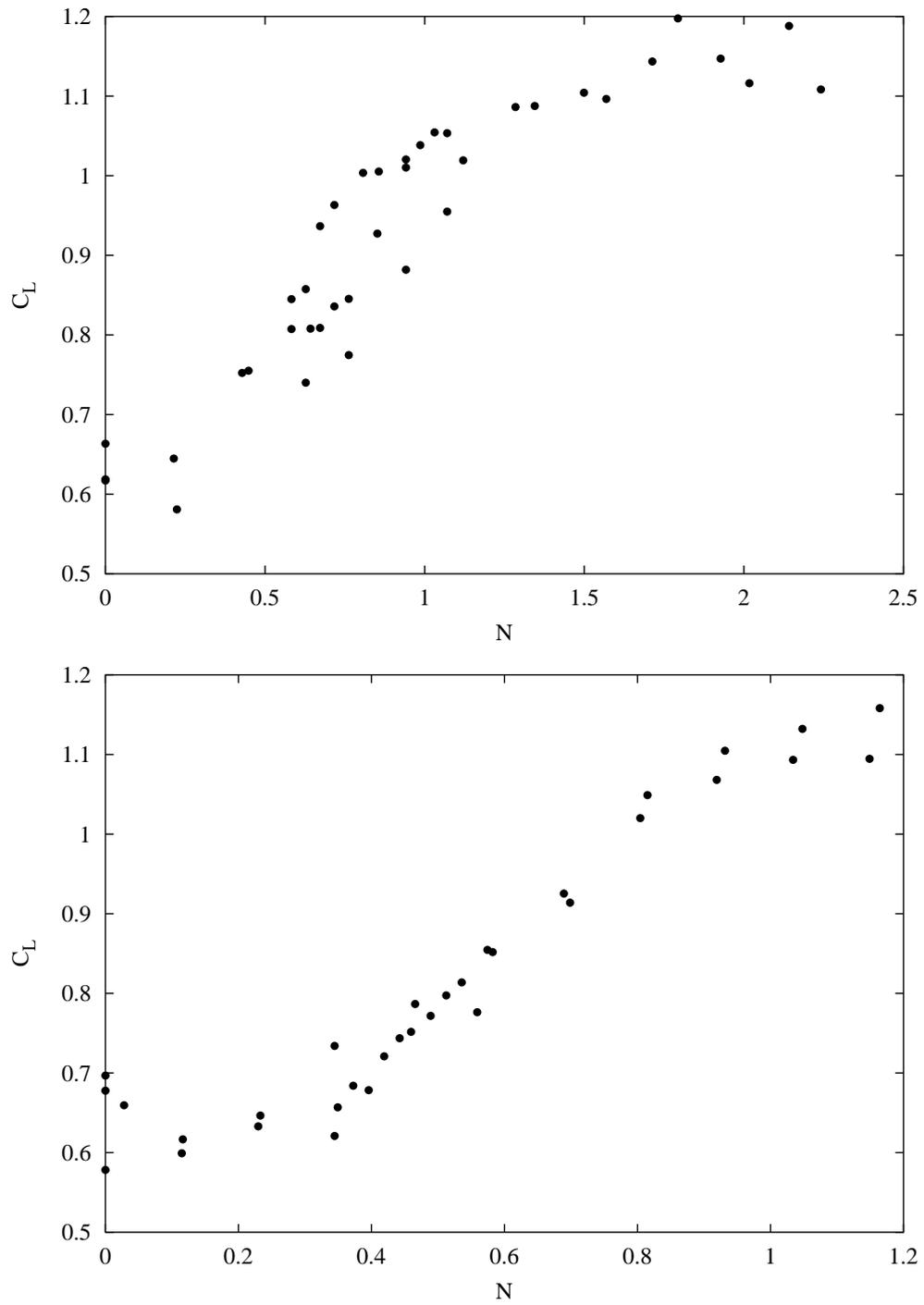


Abb. 6.23: Verhalten des Auftriebsbeiwertes für das FZR-Ruder bei einem festen Anstellwinkel von 16° und $Re = 3.4 \cdot 10^4$ (oben) sowie $Re = 4.7 \cdot 10^4$ (unten).

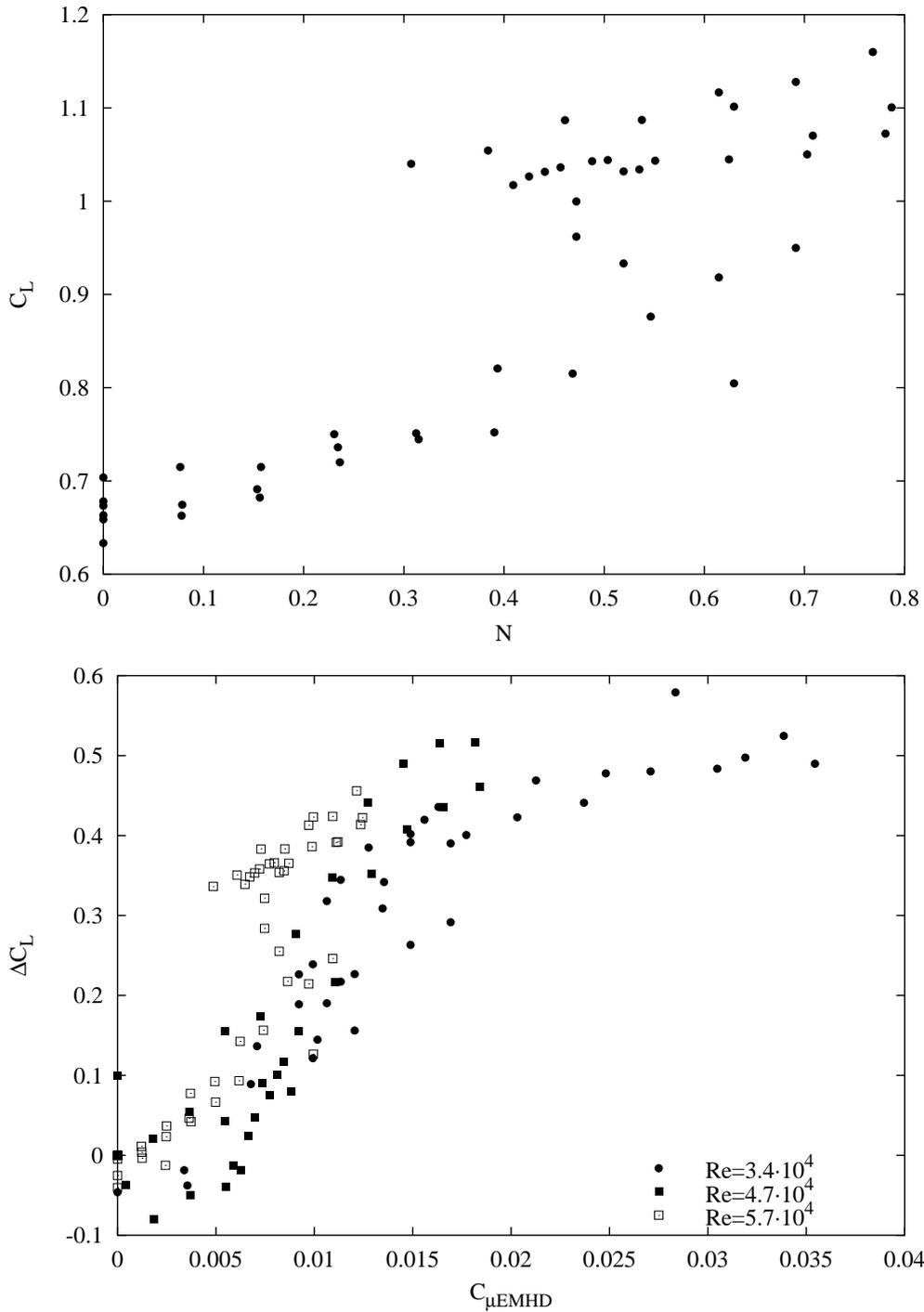


Abb. 6.24: Verhalten des Auftriebsbeiwertes für das FZR-Ruder bei einem festen Anstellwinkel von 16° und $Re = 5.7 \cdot 10^4$ (oben). Zusammenstellung der Meßwerte für das 16° angestellte FZR-Ruder für verschiedene Reynoldszahlen über $C_{\mu EMHD}$ (unten).

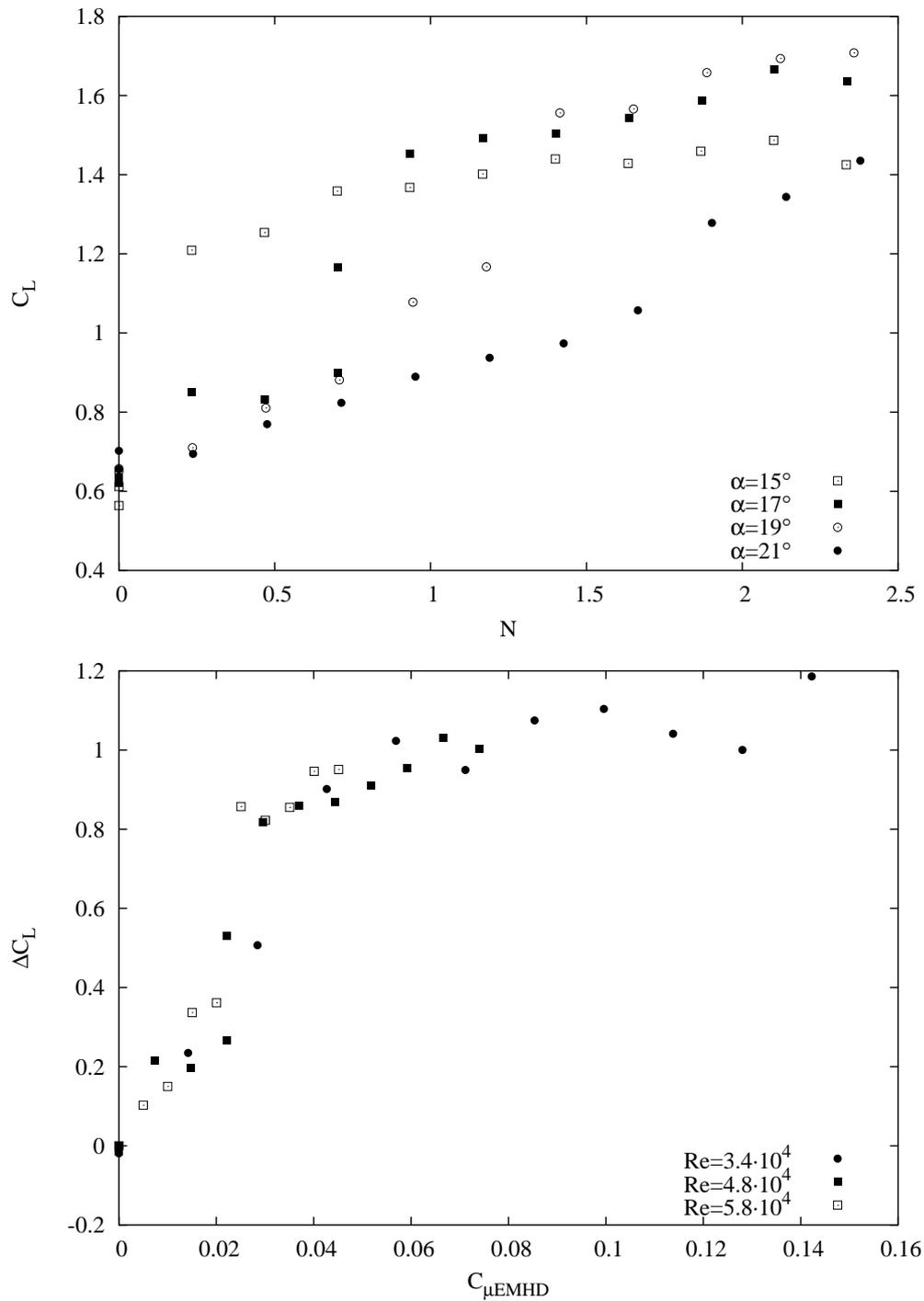


Abb. 6.25: Verhalten der Auftriebsbeiwerte für das Riga-Ruder bei $Re = 4.7 \cdot 10^4$ mit wachsendem N bei verschiedenen Anstellwinkeln (oben). Zusammenstellung der Meßwerte für das 17° angestellte Riga-Ruder für verschiedene Reynoldszahlen über $C_{\mu EMHD}$ (unten).

6.6 Skalierung des maximal erreichbaren Auftriebs mit den Lorentzkrafteinfluß beschreibenden Parametern

Die Frage, wie der durch den Einsatz der Lorentzkraft erzielbare Auftriebsgewinn skaliert, ist für eine mögliche praktische Anwendung wesentlich. Neben den zwei bereits eingeführten Größen Wechselwirkungsparameter (Gleichung (6.1)) und EMHD-Impulscoeffizient (Gleichung (6.6)), die beide die Lorentzkraft in Bezug zur Trägheit setzen, kann man auch das Verhältnis von elektromagnetischer zu Reibungskraft betrachten. Als entsprechender Parameter sei auf die schon in [1] verwendete modifizierte Hartmannzahl Z zurückgegriffen. Sie ergibt sich zu

$$Z = \frac{1}{8\pi} \frac{j_0 M_0 a^2}{\rho U_\infty \nu}. \quad (6.9)$$

Die Auftriebswirkung sei durch die Differenz ΔC_{Lmax} der bei einer Reynoldszahl mit und ohne Lorentzkraft maximal erreichten Auftriebskoeffizienten charakterisiert:

$$\Delta C_{Lmax}(N, Re) = C_{Lmax}(N, Re) - C_{Lmax}(N = 0, Re). \quad (6.10)$$

Dabei unterscheidet sich der Anstellwinkel, bei dem ohne Lorentzkraft der maximale Auftriebsbeiwert gemessen wird, in der Regel von demjenigen, bei dem unter Einfluß der Lorentzkraft der Maximalauftrieb entsteht. In der Gleichung (6.10) kann N durch Z bzw. $C_{\mu EMHD}$ ersetzt werden. ΔC_{Lmax} ist insofern keine unproblematische Größe, als das mit ihr unter Umständen qualitativ unterschiedliche Strömungsverhältnisse verglichen werden. Zur Illustration soll die in Abbildung 6.26 wiedergegebene Visualisierung der Umströmungskontrolle an einer angestellten Platte bei $Re = 1.24 \cdot 10^4$ dienen. Die Platte ist in den oberen Bildern 15° angestellt, in den unteren um 25° zur Anströmung geneigt. In beiden Fällen löst die unbeeinflusste saugseitige Strömung (links) an der Plattenvorderkante ab. Eine Lorentzkraft mit $N = 6.87$ legt die Strömung für beide Neigungswinkel an (rechts). Während jedoch an der 15° angestellten Platte die Strömung über der ganzen Platte vollständig anliegt, ist an der 25° geneigten Platte eine große Ablöseblase zu erkennen, die sich etwa über die erste Hälfte der Platte erstreckt. Diese Ablöseblase wird die Auftriebscharakteristik der Platte nichtlinear verändern, ähnlich der Wirkung der in Kapitel 2 diskutierten laminaren Ablöseblasen, jedoch wegen der ungleich größeren Ausdehnung entsprechend stärker.

Abbildung 6.27 zeigt die Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit Z . Im oberen Diagramm ist der gesamte verfügbare Wertebereich eingetragen, einschließlich der bei den in [1] beschriebenen Daten. Die untere Grafik zeigt einen Ausschnitt des Wertevorrates, in dem die beiden Extremwerte für $Z \approx 49$ nicht enthalten sind. Dadurch wird die Verteilung der übrigen Daten deutlicher. Die starke Streuung der Daten ist in beiden Fällen evident. Die Daten für das FZR-Ruder mit Turbulenzdraht zeigen einen steilen Anstieg von ΔC_{Lmax} mit Z und heben sich dadurch im

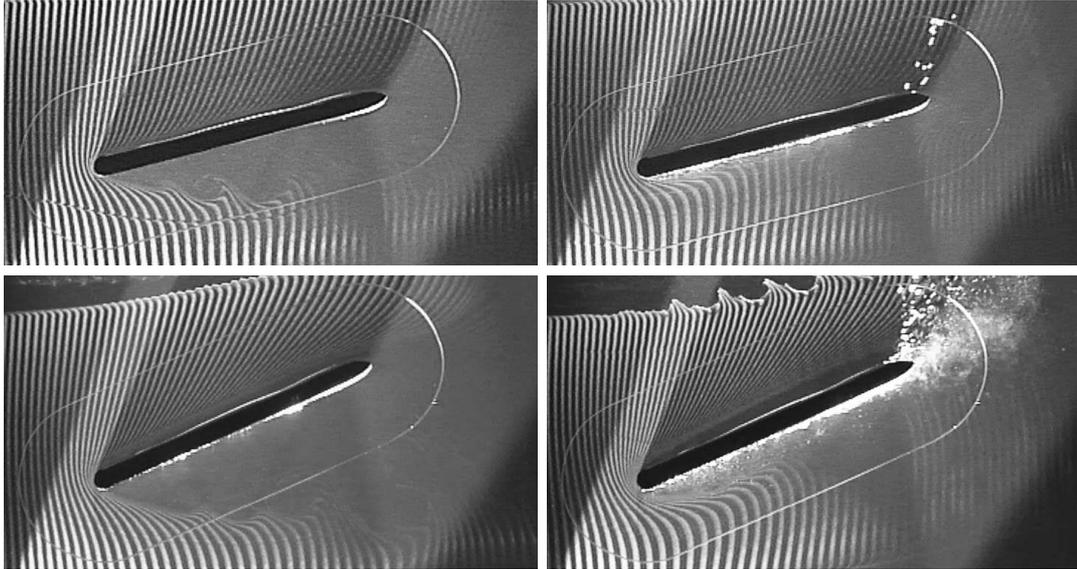


Abb. 6.26: Visualisierung der Umströmung einer 15° (oben) und 25° (unten) angestellten Platte bei $Re = 1.24 \cdot 10^4$ sowie $N = 0$ (links) und $N = 6.87$ (rechts).

Verlauf vom Rest der Daten ab.

Die Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit N ist in Abbildung 6.28 dargestellt. Die Daten streuen zwar immer noch beträchtlich, jedoch fällt keine Konfiguration deutlich von den anderen ab. Die zwei im unteren rechten Teil mit $Re = 3.8 \cdot 10^4$ (FZR-Ruder ohne Turbulenzdraht) und $Re = 3.5 \cdot 10^4$ (FZR-Ruder mit Turbulenzdraht) gekennzeichneten Meßpunkte gehören zu den in den Abbildungen 6.12 und 6.17 dargestellten Meßreihen. Die bei diesen Messungen ohne Lorentzkraft gefundenen maximalen Auftriebsbeiwerte sind ungewöhnlich hoch verglichen mit den für höhere Reynoldszahlen bestimmten (siehe Abbildung 6.11). Dieses Verhalten deutet auf Meßfehler hin. Ein, unter diesen Umständen gerechtfertigt erscheinendes, Außerachtlassen dieser beiden Meßpunkte verengt den Korridor, in dem die restlichen Daten liegen, deutlich.

Ein der Auftragung von ΔC_{Lmax} über N ähnliches Bild ergibt sich bei der Verwendung von $C_{\mu EMHD}$ zur Kennzeichnung des Lorentzkrafteinflusses in Abbildung 6.29. Wiederum liegen die meisten Wertepaare in einem erkennbaren Band. Die zwei bereits in der Diskussion von Abbildung 6.28 erwähnten Meßpunkte für das FZR-Ruder mit und ohne Turbulenzdraht bei $Re = 3.5 \cdot 10^4$ bzw. $Re = 3.8 \cdot 10^4$ fallen deutlich von den übrigen Werten ab. Die Lage der Punkte zueinander ändert sich jedoch gegenüber der Auftragung über N , so liegen z.B. die für das FZR-Ruder mit Turbulenzdraht bestimmten Werte bei Auftragung über dem EMHD-Impulscoeffizienten an der oberen Grenze des Korridors der Meßwerte, bei der Darstellung über dem

Wechselwirkungsparameter jedoch an der unteren. Dieses Verhalten ist auf die unterschiedlichen Bezugsängen, der Elektrodenbreite a in $C_{\mu EMHD}$ und der Profiltiefe c in N , zurückzuführen.

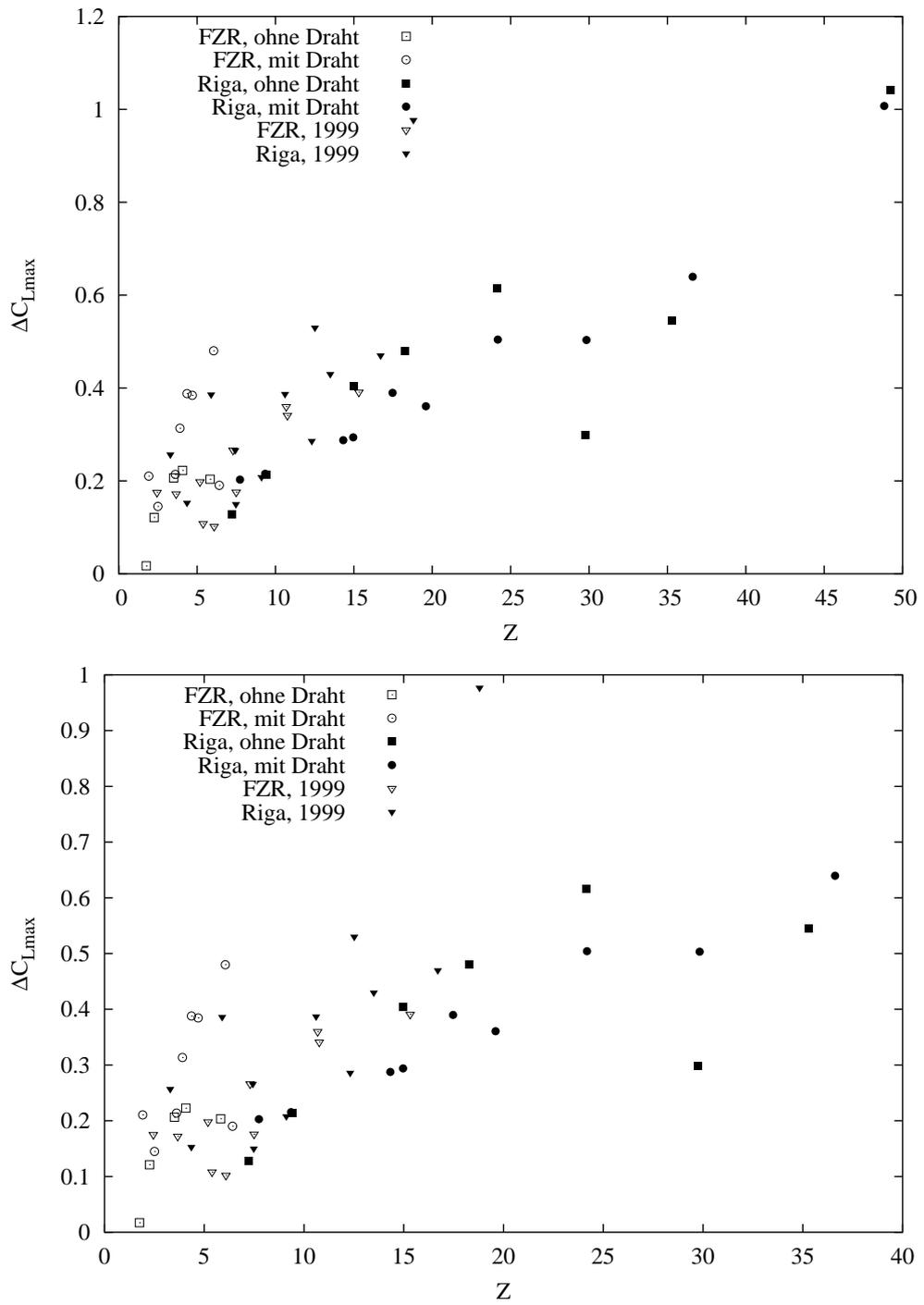


Abb. 6.27: Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit Z , einschließlich der Daten aus [1]

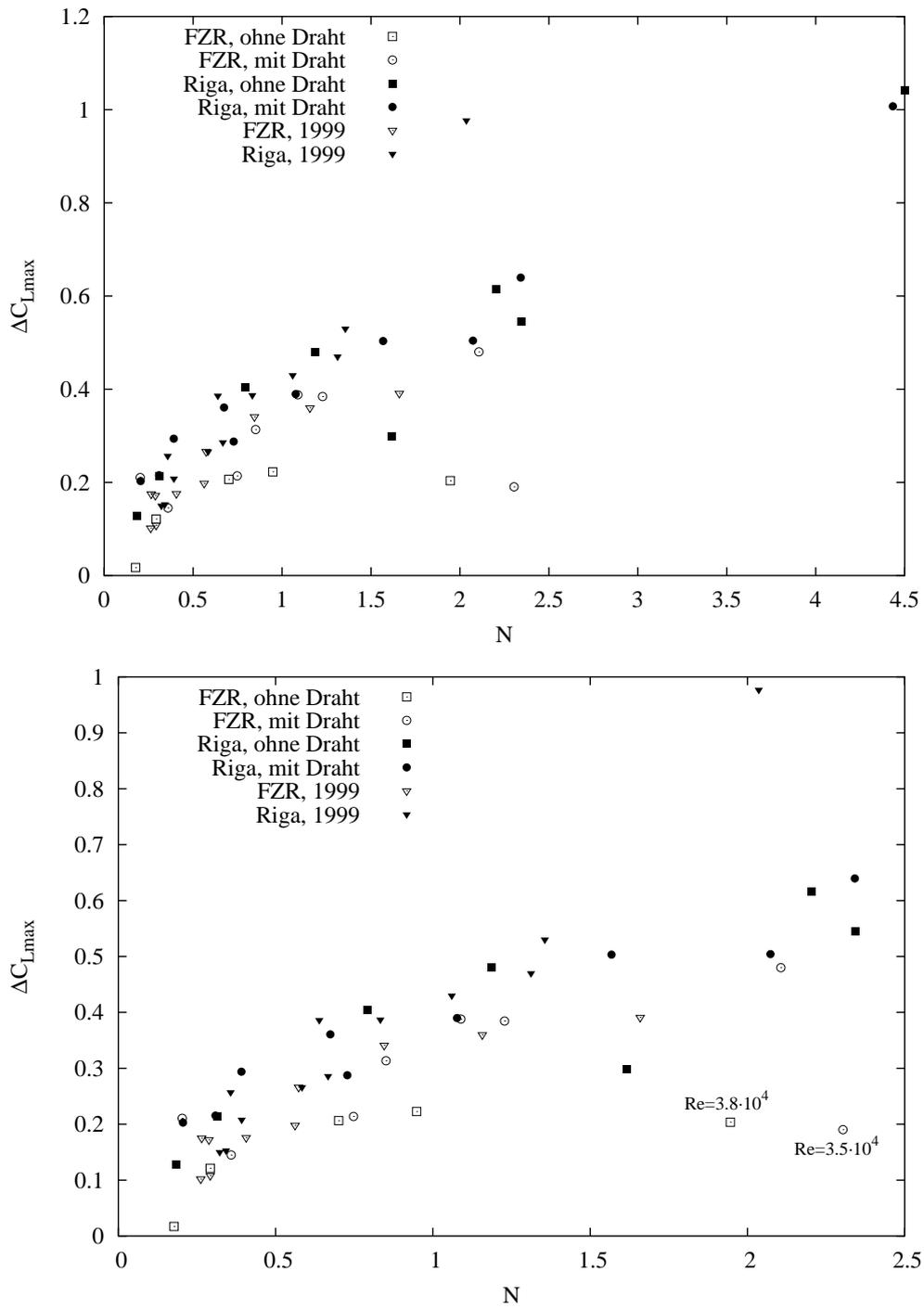


Abb. 6.28: Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit N , einschließlich der Daten aus [1]

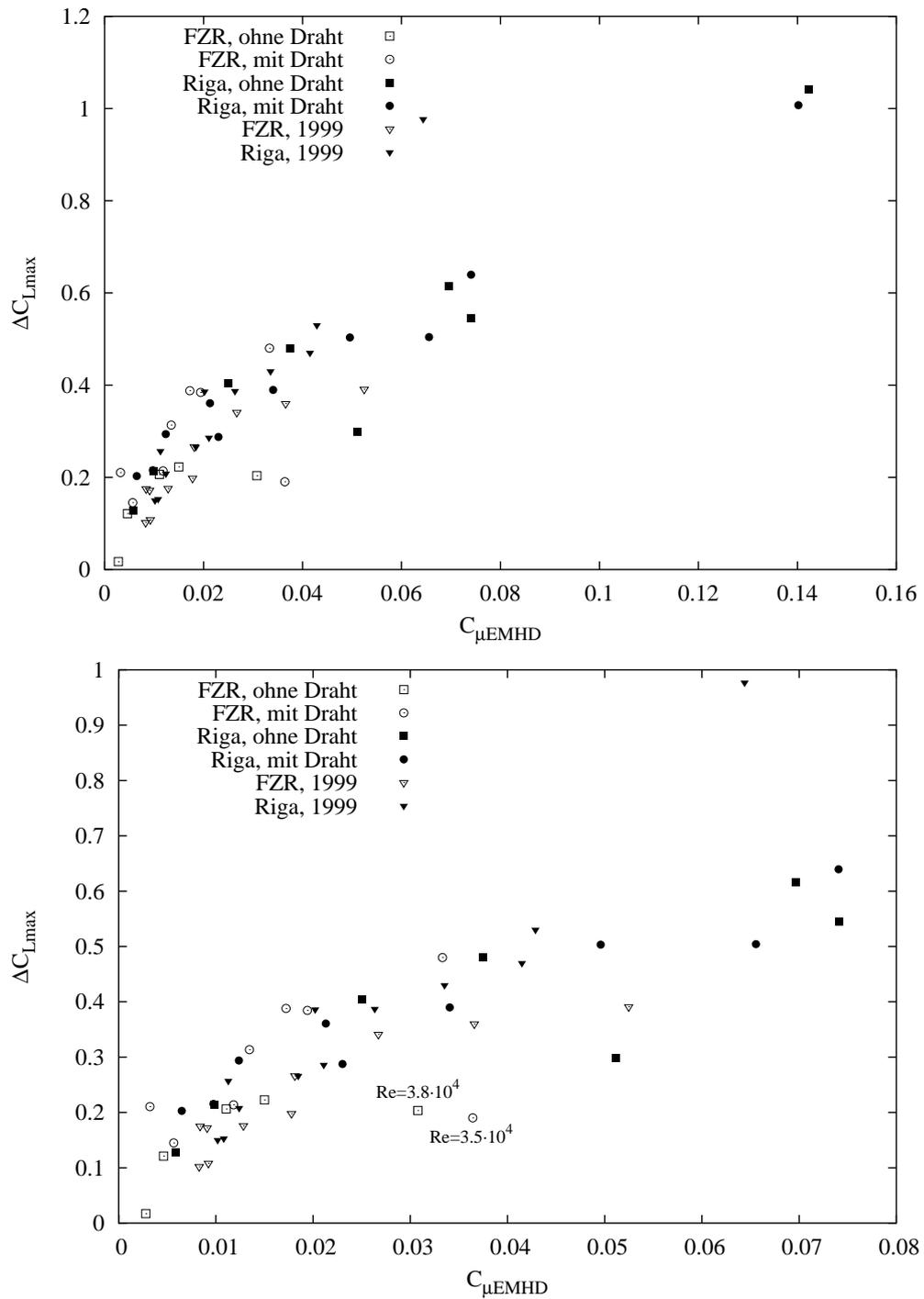


Abb. 6.29: Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit $C_{\mu EMHD}$, einschließlich der Daten aus [1]

7 Zusammenfassung

An der HSVA wurde eine zweite Versuchsreihe zur elektromagnetischen Strömungskontrolle in Salzwasser an zwei PTL-IV Ruderprofilen durchgeführt. Die Versuche bestätigen die in der ersten Versuchsreihe gewonnenen Ergebnisse und weiten den Wertevorrat auf höhere Reynoldszahlen aus.

Unabhängig vom Zustand der Grenzschicht, laminar oder turbulent, erzielt eine saugseitig angelegte Lorentzkraft bei gleicher Stärke in etwa den selben Effekt bezüglich des Auftriebskoeffizienten. Im Bereich $3.5 \cdot 10^4 < Re < 1.2 \cdot 10^5$ werden Auftriebsbeiwerte von typischerweise $\Delta C_L \approx 0.4 \dots 0.5$ für Wechselwirkungsparameter von $N \approx 1$ gefunden. Der Verlauf der Kennlinien unterscheidet sich jedoch im Detail. Bei laminaren Grenzschichten bewirkt die Lorentzkraft eine deutliche Verlagerung des Ablösepunktes zu höheren Anstellwinkeln hin, wodurch der Hauptanteil des Auftriebsgewinns erzielt wird. Die Ablösung der turbulenten Grenzschicht wird weniger stark beeinflusst, die Erhöhung der Zirkulation scheint dafür bei größeren Anstellwinkeln wirksamer zu geschehen.

Die Versuche bei festem Anstellwinkel und variierter Lorentzkraft weisen starke Analogien zu ähnlichen Experimenten mit durch Ausblasen kontrollierter Strömungsablösung auf. Der hier eingeführte EMHD-Impulskoeffizient könnte ein geeigneter Parameter zur vergleichenden Bewertung beider Kontrollmöglichkeiten sein. Um dieser Aussage Bestimmtheit zu verleihen, wäre jedoch der Vergleich identischer Profile unter gleichen Bedingungen nötig.

Eine verlässliche Skalierung der hier gewonnenen Ergebnisse auf praktisch relevante Reynoldszahlen ist noch nicht möglich, da einerseits die Streuung der vorliegenden Daten die Identifizierung des für die Skalierung geeigneten Lorentzkraftparameters stark erschwert, andererseits der untersuchte Reynoldszahlbereich nach wie vor recht schmal ist.

Literaturverzeichnis

- [1] WEIER, T., FEY, U., MUTSCHKE, G., GERBETH, G., LAMMERS, G., HOFMANN, L., JENSEN, G., LIELAUSIS, O. und PLATACIS, E.: *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder*. Technischer Bericht FZ Rossendorf, 1999.
- [2] LISSAMAN, P.B.S.: *Low-Reynolds-Number Airfoils*. Ann. Rev. Fluid Mech., 15:223–2239, 1983.
- [3] GAD-EL-HAK, MOHAMED: *Control of low-Reynolds-number airfoils: A Review*. In: MUELLER, T.J. (Herausgeber): *Low Reynolds Number Aerodynamics*, Nummer 54 in *Lecture Notes in Engineering*, Berlin, 1989. Springer.
- [4] MUELLER, T.J.: *Aerodynamic Measurements at Low Reynolds Numbers for Fixed Wing Micro-Air Vehicles*. In: *RTO AVT/VKI Special Course on Development and Operation of UAVs for Military and Civil Applications*, Belgium, September 13–17 1999. VKI.
- [5] SCHMITZ, F.W.: *Aerodynamik des Flugmodells. Tragflügelmessungen I*. C.J.E. Volckmann Nachf. E. Wette, Berlin-Charlottenburg, 1942.
- [6] ALTHAUS, DIETER: *Profilpolaren für den Modellflug*. Neckar-Verlag, Villingen, 1980.
- [7] ALTHAUS, DIETER: *Profilpolaren für den Modellflug, Band 2*. Neckar-Verlag, Villingen, 1985.
- [8] SELIG, M.S., GUGLIELMO, J.J., BROEREN, A.P. und GIGUERE, P.: *Summary of Low-Speed Airfoil Data - Volume 1*. SoarTech Publications, 1995.
- [9] SELIG, M.S., LYON, C.A., GIGUERE, P., NINHAM, C. und GUGLIELMO, J.J.: *Summary of Low-Speed Airfoil Data - Volume 2*. SoarTech Publications, 1996.
- [10] LYON, C.A., BROEREN, A.P., GIGUERE, P., GOPALARATHNAM, A. und SELIG, M.S.: *Summary of Low-Speed Airfoil Data - Volume 3*. SoarTech Publications, 1998.
- [11] MARCHMAN, J.F. und WERME, T.D.: *Clark-Y Airfoil Performance at Low Reynolds Numbers*. AIAA-paper, (84-0052), 1984.

- [12] DINI, P. und MAUGHMER, MARK, D.: *A computationally efficient modelling of laminar separation bubbles*. In: MUELLER, T.J. (Herausgeber): *Low Reynolds Number Aerodynamics*, Nummer 54 in *Lecture Notes in Engineering*, Berlin, 1989. Springer.
- [13] DRELA, MARK: *XFOIL: An Analysis and Design System for Low Reynolds Number Airfoils*. In: MUELLER, T.J. (Herausgeber): *Low Reynolds Number Aerodynamics*, Nummer 54 in *Lecture Notes in Engineering*, Berlin, 1989. Springer.
- [14] EPPLER, RICHARD: *Airfoil Design and Data*. Springer, Berlin, 1990.
- [15] MARCHMAN, J.F., SUMANTRAN, V. und SCHAEFER, C.G.: *Acoustic and Turbulence Influences on Stall Hysteresis*. AIAA-paper, (86-0170), 1986.
- [16] LIEBECK, R.H.: *Laminar Separation Bubbles and Airfoil Design at low Reynolds Numbers*. AIAA-paper, (82-2735), 1992.
- [17] MUELLER, T.J., POHLEN, L.J., CONIGLIARO, P.E. und JANSEN, B.J., JR.: *The Influence of Free-Stream Disturbances on Low Reynolds Number Airfoil Experiments*. *Experiments in Fluids*, 1:3-14, 1983.
- [18] ALTHAUS, DIETER: *Niedriggeschwindigkeitsprofile*. Vieweg, Braunschweig, 1996.
- [19] PRANDTL, LUDWIG: *Führer durch die Strömungslehre*. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1956.
- [20] HAMANN, CARL und VIELSTICH, WOLF: *Elektrochemie*. Wiley-VCH, Weinheim, New York, 1998.
- [21] BRUUN, H.H.: *Hot-Wire Anemometry: Principles and signal analysis*. Oxford University Press, Oxford, 1995.
- [22] ECKELMANN, HELMUT: *Einführung in die Strömungsmesstechnik*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1997.
- [23] ROTTA, JULIUS C.: *Turbulente Strömungen*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1972.
- [24] BRASLOW, A.L. und KNOX, E.C.: *Simplified method for determination of critical height of distributed roughness particles for boundary layer transition at Mach numbers from 0 to 5*. Technischer Bericht NACA-TN-4363, NACA, Washington, 1958.
- [25] SCHLICHTING, HERMANN: *Grenzschicht-Theorie*. Karl Braun, 3 Auflage, 1958.
- [26] FEY, UWE. Private Mitteilung, 2000.

- [27] SCHMITZ, F.W.: *Zur Aerodynamik der kleinen Reynoldszahlen*. Jahrbuch der WGL, Seiten 149–165, 1953.
- [28] WHITE, FRANK M.: *Viscous Fluid Flow*. McGraw Hill, New York, 2 Auflage, 1991.
- [29] FRISCHKORN, N., BREHME, A., ROHDE, F., ROHR, O. und RUPPERT, A.: *Kräfte am Ruder*. Versuchsprotokoll, November 1995.
- [30] ALBRING, WERNER: *Angewandte Strömungslehre*. Steinkopf, Dresden, 1961.
- [31] PRANDTL, L. und TIETJENS, O. G.: *Applied Hydro- and Aeromechanics*. Dover, 1957.
- [32] BETZ, A.: *History of boundary layer control in Germany*. In: LACHMANN, G. V. (Herausgeber): *Boundary Layer and Flow Control*, Band I, Seiten 1–20. Pergamon Press, Oxford, 1961.
- [33] ATTINELLO, JOHN S.: *Design and engineering features of flap blowing installations*. In: LACHMANN, G. V. (Herausgeber): *Boundary Layer and Flow Control*, Band I, Seiten 463–515. Pergamon Press, Oxford, 1961.
- [34] YAROS, S.F., SEXSTONR, M.G., HUEBNER, L.D., MCKINLEY, R.E., TORRES, A.O., BURLEY, C.L., SCOTT, R.C. und SMALL, W.J.: *Synergistic Airframe–Propulsion: Interactions and Integrations*. Technischer Bericht NASA/TM 1998–207644, NASA, 1998.
- [35] POISSON-QUINTON, P. H.: *Einige physikalische Betrachtungen über das Ausblasen an Tragflügeln*. Jahrbuch der WGL, Seiten 29–51, 1956.
- [36] SCHWIER, W.: *Blasversuche zur Auftriebssteigerung am Profil 23015 mit verschiedenen Klappenformen*. Technischer Bericht FN 1865, Zentrale f. wiss. Berichtswesen, Berlin–Adlershof, 1943.
- [37] KNIGHT, MONTGOMERY und BAMBER, MILLARD J.: *Wind tunnel tests on airfoil boundary layer control using a backward opening slot*. Technischer Bericht NACA–TN–323, NACA, 1929.
- [38] DODS, J.B. und WATSON, E.C.: *The effects of blowing over various trailing–edge flaps on an NACA 0006 airfoil section, comparisons with various types of flaps on other airfoil sections, and an analysis of flow and power relationships for blowing systems*. Technischer Bericht NACA–RM–A56C01, NACA, 1956.
- [39] KELLY, MARK W.: *Analysis of some parameters used in correlating blowing–type boundary–layer control data*. Technischer Bericht NACA–RM–A56F12, NACA, 1956.

Bericht über die Ruder-Messungen an der HSVA (10.-14.09. und
22.-26.10. 2001) im Rahmen des Projektes

**Kontrolle der nichtlinearen Dynamik von
Strömungsgrenzschichten durch elektromagnetische
Kräfte**

gefördert durch das VDI-Technologiezentrum Physikalische
Technologien, Düsseldorf

**Elektromagnetisches Hochleistungsrunder
III**

Tom Weier,
Gunter Gerbeth
FZR

Gerd Lammers,
Lutz Hoffmann,
HSVA

Olgerts Lielausis,
Ernest Platacis
IoP

30. November 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Versuchsaufbau	5
2.1	Aufbau des NACA 0015 Profils	5
2.2	Messaufbau im Umwelttank und Versuchsdurchführung	7
3	Turbulenzgrad und -spektrum	11
4	Versuchsergebnisse zur saugseitigen Lorentzkraftwirkung	15
4.1	Auftrieb und Widerstand bei festem Anstellwinkel	16
4.1.1	Parallele Profilanströmung	18
4.1.2	Angestelltes Profil	21
4.2	Beiwerte in Abhängigkeit vom Anstellwinkel	31
4.3	Skalierung des Maximalauftriebs	37
5	Zusammenfassung	45
	Literaturverzeichnis	46

1 Einleitung

In den Jahren 1999 und 2000 fanden an der HSVA bereits Versuche zur Ablösungsverhinderung mittels wandparalleler elektromagnetischer Kräfte statt, deren Ergebnisse in [1] und [2] dokumentiert sind. Die Messungen demonstrierten den starken Einfluss einer saugseitigen Lorentzkraft auf den mit einem PTL IV Profil erzielbaren Maximalauftrieb, ließen jedoch noch keine eindeutigen Rückschlüsse auf die Skalierbarkeit der Ergebnisse zu.

Der untersuchte Reynoldszahlbereich erstreckte sich über $2.9 \cdot 10^4 \leq Re \leq 1.2 \cdot 10^5$. Die Ruderumströmung bei turbulenter Grenzschicht konnte bereits mit Hilfe eines geeigneten Turbulators (Turbulenzdraht) untersucht werden.

Die hier beschriebenen Versuche verfolgten vor allem das Ziel, den Bereich der untersuchten Parameter nach oben hin auszudehnen, um Skalierungsaussagen zu ermöglichen. Als Untersuchungsgegenstand wurde diesmal ein NACA 0015 Profil gewählt, da dafür in der Literatur eine breite Datenbasis zur Referenz vorliegt. Außerdem ist es ein für Ruder und Stabilisierungsflossen gebräuchliches Profil. Seine Abmessungen sind so gewählt, dass sie bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit eine Vervierfachung der maximal erzielbaren Reynoldszahl gegenüber den PTL IV Profilen ermöglichen. Außerdem wurde die Verkabelung so dimensioniert, dass sich auch bei hohen Reynoldszahlen Wechselwirkungsparameter größer als eins einstellen ließen.

Im Ergebnis der Versuche konnten die bereits vorhandenen Daten so ergänzt werden, dass der Gesamtdatenbestand nunmehr erste Aussagen zur Skalierung zulässt. Außerdem konnte eine Beziehung für den bei paralleler Ruderanströmung durch eine asymmetrische Lorentzkraft erzielbaren Auftriebsgewinn gefunden werden. Letzteres ist für die Einschätzung der Einsatzmöglichkeiten der Lorentzkraft bei POD-Antrieben von Interesse.

2 Versuchsaufbau

2.1 Aufbau des NACA 0015 Profils

Für die Versuche wurde statt des bisher verwendeten PTL IV ein NACA 0015 Profil gewählt. Der Wechsel des Profiltyps geschah aus einer Reihe von Gründen. Das NACA 0015 wird relativ häufig bei realen Rudern eingesetzt [3]. Stabilisierungsflossen werden ebenfalls in dieser Form ausgeführt. Aufgrund seiner weiten Verbreitung stehen eine ganze Reihe von Daten in der Literatur (siehe z.B. [4–7]) zur Verfügung, die zum Vergleich und zur Bewertung der Messergebnisse herangezogen werden können.

Die vierziffrigen, symmetrischen NACA Profile werden durch das folgende Polynom beschrieben (siehe [8], S.113):

$$y(x) = \pm t(a_1\sqrt{x/c} + a_2(x/c) + a_3(x/c)^2 + a_4(x/c)^3 + a_5(x/c)^4), \quad (2.1)$$

wobei t die maximale Dicke des Profils und c die Profiltiefe bezeichnet. Die Koeffizienten des Polynoms (2.1) sind

$$\begin{aligned} a_1 &= 1.4845 \\ a_2 &= -0.6300 \\ a_3 &= -1.7580 \\ a_4 &= 1.4215 \\ a_5 &= -0.5075. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Für das NACA 0015 Profil beträgt das Verhältnis von maximaler Dicke zu Profiltiefe $t/c = 15\%$. Die Profilmform ist in Abbildung 2.1 wiedergegeben, die grau hinterlegte

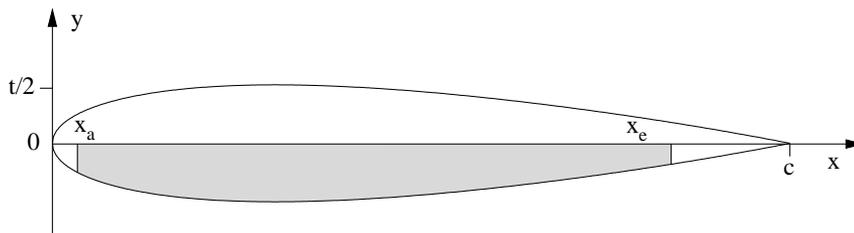
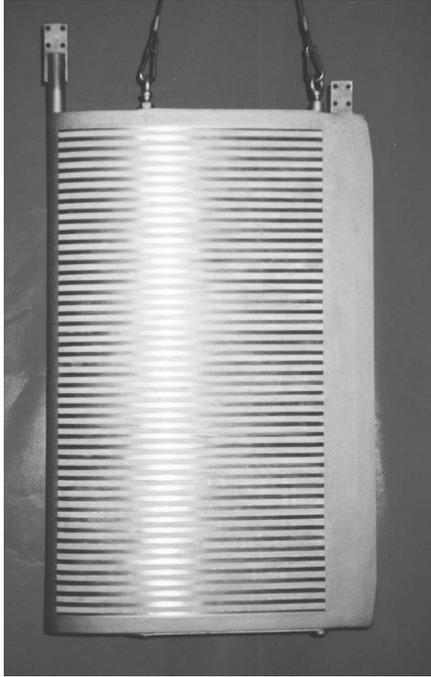


Abb. 2.1: NACA 0015 Profil, der mit Elektroden und Magneten bestückte Bereich ist grau hinterlegt.



		NACA 0015
Profiltiefe	c [mm]	667
Spannweite	s [mm]	1088
Anfang Elektrode	x_a [mm]	25
Ende Elektrode	x_e [mm]	563
	s/c	1.63
Magnetbreite	a [mm]	10
	a/c	0.015
Flussdichte	B_0 [T]	0.575

Abb. 2.2: Ruder vor den Versuchen und Kenngrößen.

Fläche kennzeichnet den Bereich, der mit Elektroden und Magneten bestückt ist. Da sich die Untersuchungen auf die Kontrolle der saugseitigen Strömung konzentrieren sollten, ist das Ruder nur an einer Seite mit Elektroden und Magneten ausgerüstet. Dadurch ergeben sich zudem bestimmte fertigungstechnische Erleichterungen.

Das in Abbildung 2.2 dargestellte Ruder wurde am Institut für Physik der Universität Riga gebaut. Es ist für einen Gesamtstrom von 1000A konzipiert. Die Stromzuführung für die Kathoden ist an der Profilvorderkante (auf dem Bild oben links), die für die Anoden liegt an der Profilhinterkante (im Bild oben rechts). Beide Anschlüsse gehen auf Sammelschienen aus Kupfer, von wo der Strom auf die einzelnen Elektroden verteilt wird. Die Elektroden sind aus 2 mm dickem Edelstahlblech (1.4301) gefertigt. Das Material erlaubt eine im Vergleich zu mischoxidbeschichtetem Titan verhältnismäßig einfache Bearbeitung, korrodiert anodenseitig jedoch stark. Deshalb wurden die Anoden austauschbar konzipiert.

Das am Institut für Physik der Universität Riga für das Ruder entworfene Magnet-system ist im linken Teil der Abbildung 2.3 dargestellt. Die Kombination von Magneten und Weicheisenformteilen erlaubt eine Erhöhung der an der Ruderoberfläche auftretenden magnetischen Induktion etwa um den Faktor 3 gegenüber dem Fall einer einfachen Belegung der Elektrodenzwischenräume mit Magneten. Dadurch ergibt

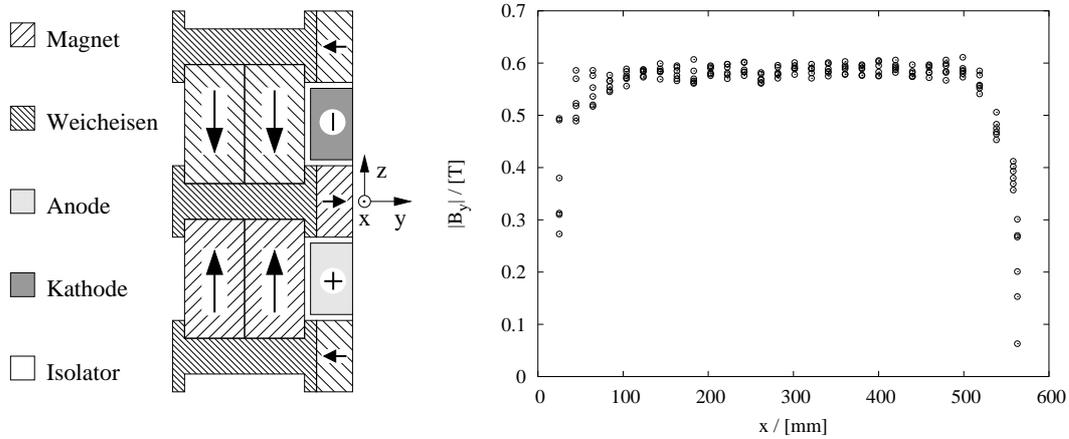


Abb. 2.3: Skizze des Magnetsystems (links) und Verlauf der magnetischen Flussdichte B_y entlang der Profiltiefe (rechts). Die Pfeile in den Magneten stellen deren Magnetisierungsrichtung dar.

sich eine entsprechende Verminderung der für eine bestimmte Lorentzkraftdichte aufzuwendenden Stromdichte.

Der Verlauf der magnetischen Induktion in Normalenrichtung, gemessen über der Mitte der Magneten, ist im rechten Teil von Abbildung 2.3 wiedergegeben. Die Punkte wurden an sechs verschiedenen Positionen über der Spannweite aufgenommen. Bis auf die Endbereiche zeigt sich eine relativ homogene Flussdichteverteilung. Die mittlere Induktion ohne Berücksichtigung der Randbereiche beträgt $B_0 = 0.575\text{T}$.

2.2 Messaufbau im Umwelttank und Versuchsdurchführung

Die Kraftmessungen am NACA 0015 Profil fanden, wie auch die vorangegangenen Messungen mit den PTL IV Profilen, im Umwelttank der HSVA statt. Im Vergleich zu den bisher ausgemessenen PTL IV Profilen hat das NACA 0015 etwa die vierfache Profiltiefe. Dadurch kommt es bei der Anstellung des Profils zu entsprechend stärkeren Versperrungen der Messstrecke. Mit der bei den vorigen Versuchen verwendeten Düse mit einer Öffnungsweite von 800mm (siehe [2], Abbildung 3.2) ergäbe sich bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 25^\circ$ eine Versperrung von ungefähr 0.35. Bei einer derart hohen Versperrung ist nicht nur mit einer allgemeinen Erhöhung des Auftriebsbeiwertes durch die Beschleunigung der Strömung zu rechnen, sondern auch mit einer nicht vernachlässigbaren Veränderung der Auftriebsverteilung am Profil ([9], S.360). Um die bei C_{Lmax} auftretenden Fehler korrigierbar zu halten, darf laut Pope ([10], S.201) das Verhältnis von Profiltiefe zu Kanalweite den Wert von 0.4 nicht über-

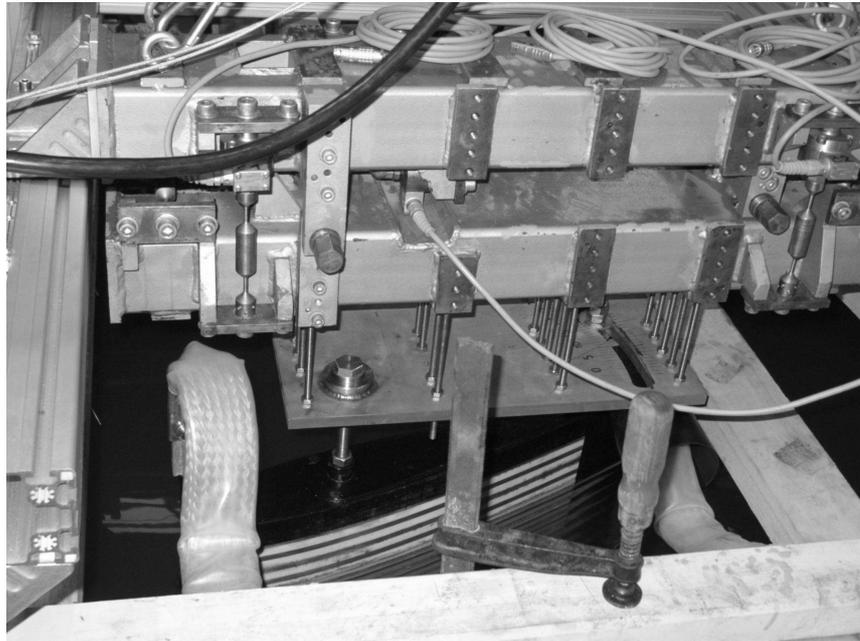


Abb. 2.4: Versuchsaufbau mit Waage, Verdreheinrichtung und Ruder.

schreiten. Bei Verwendung der Düse betrüge das Verhältnis jedoch etwa 0.83, läge also weit oberhalb der zulässigen Höchstgrenze. Eine Übertragbarkeit der Ergebnisse wäre deshalb von vornherein fraglich. Deshalb wurde die Düse für die Versuche mit dem NACA 0015 nicht benutzt. Die Profiltiefe von 0.667m entspricht etwa 1/5 der Kanalweite ohne Düse.

Die Nichtverwendung der Düse hat andererseits Auswirkungen auf die maximal erreichbare Geschwindigkeit der Anströmung und die Strömungsqualität. Ohne Düse sinkt die Maximalgeschwindigkeit im Tank von 0.85m/s auf 0.67m/s. Der Turbulenzgrad erhöht sich beträchtlich, worauf im folgenden Kapitel noch näher eingegangen wird. Der Salzgehalt im Tank betrug wie bei den vorherigen Versuchen 3.6%. Die Leitfähigkeit gemessen bei 22°C ist $\sigma = 5.18 \text{ S/m}$. Der Leitfähigkeitswert stammt von einer am Ende der Versuche genommenen Wasserprobe.

Die in den vorherigen Versuchen verwendete Ruderwaage der Firma Kempf & Remmers konnte für die hier beschriebenen Versuche nicht verwendet werden. Das Gewicht des Ruders von 172kg und die auftretenden Absolutkräfte hätten die zulässige Belastung der Waage überschritten. Aus diesem Grunde musste auf eine 6-Komponenten-Kraftwaage ohne Verdreheinrichtung zurückgegriffen werden. Die Waage ist mit 6 Kraftmessdosen der Firma Hottinger Baldwin Meßtechnik GmbH ausgestattet. Die

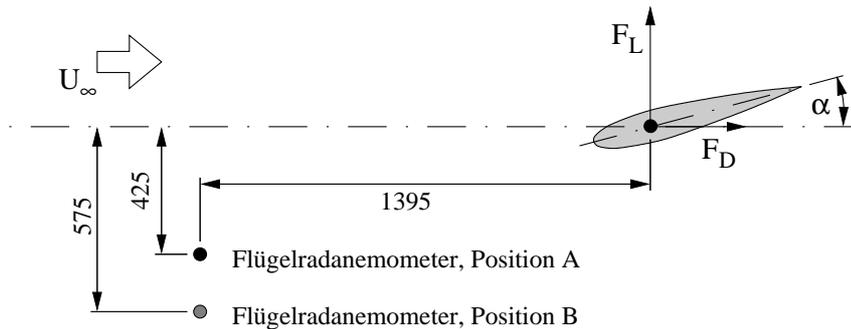


Abb. 2.5: Skizze der Positionierung des NACA 0015 Profils und des Flügelradanemometers im Umwelttank. Die Mittellinie kennzeichnet die Kanalmitte, die Kanalbreite beträgt 3m

maximal zulässige Belastung in Richtung der Ruderachse beträgt 6 kN, die quer zur Strömungsrichtung 2 kN und die in Strömungsrichtung 490 kN. Um eine Anstellbarkeit des Ruders zu ermöglichen, wurde eine spezielle Ruderaufhängung konstruiert, gefertigt und an der Waage befestigt. Eine fotografische Aufnahme des Versuchsaufbaus zeigt Abbildung 2.4.

Die Stromzuführung erfolgte über flexible Kupferlitzen der Firma druseit Elektrotechnik (350mm^2 Querschnitt, $4,5\text{kg/m}$ Gewicht). Diese Kupferlitzen sind wesentlich weicher und nachgiebiger als Standardkabel, somit ist eine geringere Beeinflussung des Messergebnisses durch die Kraftführung in den Kabeln zu erwarten. Bedingt durch die Verstelleinrichtung ändert sich jedoch die durch das Gewicht der Kabel auf die Waage ausgeübte Kraft mit dem Anstellwinkel des Ruders. Um diesen Meßfehler zu eliminieren, wurde die Versuchsdurchführung gegenüber den vorherigen Messungen geändert. Statt bei einer konstanten Geschwindigkeit den Winkel zu variieren und so jeweils eine Polare in einem Durchgang zu messen, ist nun bei einem konstanten Winkel zunächst in ruhendem Wasser die durch die Kabel ausgeübte Kraft festgestellt worden. Danach erfolgte die Messung der bei diesem festen Winkel bei verschiedenen Geschwindigkeiten und Lorentzkraftdichten auf das Ruder wirkenden Kräfte.

Die Skizze in Abbildung 2.5 zeigt die Positionierung des Ruders und des für die Geschwindigkeitsmessungen verwendeten Flügelradanemometers in der Messstrecke. Das Ruder wurde für die Messungen in der Mitte der Messstrecke positioniert, das Flügelradanemometer ca. 1.4m stromauf des Ruders erst relativ nahe der Mittellinie (Position A), dann etwas weiter entfernt davon (Position B). Im Unterschied zu den vorherigen Versuchen mit den PTL IV Profilen, wurden am NACA 0015 keine Endscheiben verwendet. Der Abstand zwischen dem unteren Profilende und dem Ka-

nalboden war mit 5 mm recht gering. Das obere Profilende lag ca. 100mm oberhalb der Wasseroberfläche. Die rechnergestützte Meßwerterfassung erfolgte über den bereits vorher verwendeten Spider8 der Firma Hottinger Baldwin Meßtechnik GmbH. Die elektrischen Signale für die Kräfte, Geschwindigkeit, Strom und Spannung wurden mit 10Hz digitalisiert und einer 3Hz Tiefpassfilterung unterzogen. Ein Meßpunkt (festgehaltener Anstellwinkel, Geschwindigkeit und Stromstärke) ist die Mittelung der über einen Zeitraum von 80s digitalisierten Meßwerte. Die Erhöhung der Mittelungsdauer gegenüber den in den bisherigen Versuchen durchgängig verwendeten 20s trägt der Tatsache Rechnung, das sich durch die Vervierfachung der Profiltiefe die charakteristischen Frequenzen um den Faktor vier verkleinern. Anfängliche Messungen von nur 20s Dauer zeigten gegenüber den späteren, 80s dauernden Messungen deutlich zu hohe Werte für den Auftrieb des Ruders.

Als Stromversorgung diente eine geregelte Gleichstromquelle Typ 1138–3501 der Firma Heiden Electronics mit einer maximalen Ausgangsspannung von 35V und einem Maximalstrom von 1100A.

3 Turbulenzgrad und -spektrum

Bedingt durch das Fehlen der Düse ist mit einer insgesamt unruhigeren Strömung im Vergleich zu den Bedingungen der vorherigen Kraftmessungen zu rechnen. Zur genaueren Charakterisierung der veränderten Strömungsbedingungen sind deshalb nochmals Messungen der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen mit einem Heißfilanemometer vorgenommen worden. Der Turbulenzgrad der Strömung wurde an Position B des Flügelradanemometers (siehe Skizze 2.5) gemessen.

Die Sonde befand sich dabei ca. 30cm unterhalb der Wasseroberfläche. Während der Heißfilmmessungen waren das NACA 0015 Profil und das Flügelradanemometer nicht im Tank eingebaut. Für die Messungen kam ein DANTEC StreamLine® 90N10 System mit einer CTA 90C10 Brücke zum Einsatz. Die Meßwerte nahm ein PC mit einer National Instruments PCI-MIO-16E-4 Analog/Digital-Wandlerkarte auf. Dabei betrug die Abtastrate 1kHz und die Dauer jeder Messung etwa 66 Sekunden (65536 Meßwerte). Die Signale wurden einer elektronischen Tiefpaßfilterung von 300Hz unterzogen. Das eingestellte Brückenverhältnis von 1:20 bot den maximal möglichen Sensorstrom bei einem Überhitzungsverhältnis von 1.05. Eine zylindrische Heißfilmsonde 1210-20W von TSI diente als Sensor. Sie war mittels einer TSI 1159 Sensorhalterung mit 4.575m langem Kabel an die Brücke angeschlossen. Der verwendete Sensor ist ein Standardsensor für Anwendungen in wässrigen Medien. Das aktive Element bildet ein auf einem zylindrischen Quarzträger aufgebrachter Platinfilm, der wiederum von einer Quarzschicht elektrisch vom umgebenden Medium isoliert wird. Der Sensordurchmesser beträgt $50.8\mu\text{m}$, die aktive Länge 1.02mm.

Die Temperatur des Mediums ist im Umwelttank aufgrund seines Volumens über Zeiten, die die Meßzeit um Größenordnungen übersteigen, auf 1/10K genau konstant, was für Heißfilmmessungen von großem Vorteil ist. Nachteilig wirken sich allerdings die naturgemäß vorhandenen Schwebstoffe aus, da sie sich in nicht kontrollierbarer Weise auf dem Sensor ablagern und dort den Wärmeübergang beeinflussen. Dadurch ändert sich die Sensorcharakteristik gegenüber dem Eichfall, was schließlich Meßfehler verursacht. Der Effekt wird durch die bei der Zersetzung der Anoden entstehenden flockigen Eisenverbindungen noch wesentlich verstärkt. So waren direkt nach der ersten Kraftmeßserie Heißfilmmessungen im Umwelttank praktisch unmöglich, da der Sensor innerhalb von Sekunden von einer Flockenschicht bedeckt wurde, was zur praktisch vollständigen Wärmeisolation des Sensors gegenüber dem strömendem Medium führte. Erst ein langwieriges Filtern des Tankwassers ließ wieder Heißfilmmessungen zu.

An den Reinheitsgrad der für Heißfilmmessungen vorgesehenen Fluide werden be-

3 Turbulenzgrad und -spektrum

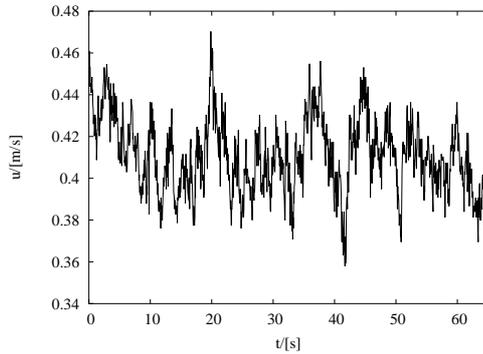


Abb. 3.1: Geschwindigkeitssignal bei $U_\infty = 0.43\text{m/s}$

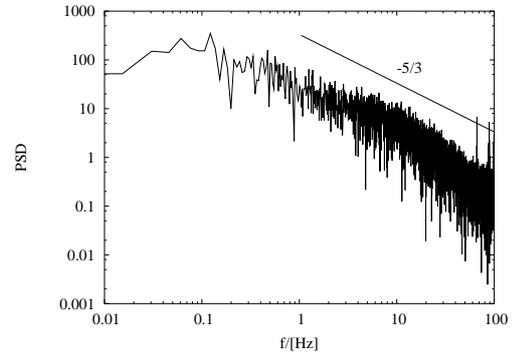


Abb. 3.2: Turbulenzspektrum bei $U_\infty = 0.43\text{m/s}$

trächtliche Anforderungen gestellt. Bruun [11] empfiehlt die Filterung des gesamten Volumens mit einem Filter von $2\mu\text{m}$ Porendurchmesser. Diesen Anforderungen konnte aus ersichtlichen Gründen (ca. 180m^3 Salzwasser) nicht genügt werden. Trotzdem lag die mit dem Heißfilm gemessenen Geschwindigkeit stets nahe der mit dem Flügelradanemometer bestimmten und für die Kalibrierung benutzten. Da der Turbulenzgrad

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(u'^2 + v'^2 + w'^2)}}{U}, \quad (3.1)$$

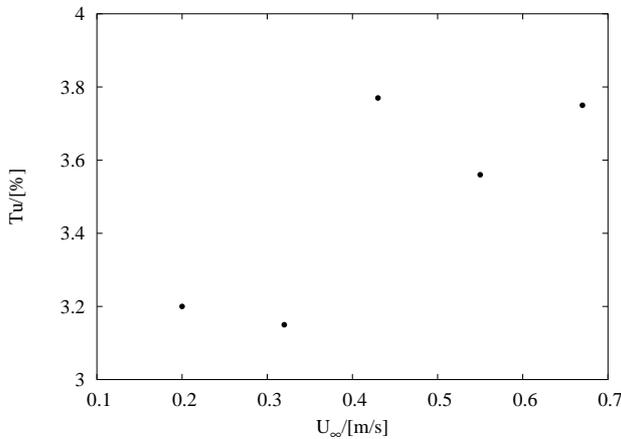
auf die gemessenen Längsschwankungen bezogen auch geschrieben als

$$Tu = \frac{\sqrt{u'^2}}{U}, \quad (3.2)$$

zudem das Verhältnis zweier Geschwindigkeitswerte darstellt, sollte sein Wert von diesen Problemen nicht merklich beeinflusst werden. Eckelmann [12] gibt ein Verfahren an, das es erlaubt, den Turbulenzgrad bei kleinen Schwankungen ohne Kalibrierung der Sonde zu bestimmen. In den Gleichungen (3.1) und (3.2) bezeichnen u' , v' und w' die Schwankungskomponenten in x , y und z -Richtung und U die mittlere Geschwindigkeit der Anströmung.

Eine typische Geschwindigkeitsmessung bei einer mit dem Flügelradanemometer bestimmten mittleren Geschwindigkeit der Anströmung von $U_\infty = 0.43\text{m/s}$ zeigt Abbildung 3.1. Auffällig sind die Geschwindigkeitsschwankungen mit relativ großer Amplitude ($\sim 20\%$ des Gesamtausschlages) und tiefen Frequenzen. Hingegen ist keine ausgeprägte Drift des Signals zu erkennen, was auf einen positiven Einfluss der Reinigung des Tankwassers auf die Messbedingungen hindeutet.

Um einen Vergleich der hier ermittelten Turbulenzgrade mit den in der Düse gemessenen [2] zu erlauben, wurden die Messwerte der gleichen Vorbehandlung unterzogen. Statt einer einfachen Mittelwertbildung wurde ein Polynom zweiten Grades



U_∞ [m/s]	Tu [%]
0.20	3.20
0.32	3.15
0.43	3.77
0.55	3.56
0.67	3.75

Abb. 3.3: Turbulenzgrad in Abhängigkeit von der mittleren Geschwindigkeit im Umwelttank.

an die Messwerte angepasst und vor der Bildung der Schwankungsquadrate von den Messwerten subtrahiert. Der Wert des Polynoms bei der halben betrachteten Messzeit ergab die mittlere Geschwindigkeit. Traten in den Messungen sprunghafte Änderungen der Messgröße auf, wurden die Bereiche nach und einschließlich des Sprungs nicht mit in die Auswertung einbezogen.

In Abbildung 3.3 und der zugehörigen Tabelle sind die Messergebnisse für die Turbulenzgrade bei den hauptsächlich in den weiteren Versuchen benutzten Anströmgeschwindigkeiten zusammengefasst. Jeder Wert ist wiederum die Mittelung von mindestens drei unabhängigen Messungen. Die Turbulenzgrade sind wie zu erwarten wesentlich höher als ohne Düse, der Unterschied beträgt fast eine Größenordnung. Außerdem ist der mit Düse beobachtbare deutliche Trend zur Verminderung des Turbulenzgrades bei ansteigender Geschwindigkeit nicht mehr erkennbar.

Abbildung 3.2 zeigt das Energiespektrum, d.h. das Powerspektrum der Fluktuationsquadrate

$$E(f) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} u^2(t) \cdot e^{2\pi ift} dt \right| \quad (3.3)$$

eines ebenfalls bei $U_\infty = 0.43\text{m/s}$ aufgenommenen Signals nach dessen Behandlung mit oben beschriebener Methode. Dabei bezeichnet t die Zeit und f die Frequenz. Gleichung 3.3 wird in ihrer diskreten Form verwendet, die Integrationsgrenzen ergeben sich aus der Länge des aufgenommenen Signals. Im dem Trägheitsbereich zuzuordnenden Frequenzband ist zum Vergleich die für lokalisotrope Turbulenz zu erwartende Proportionalität $E(f) \sim f^{-5/3}$ eingezeichnet. Während die Übereinstimmung beim in der Düse gemessenen Spektrum noch recht gut war, ist hier ein steilerer

3 Turbulenzgrad und -spektrum

Abfall des Spektrums zu den hohen Frequenzen hin zu beobachten.

4 Versuchsergebnisse zur saugseitigen Lorentzkraftwirkung

Die im folgenden betrachteten Auftriebs-

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 cs} \quad (4.1)$$

und Widerstandsbeiwerte

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 cs} \quad (4.2)$$

stellen wie übliche eine Entdimensionierung der Auftriebskraft F_L bzw. des Strömungswiderstands F_D mit dem dynamischen Druck der Anströmung und der Fläche des Profils dar. Weitere verwendete Größen sind die Anströmgeschwindigkeit U_∞ , die Dichte des Strömungsmediums ρ und Spannweite s und Profiltiefe c des Ruders.

In die Reynoldszahl

$$Re = \frac{U_\infty c}{\nu} \quad (4.3)$$

geht noch die kinematische Viskosität ν der Salzlösung ein.

Als Kenngrößen für die elektromagnetische Kraftdichte wird im folgenden zumeist der Wechselwirkungsparameter

$$N = \frac{j_0 B_0 c}{\rho U_\infty^2} \quad (4.4)$$

benutzt, der das Verhältnis von elektromagnetischer zu Trägheitskraft darstellt. In (4.4) bezeichnet B_0 die magnetische Induktion in Normalenrichtung an der Oberfläche der Magnete und j_0 die mittlere Stromdichte, die man erhält, wenn man den Gesamtstrom auf ein Viertel der mit Elektroden und Magneten bestückten Ruderfläche A_{EM} bezieht.

Für die Charakterisierung der Lorentzkraftwirkung kann des weiteren eine modifizierte Hartmannzahl

$$Z = \frac{1}{4\pi} \frac{j_0 B_0 a^2}{\rho U_\infty \nu}. \quad (4.5)$$

herangezogen werden. Sie gibt das Verhältnis der elektromagnetischen zur Reibungskraft wieder. Die Länge a bezeichnet die Breite der Magnete bzw. Elektroden. Zum Vergleich der hier gemessenen Auftriebsgewinne mit denen, die durch Ausblasen auf der Saugseite eines Profils bzw. einer Klappe erzielt wurden, eignet sich der elektromagnetohydrodynamische Impulskoeffizient

$$C_{\mu EMHD} = \frac{1}{2} \cdot \frac{a j_0 B_0}{\rho U_\infty^2} \cdot \frac{A_{EM}}{cs}. \quad (4.6)$$

Er setzt die integrale elektromagnetische Kraft zur durch den dynamischen Druck der Anströmung ausgeübten Kraft ins Verhältnis. Falls sich die Elektroden/Magnet-Belegung über die ganze Ruderfläche erstreckt, kann man leicht die folgende Beziehung zwischen Wechselwirkungsparameter und elektromagnetohydrodynamischen Impulskoeffizient aufschreiben:

$$C_{\mu EMHD} = \frac{a}{2c} N. \quad (4.7)$$

4.1 Auftrieb und Widerstand bei festem Anstellwinkel

Aus den in Kapitel 2 geschilderten Gründen war es nötig, das Herangehen gegenüber den vorherigen Versuchsreihen zu ändern und bei festem Anstellwinkel das Verhalten des Auftriebs- und Widerstandsbeiwertes bei verschiedenen Reynoldszahlen und elektromagnetischen Kraftdichten zu untersuchen.

Eine erste Reihe von Messungen (Messreihe A) wurde mit dem Flügelradanemometer relativ nahe an der Kanalmittellinie durchgeführt. Die zugehörige Position des Flügelradanemometers ist in Abbildung 2.5 gekennzeichnet. Bei diesen Messungen ergibt sich der im linken Diagramm von Abbildung 4.1 für $Re = 3.78 \cdot 10^5$ und $\alpha = 17^\circ$ dargestellte Verlauf des Auftriebskoeffizienten mit wachsendem Wechselwirkungsparameter. Die Abbildung zeigt ein lokales Maximum von C_L bei $N \approx 2.7$, ein bisher unbeobachtetes und zunächst wenig einsichtiges Phänomen.

Abbildung 4.2 zeigt die mit dem Flügelradanemometer unter gleichen Bedingungen ($Re = 3.78 \cdot 10^5$, $\alpha = 17^\circ$) über die Dauer des Versuchs gemessenen Geschwindigkeiten. Zusätzlich zum vom Anemometer gelieferten Geschwindigkeitswert ist der durch das Ruder fließende Gesamtstrom aufgetragen. Offensichtlich gibt es bei mittleren Stromstärken (600A bis 800A) ein Ansteigen der vom Flügelradanemometer

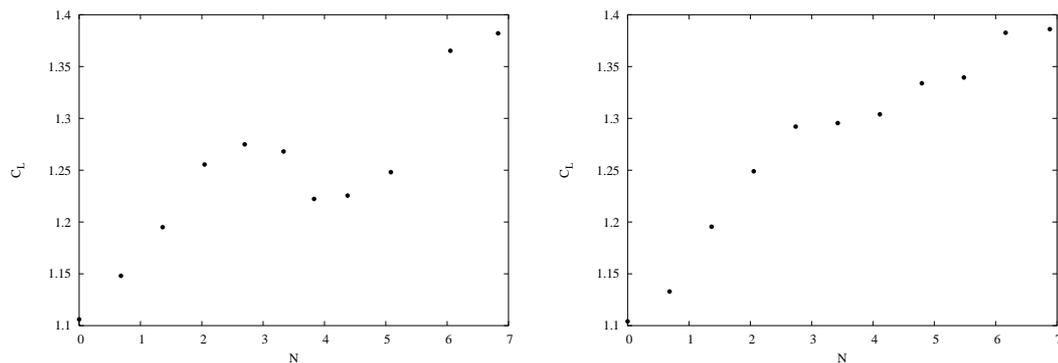


Abb. 4.1: Verhalten des Auftriebsbeiwertes mit steigendem N mit unkorrigierter (links) und korrigierter (rechts) Anströmgeschwindigkeit.

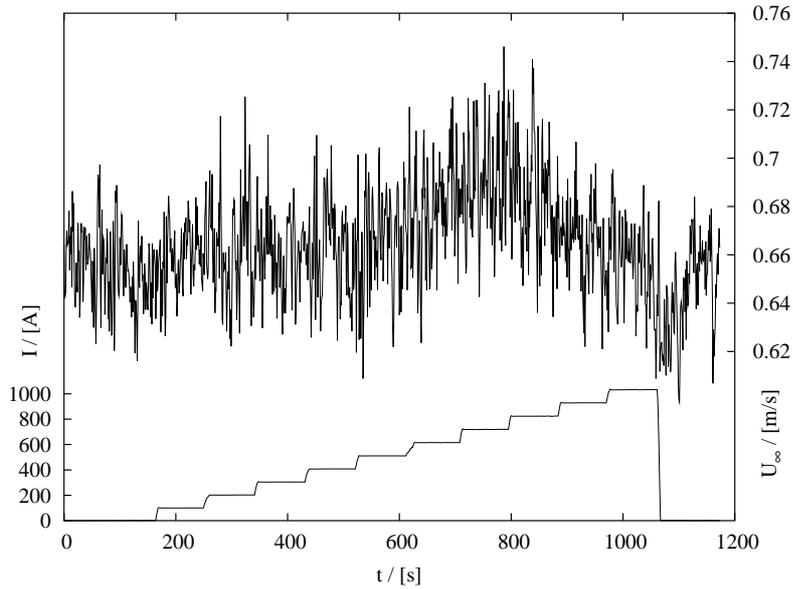


Abb. 4.2: Anströmgeschwindigkeit.

gemessenen Strömungsgeschwindigkeit. Die Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten beziehen sich also bei unterschiedlichen Stromstärken, d.h. Wechselwirkungsparametern, auf unterschiedliche Geschwindigkeiten. Da die Geschwindigkeit in die Beiwerte quadratisch eingeht, werden die Koeffizienten davon merklich beeinflusst.

Bezieht man die Koeffizienten hingegen auf den Mittelwert der Geschwindigkeit, wie sie vom Flügelradanemometer mit einem nicht beeinflussten Ruder gemessen wird, ergibt sich der im linken Diagramm von Abbildung 4.1 dargestellte Verlauf für C_L über N . Das deutlich ausgeprägte lokale Maximum zeigt sich nun nicht mehr, wenn auch eine gewisse Streuung der Werte erhalten bleibt.

Die Ursache für die Zunahme der Geschwindigkeit an der Position des Flügelradanemometers kann in einer, durch die Kontrolle der saugseitigen Ruderumströmung ausgelösten Veränderung der Geschwindigkeitsverteilung im Kanal liegen. C_L-N Verläufe mit lokalen Maxima zeigten sich auch bei anderen Konfigurationen von Anstellwinkel und Anströmgeschwindigkeit, wenn sich das Flügelradanemometer an Position A befand. Das Phänomen trat bei gleichen Konfigurationen hingegen nicht, bzw. nicht in dieser Deutlichkeit, auf, wenn die Geschwindigkeit an Position B, d.h. 150mm weiter von der Mittellinie entfernt gemessen wurde. Deshalb wird davon ausgegangen, dass es sich bei den lokalen Maxima um durch die Geschwindigkeitsmessung bedingte Artefakte handelt. Die im folgenden wiedergegebenen Diagramme zeigen nur noch die sich mit einer entsprechend korrigierten Geschwindigkeit ergebenden Verläufe.

4.1.1 Parallele Profilanströmung

Der auf das Ruder durch die Lorentzkraft ausgeübte Schub F_I , d.h. die volumenintegrierte Lorentzkraftdichte, kann aus folgender Gleichung ermittelt werden:

$$F_I = aIB_0. \quad (4.8)$$

I gibt hier den durch die Elektroden fließenden Gesamtstrom an. Einen Vergleich der mit Gleichung (4.8) ermittelten und der gemessenen Schubwirkung im ruhenden Fluid zeigt Abbildung 4.3. Die Messwerte folgen der Beziehung (4.8) recht gut, liegen jedoch im Mittel etwas unter den berechneten Werten. Abgesehen von Messfehlern lässt sich diese Differenz mit auftretenden Reibungsverlusten erklären. Außerdem ist die Lorentzkraft parallel zur Profilkontur und deshalb nur annähernd in x gerichtet. Abbildung 4.4 zeigt das Verhalten von Auftriebs- und Widerstandsbeiwert bei paralleler Anströmung des NACA 0015 für Reynoldszahlen $1.16 \cdot 10^5 \leq Re \leq 3.71 \cdot 10^5$ über dem Wechselwirkungsparameter. Die Messwerte liegen für C_D recht gut auf einer Geraden, die für den gesamten Reynoldszahlbereich mit

$$C_D = 0.0239 - 0.00609 \cdot N \quad (4.9)$$

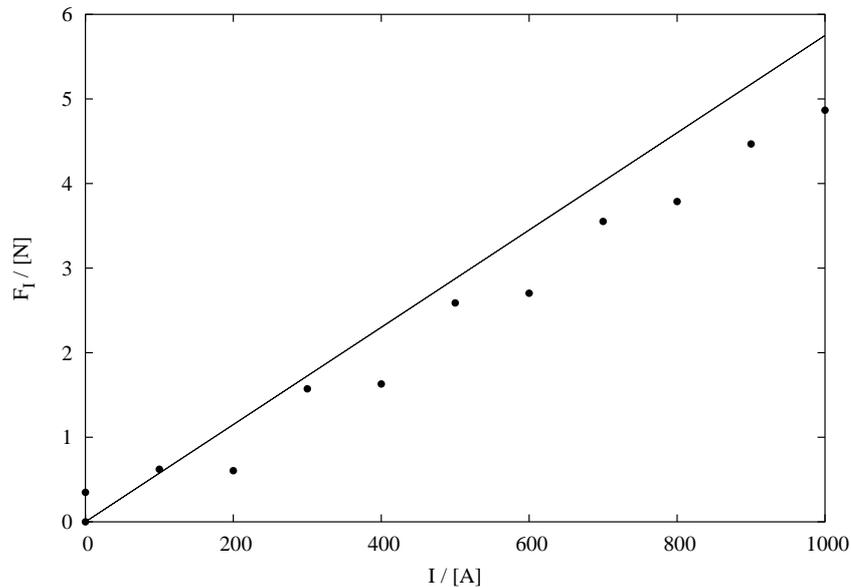


Abb. 4.3: Durch die Lorentzkraft auf das Ruder bei ruhender Strömung ausgeübte Schubkraft. Messwerte (●) und nach Gleichung (4.8) ermittelt (durchgezogene Linie).

angegeben kann. D.h. bereits für $N \geq 4$ sinkt der Widerstandsbeiwert unter Null, für $N > 4$ wird das Profil durch die angelegte Lorentzkraft beschleunigt. Auch die Auftriebsbeiwerte ordnen sich in einer Kurve an, die durch die Ausgleichsfunktion

$$C_L = 0.0589 \cdot N^{0.521} \quad (4.10)$$

gut beschrieben wird.

Die gute Übereinstimmung der Messwerte über den ganzen Reynoldszahlbereich geht offensichtlich auf die Tatsache zurück, dass die Strömung am nicht angestellten Profil immer angelegt und bis auf die Turbulenz der Anströmung stationär ist.

Für das NACA 0015 ergibt sich mit den Geometriedaten aus Abbildung 2.2, dass sich Wechselwirkungsparameter und elektromagnetohydrodynamischer Impulskoeffizient nach der Beziehung

$$N = 165.42 \cdot C_{\mu EMHD} \quad (4.11)$$

ineinander umwandeln lassen. Damit kann man die Gleichungen (4.9) und (4.10) mit $C_{\mu EMHD}$ entsprechend als

$$C_D = 0.0239 - 1.007 \cdot C_{\mu EMHD} \quad (4.12)$$

und

$$C_L = 0.843 \cdot C_{\mu EMHD}^{0.521} \quad (4.13)$$

aufschreiben.

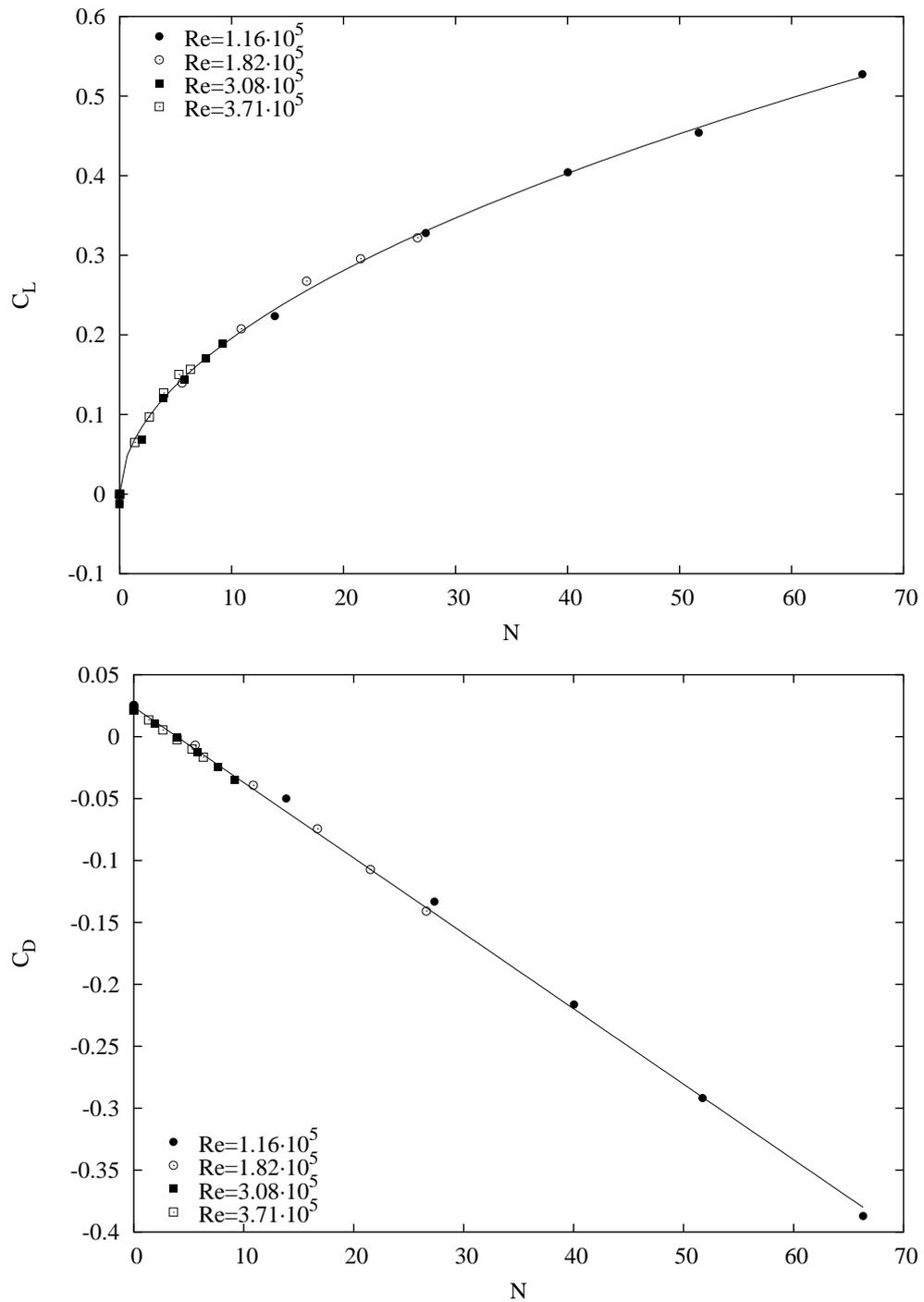


Abb. 4.4: Auftriebs- (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) für wachsenden Wechselwirkungsparameter bei $\alpha = 0^\circ$ und verschiedenen Reynoldszahlen mit Ausgleichskurven (4.10) und (4.9).

4.1.2 Angestelltes Profil

Die Abbildungen 4.5 bis 4.12 zeigen die Verläufe der Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte bei festen Anstellwinkeln von $18^\circ \leq \alpha \leq 32^\circ$ und Reynoldszahlen $1.12 \cdot 10^5 \leq Re \leq 3.72 \cdot 10^5$. In diesem Reynoldszahlbereich, der noch dem in [2] näher diskutierten „Low Reynolds Number Range“ zugeordnet werden muss, ändert sich die Profilmströmung bei konstantem Anstellwinkel noch stark mit der Reynoldszahl. Deshalb werden in den Abbildungen bei Anstellwinkeln $\alpha \geq 20^\circ$ bei konstantem N die C_L und C_D -Werte bei abgelöster saugseitiger Strömung zum Teil mit solchen verglichen, die einer bereits angelegten saugseitigen Strömung zuzuordnen sind. Eine solche Auftragung ergibt erwartungsgemäß keine gute Übereinstimmung, wie sie etwa in den Abbildung 4.4 zu finden ist.

Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 18^\circ$ scheint die saugseitige Strömung jedoch noch bei allen Reynoldszahlen angelegt zu sein, die Streuung der in Abbildung 4.5 aufgetragenen Messwerte für C_L und C_D ist noch relativ gering, und es scheint legitim, an alle Werte eine gemeinsame Ausgleichsfunktion anzupassen. Für den Auftriebsbeiwert ergibt sich dann

$$C_L = 1.021 + 0.1963 \cdot N^{0.478} = 1.021 + 2.256 \cdot C_{\mu EMHD}^{0.478}. \quad (4.14)$$

Das Verhalten des Widerstandsbeiwertes wird durch die Gerade

$$C_D = 0.2289 - 0.00649 \cdot N = 0.2289 - 1.074 \cdot C_{\mu EMHD} \quad (4.15)$$

recht gut beschrieben. Aus den Gleichungen (4.14) und (4.10) ist ersichtlich, dass der Auftriebsbeiwert bei angelegter saugseitiger Strömung etwa mit der Wurzel von N wächst. Dieses Verhalten wurde auch bei Ausblasversuchen beobachtet und ist charakteristisch für die Auftriebserhöhung durch den Eintrag zusätzlicher Zirkulation. Die Abnahme des Widerstandskoeffizienten mit N ist in beiden Gleichungen (4.15) und (4.9) etwa mit dem Faktor 0.006 verknüpft.

Wegen der oben bereits erwähnten Tatsache, dass sich die unbeeinflusste Profilmströmung im hier untersuchten Reynoldszahlbereich stark mit der Reynoldszahl ändert, zeigen die Abbildungen 4.6 bis 4.12 zum Teil sehr unterschiedliche C_L - N bzw. C_D - N Verläufe bei konstantem Anstellwinkel. Generell ist, wie in 6.5 von [2] diskutiert, der C_L - N Verlauf steiler, wenn die Lorentzkraft auf eine abgelöste statt eine angelegte saugseitige Strömung wirkt. Bei gleichem Anstellwinkel kann die saugseitige Strömung bei niedrigeren Reynoldszahlen bereits abgerissen sein, während sie bei höheren Reynoldszahlen noch anliegt. Daraus ergibt sich außerdem ein Versatz des bei der unbeeinflussten Strömung gemessenen Auftriebsbeiwertes $C_L(N = 0)$. Die Abbildung 4.6 und besonders 4.7 lassen diese Phänomene deutlich erkennen. In Abbildung 4.7 zeigen die für $Re = 1.14 \cdot 10^5$ und $Re = 1.81 \cdot 10^5$ gemessenen Auftriebsbeiwerte etwa das gleiche Verhalten. Bis zu einem Wechselwirkungsparameter von $N \approx 14$

erfolgt die Auftriebszunahme recht steil, dann flacht sie ab. Daraus lässt sich folgern, dass die saugseitige Strömung für die genannten Reynoldszahlen bei $\alpha = 22^\circ$ für $0 < N < 14$ abgelöst ist und durch eine Lorentzkraft mit $N \approx 14$ vollständig angelegt wird. Die weitere Auftriebszunahme für $N > 14$ ist nur noch auf die Beschleunigung der angelegten saugseitigen Strömung zurückzuführen und deshalb schwächer. Beim gleichen Anstellwinkel ist die Strömung für $Re = 3.01 \cdot 10^5$ und $Re = 3.65 \cdot 10^5$ bereits ohne Lorentzkrafteinfluss angelegt. Der erzielte Auftriebsbeiwert bei $C_L(N = 0)$ liegt mit ca. 1.2 deutlich über dem bei den niedrigeren Reynoldszahlen gemessenen Wert von etwa 0.9. Da die saugseitige Strömung bereits angelegt ist, ergibt sich ein langsamerer Anstieg des Auftriebsbeiwertes mit dem Wechselwirkungsparameter. Das Verhalten der Beiwerte in den folgenden Abbildungen ist ähnlich zu erklären, soll hier aber nicht im einzelnen diskutiert werden.

4.1 Auftrieb und Widerstand bei festem Anstellwinkel

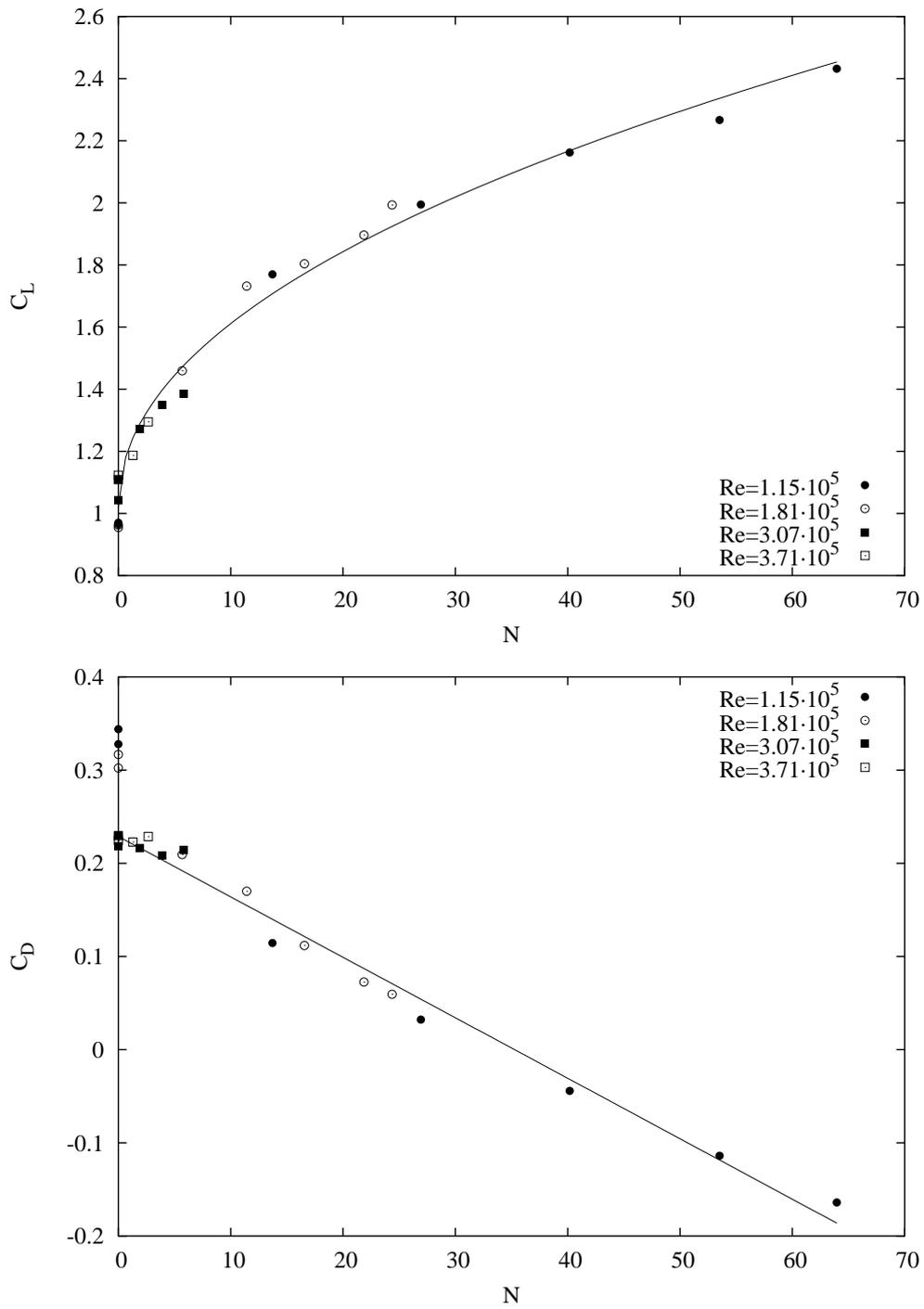


Abb. 4.5: Auftriebs- (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) für wachsenden Wechselwirkungsparameter bei $\alpha = 18^\circ$ und verschiedenen Reynoldszahlen.

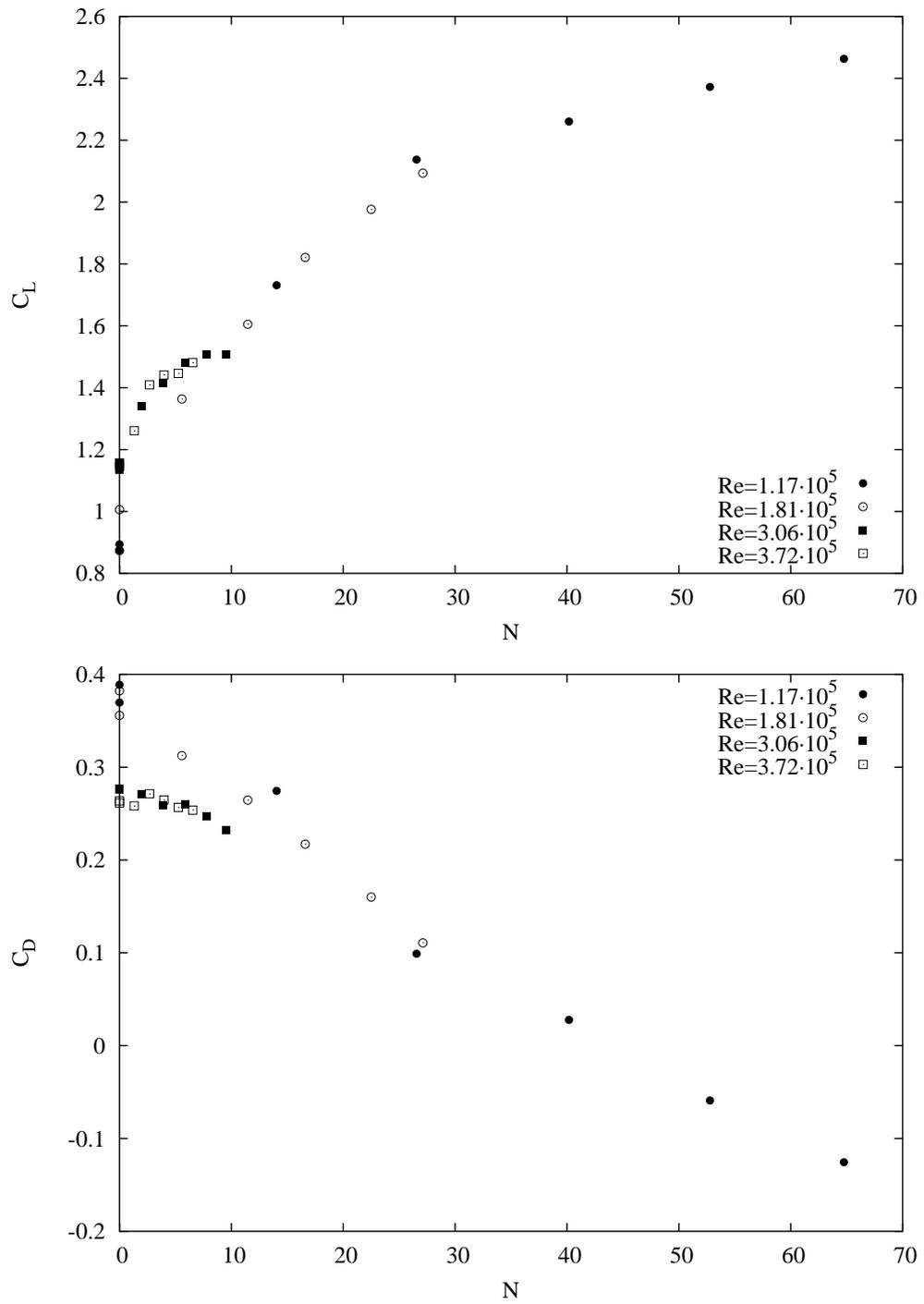


Abb. 4.6: Auftriebs- (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) für wachsenden Wechselwirkungsparameter bei $\alpha = 20^\circ$ und verschiedenen Reynoldszahlen.

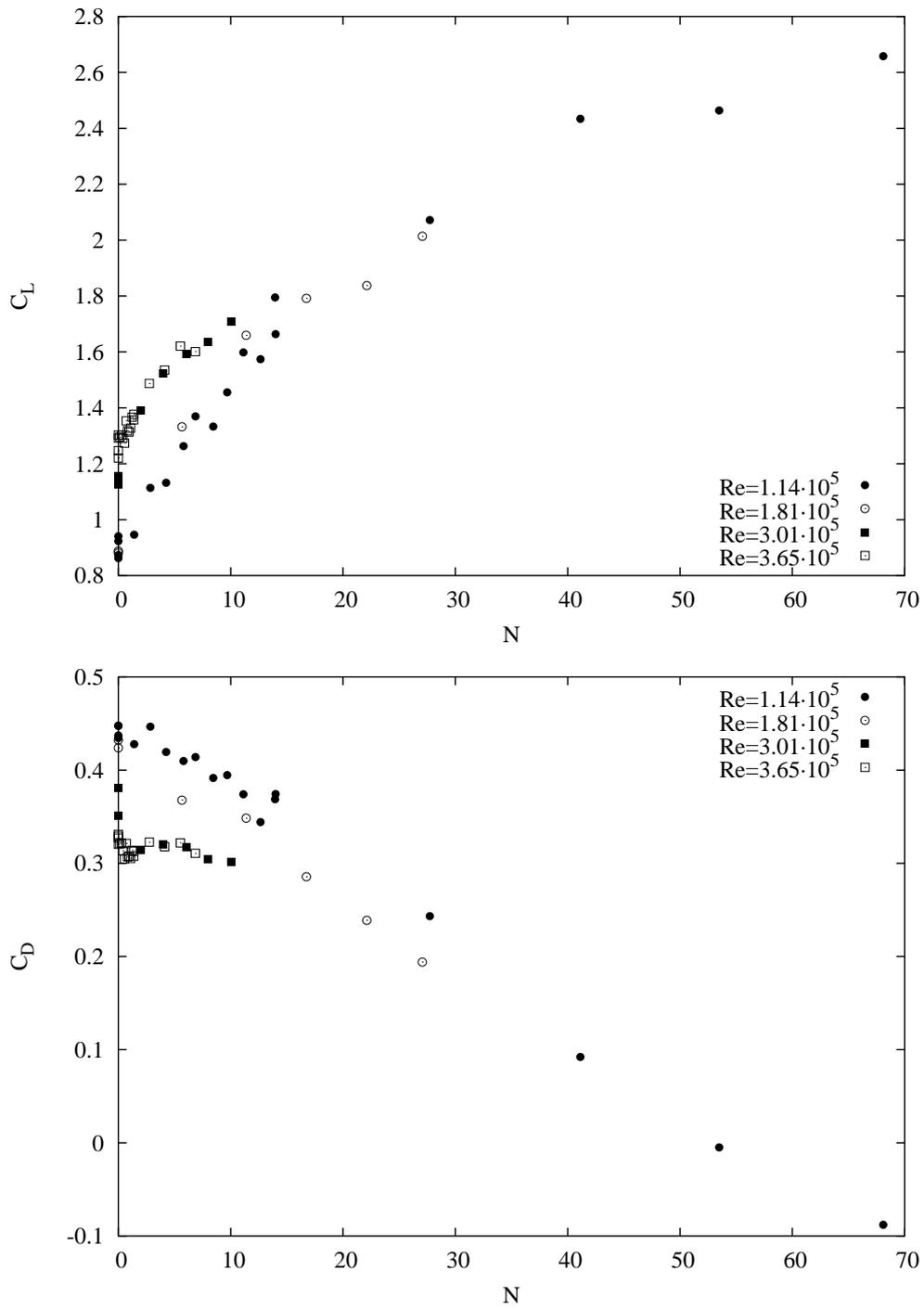


Abb. 4.7: Auftriebs- (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) für wachsenden Wechselwirkungsparameter bei $\alpha = 22^\circ$ und verschiedenen Reynoldszahlen.

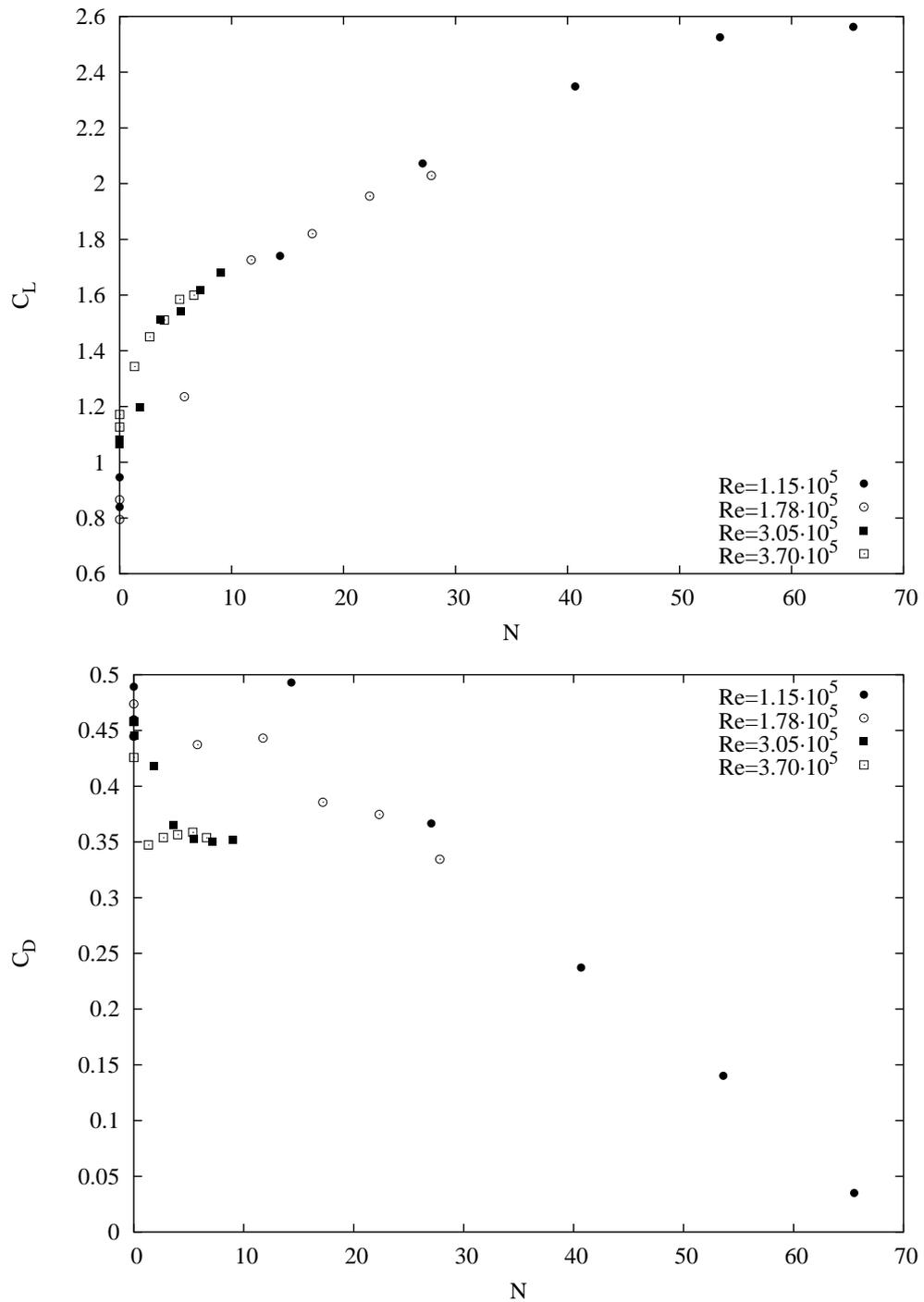


Abb. 4.8: Auftriebs- (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) für wachsenden Wechselwirkungsparameter bei $\alpha = 24^\circ$ und verschiedenen Reynoldszahlen.

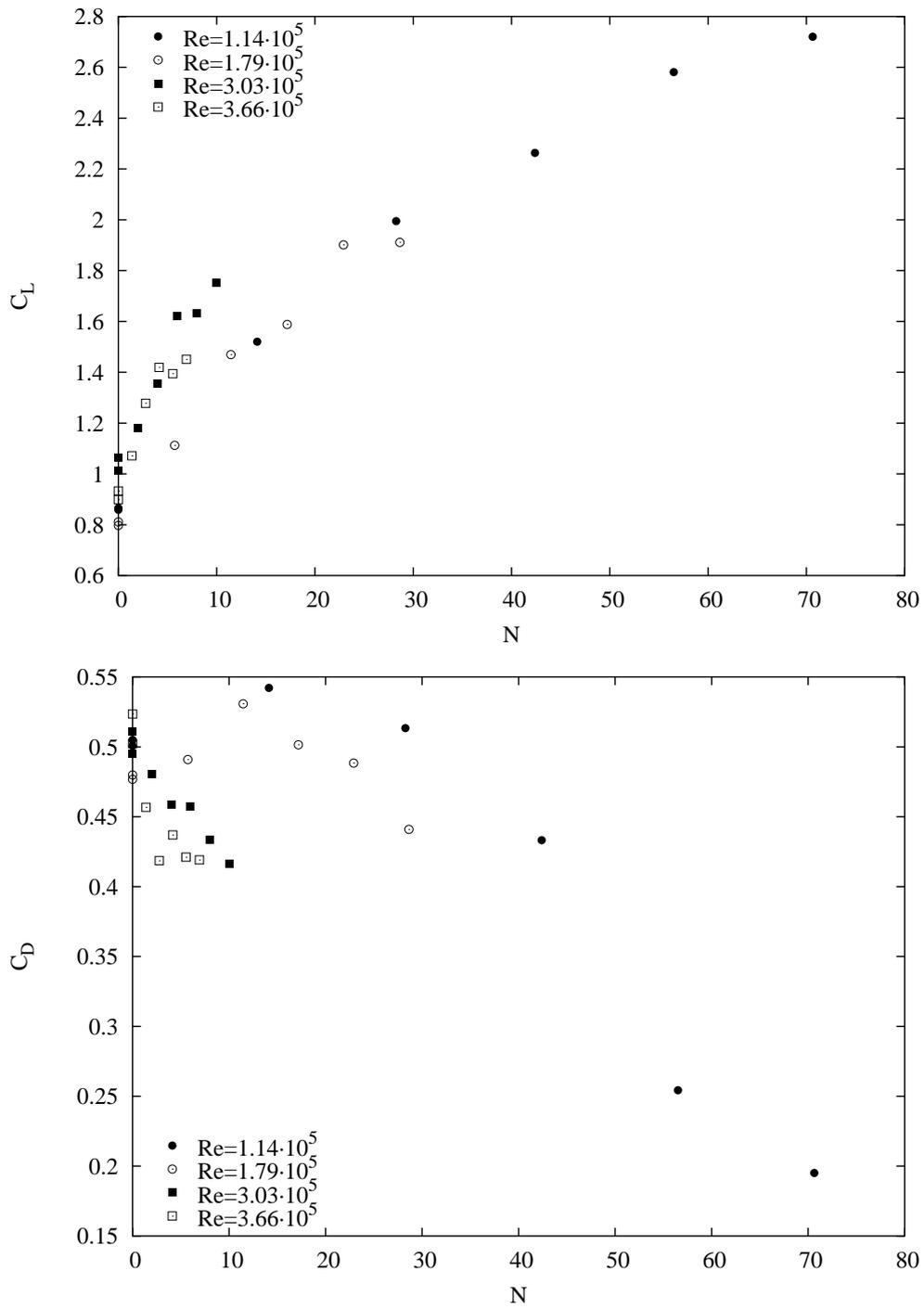


Abb. 4.9: Auftriebs- (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) für wachsenden Wechselwirkungsparameter bei $\alpha = 26^\circ$ und verschiedenen Reynoldszahlen.

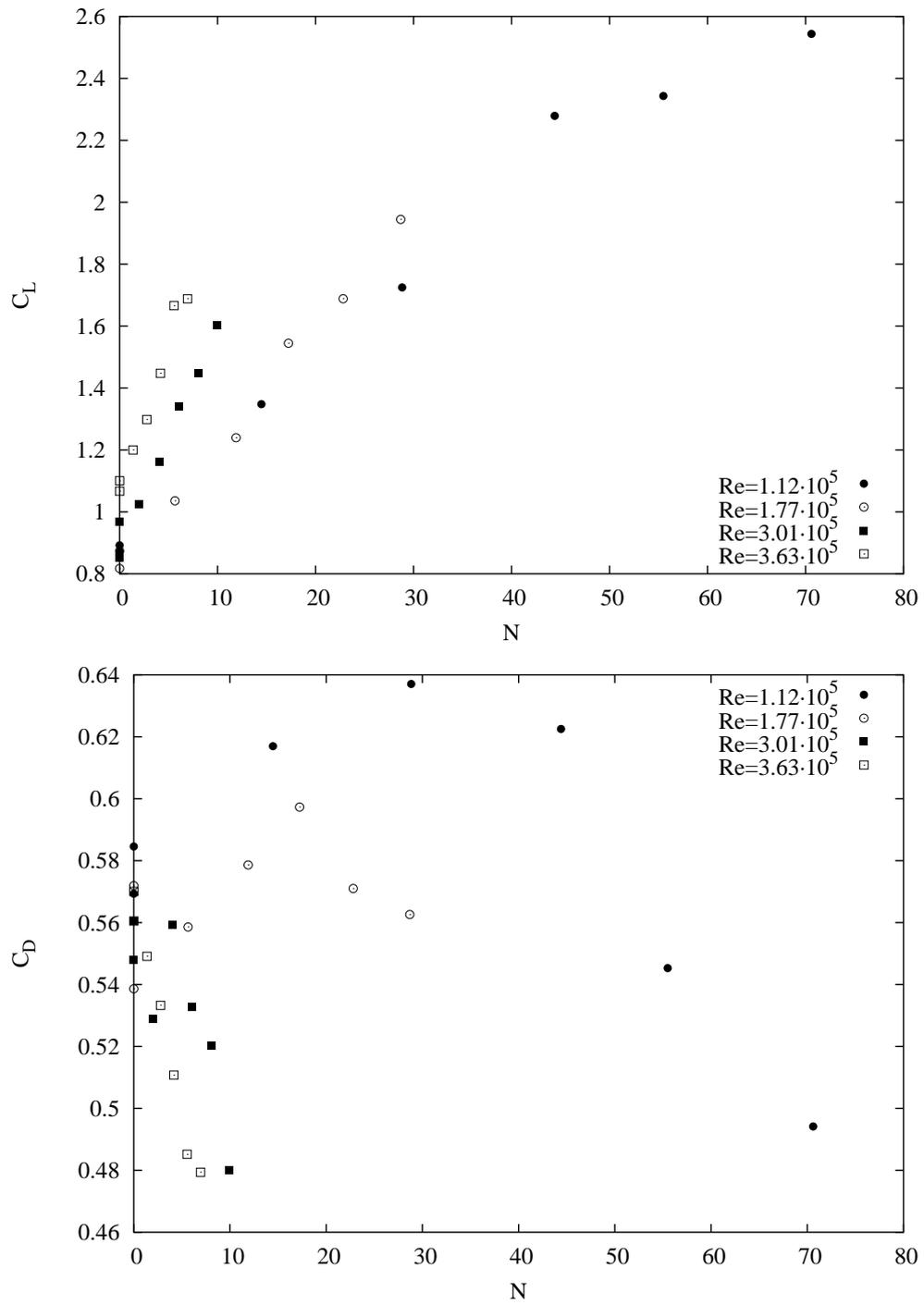


Abb. 4.10: Auftriebs- (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) für wachsenden Wechselwirkungsparameter bei $\alpha = 28^\circ$ und verschiedenen Reynoldszahlen.

4.1 Auftrieb und Widerstand bei festem Anstellwinkel

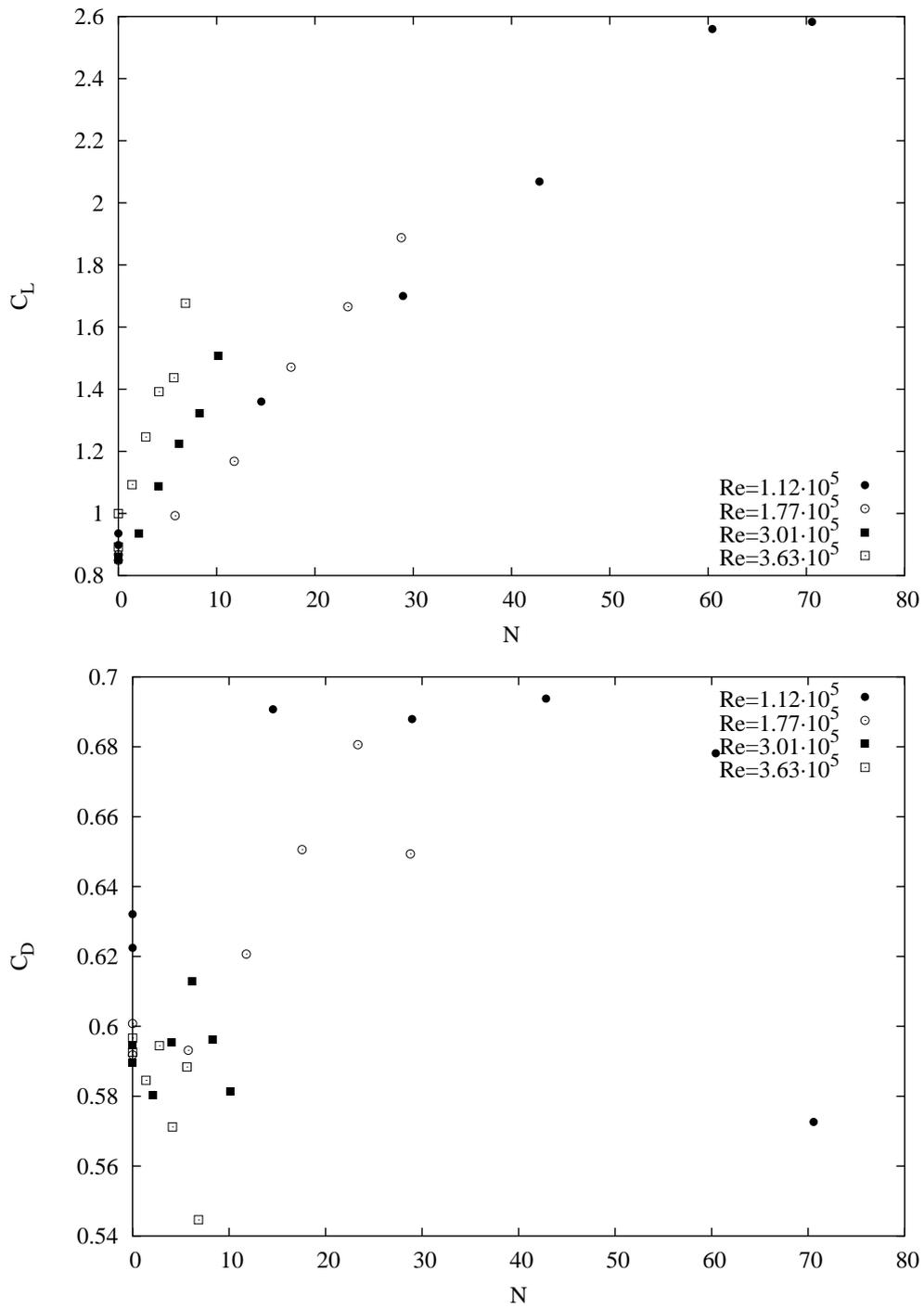


Abb. 4.11: Auftriebs- (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) für wachsenden Wechselwirkungsparameter bei $\alpha = 30^\circ$ und verschiedenen Reynoldszahlen.

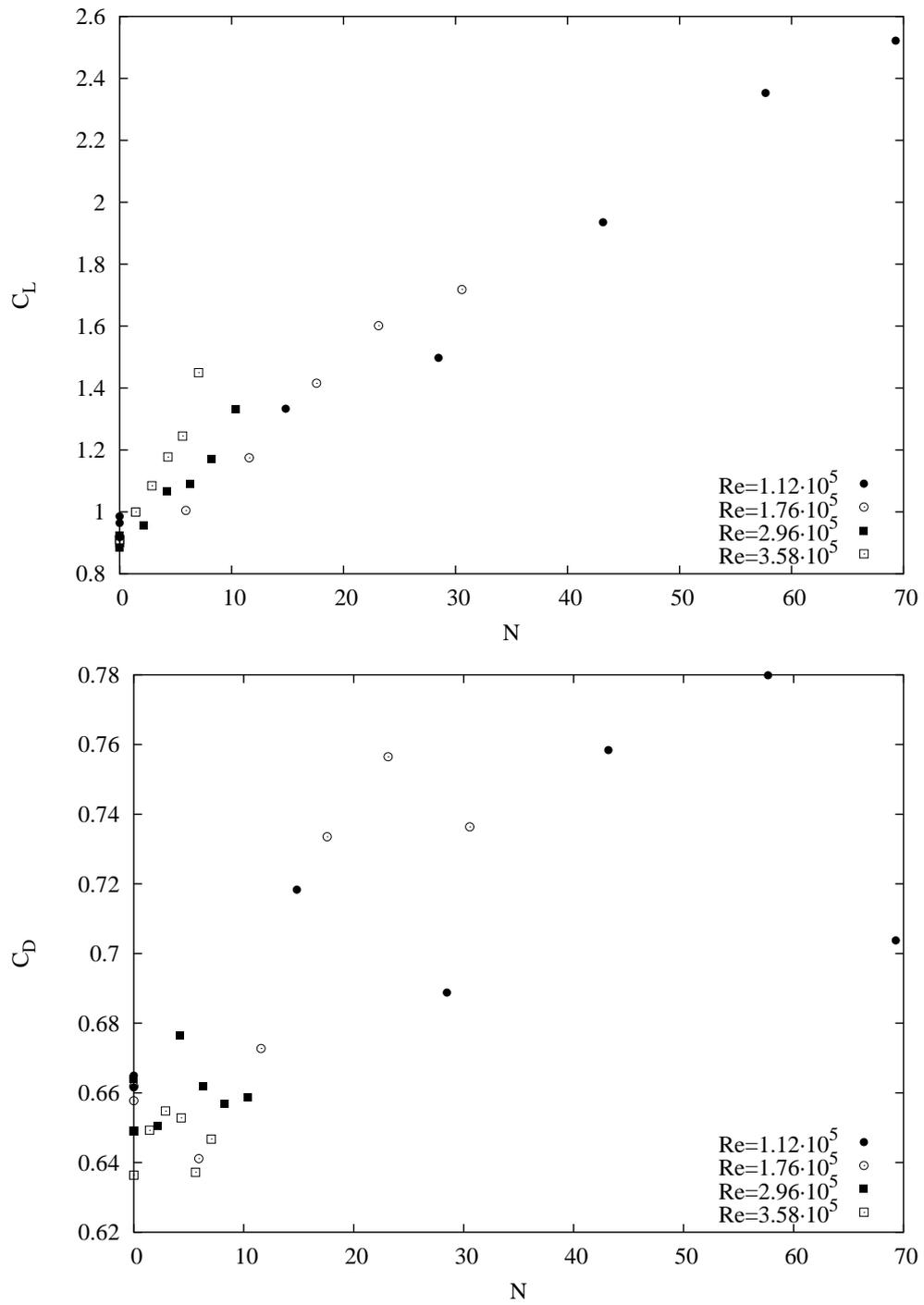


Abb. 4.12: Auftriebs- (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) für wachsenden Wechselwirkungsparameter bei $\alpha = 32^\circ$ und verschiedenen Reynoldszahlen.

4.2 Beiwerte in Abhängigkeit vom Anstellwinkel

Die in den Abbildungen 4.4 bis 4.12 entsprechend dem Ablauf der Messungen, d.h. Verändern von Reynoldszahl und Wechselwirkungsparameter bei festem Winkel, dargestellten Messwerte werden in diesem Abschnitt ebenfalls verwendet. Die Abbildungen 4.13 bis 4.16 bieten jedoch die für die Einschätzung der Profileigenschaften geeignetere Darstellung der Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte über dem Anstellwinkel. Dabei gehören die in eine Abbildung aufgenommenen Messwerte zu einer in etwa konstanten Reynoldszahl. Für einen Wechselwirkungsparameter ergibt sich dann jeweils ein C_L - α bzw. C_D - α Verlauf. Bedingt durch die Korrosion der Anoden, sind die einzelnen Messpunkte jedoch unterschiedlichen Zuständen des Profils zuzuordnen. Wegen der Anodenkorrosion wurden auch nicht über den ganzen Winkelbereich Messpunkte aufgenommen, sondern nur für $\alpha = 0^\circ$ und für den Bereich $18^\circ \leq \alpha \leq 32^\circ$, bei dem mit Strömungsablösung und deren erfolgreicher Unterdrückung durch die Anwendung der saugseitigen Lorentzkraft zu rechnen war. Aus dem selben Grund ist die Stufung in N recht grob gewählt. Wegen der begrenzten verfügbaren Messzeit liegen auch für $N = 0$ bei $Re = 1.8 \cdot 10^5$ und $Re = 3.0 \cdot 10^5$ keine vollständigen Kurven vor.

Abbildung 4.13 zeigt C_L - α und C_D - α für $Re = 1.1 \cdot 10^5$. Die C_L - α -Kurve legt den Schluss nahe, dass die Grenzschicht am Profil vor dem Ablösungspunkt noch laminar ist. Die Ablösung, gekennzeichnet durch den sowohl bei C_L als auch bei C_D auftretenden Knick, tritt bereits für $\alpha > 13^\circ$ auf. Es wird ein maximaler Auftriebsbeiwert von $C_{Lmax} = 0.97$ erreicht. Mit der kleinsten aufgeprägten Lorentzkraft von $N = 16$ ist die saugseitige Strömung beim hier kleinsten vermessen Anstellwinkel ungleich Null, $\alpha = 18^\circ$, angelegt. Nach dem Auftriebsbeiwert zu urteilen, reißt die saugseitige Strömung bei etwa $\alpha = 24^\circ$ ab. Der Widerstandsbeiwert steigt jedoch im gesamten Bereich von $18^\circ \leq \alpha \leq 24^\circ$ steil an, so dass die Ablösung eventuell schon vorher im hinteren Profilverbereich auftritt und mit dem Anstellwinkel in Richtung Profilverkante wandert. Der maximal erreichte Auftriebsbeiwert beträgt bei $N = 16$ $C_{Lmax} = 1.91$, was einer Erhöhung um etwa 97% gegenüber $N = 0$ entspricht. Eine weitere Steigerung des Wechselwirkungsparameters resultiert wie erwartet in einer zusätzlichen Auftriebssteigerung. Beim höchsten eingestellten $N = 78$ ergibt sich ein maximaler Auftriebsbeiwert von $C_{Lmax} = 2.79$, was den Wert von $N = 0$ um 188% übersteigt.

In Abbildung 4.14 sind Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte für $Re = 1.8 \cdot 10^5$ wiedergegeben. Der kleinste eingestellte Anstellwinkel ungleich Null ist $\alpha = 18^\circ$. Bei dieser Reynoldszahl ist bei diesem Winkel die Strömung für $N = 0$ und $N = 6$ wahrscheinlich bereits abgerissen, da eine Erhöhung des Anstellwinkels sofort eine Verkleinerung des Auftriebsbeiwertes nach sich zieht. Der bei $N = 0$ gemessene maximale Auftriebsbeiwert beträgt $C_{Lmax} = 0.96$. Er wird mit einer saugseitigen Lorentzkraft von $N = 6$ auf $C_{Lmax} = 1.46$ und damit um etwa 52% gesteigert. Mit der maximal

aufgeprägten Lorentzkraft von $N = 30$ ist zu Beginn des vermessenen Winkelbereichs noch eine Steigerung des Auftriebsbeiwertes mit dem Winkel festzustellen, die saugseitige Strömung wird also zunächst noch der Profilkontur folgen. Bei $\alpha = 20^\circ$ ist mit $C_{Lmax} = 2.10$ der maximale Auftriebsbeiwert für $N = 30$ erreicht, was einer Steigerung um 119% gegenüber $N = 0$ entspricht.

Die in Abbildung 4.15 wiedergegebenen C_L - α Verläufe zeigen für alle N ein lokales Maximum für C_L , das nicht beim minimalen vermessenen Anstellwinkel liegt. Der kritische Anstellwinkel sollte also im erfassten Bereich liegen. Der hier vorgefundene kritische Anstellwinkel ist mit $\alpha = 22^\circ$ im Vergleich zu dem bei $Re = 1.1 \cdot 10^5$ für $N = 0$ gemessenen von $\alpha = 13^\circ$ relativ groß. Das lässt auf eine saugseitige Grenzschicht schließen, die vor der Stelle des endgültigen Strömungsabrisses turbulent ist. Entsprechend dem erhöhten kritischen Anstellwinkel ergibt sich auch für den maximal erreichten Auftriebskoeffizienten mit $C_{Lmax} = 1.16$ ein wesentlich höherer Wert als bei $Re = 1.1 \cdot 10^5$. Eine saugseitige Lorentzkraft ist in der Lage, den Strömungsabriss zu noch höheren Winkeln zu verschieben. Bei der maximal aufgeprägten Lorentzkraft von $N = 10$ tritt der maximale Auftriebsbeiwert $C_{Lmax} = 1.72$ bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 26^\circ$ auf. Der maximal erzielbare Auftrieb wurde damit um etwa 48% gesteigert.

Ein ähnliches Verhalten wie eben diskutiert zeigt sich auch in der für $Re = 3.7 \cdot 10^5$ zusammengestellten Abbildung 4.16. Die Grenzschicht ist vor dem endgültigen Strömungsabriss turbulent. Der hier vollständig dargestellte C_L - α Verlauf zeigt bei $\alpha = 9^\circ$ einen Knick, was auf das Vorhandensein einer laminaren Ablöseblase hindeutet. In Anbetracht des hohen Turbulenzgrads ist dieses Verhalten erstaunlich. Für $N = 0$ ergibt sich ein $C_{Lmax} = 1.21$ bei $\alpha = 22^\circ$. Mit einer Lorentzkraft von $N = 6.9$ verschiebt sich der zum maximalen Auftriebskoeffizienten $C_{Lmax} = 1.69$ gehörende Anstellwinkel auf $\alpha = 28^\circ$. Die prozentuale Steigerung des Auftriebskoeffizienten beläuft sich noch auf 40% gegenüber $N = 0$.

4.2 Beiwerte in Abhängigkeit vom Anstellwinkel

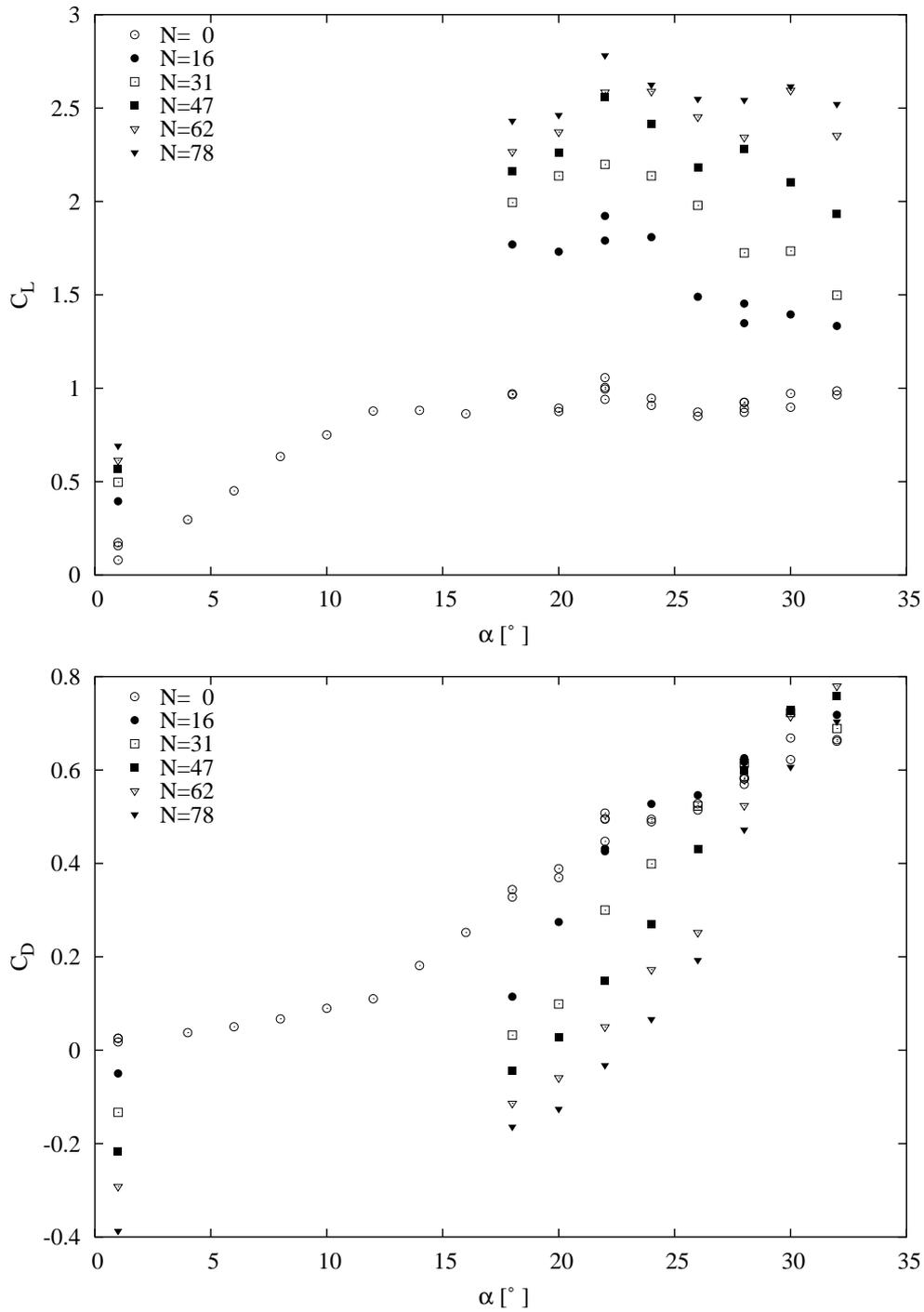


Abb. 4.13: Auftriebs- und Widerstandsbeiwert über α bei $Re = 1.1 \cdot 10^5$ für verschiedene Wechselwirkungsparameter.

4 Versuchsergebnisse zur saugseitigen Lorentzkraftwirkung

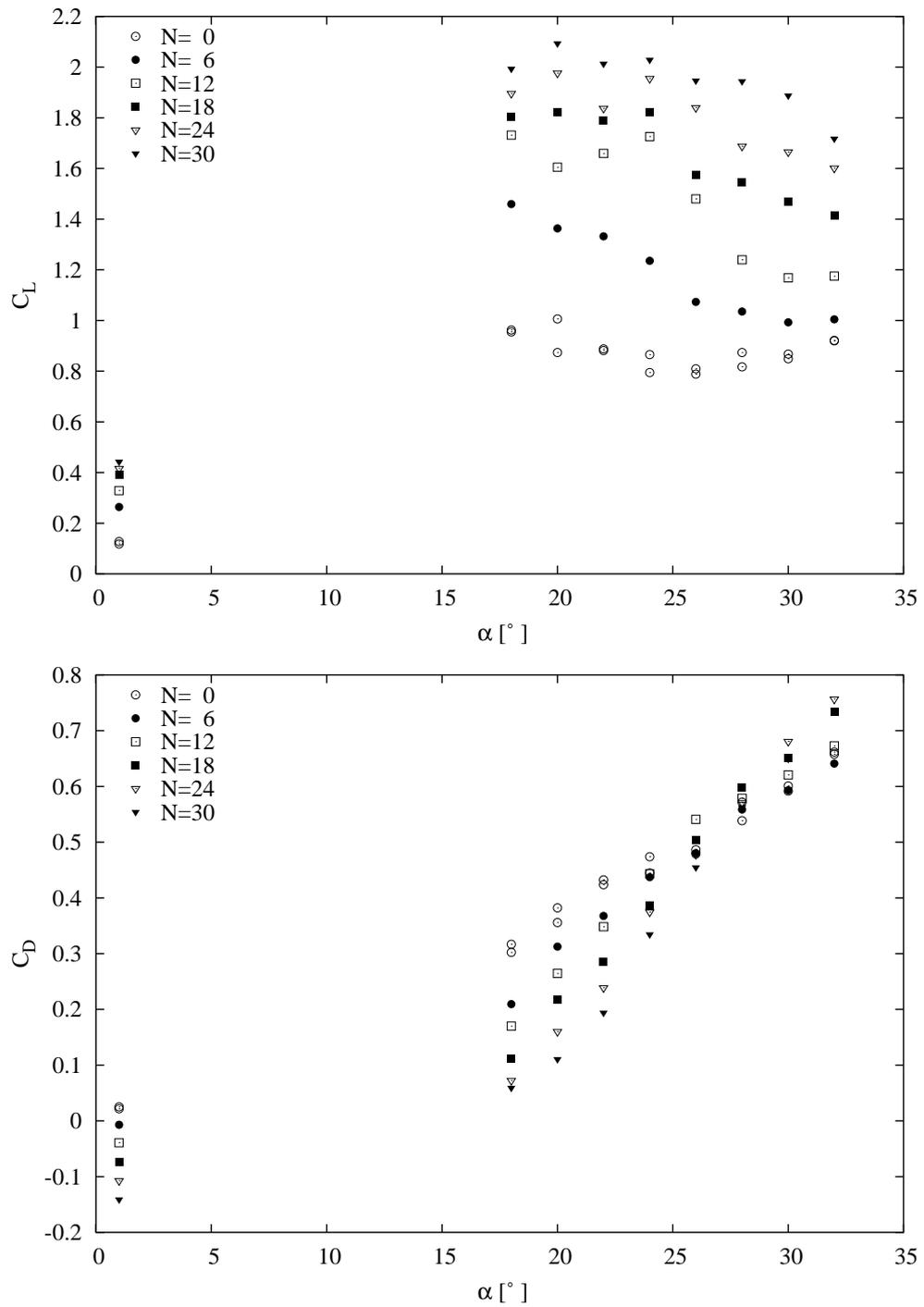


Abb. 4.14: Auftriebs- (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) über α bei $Re = 1.8 \cdot 10^5$ für verschiedene Wechselwirkungsparameter.

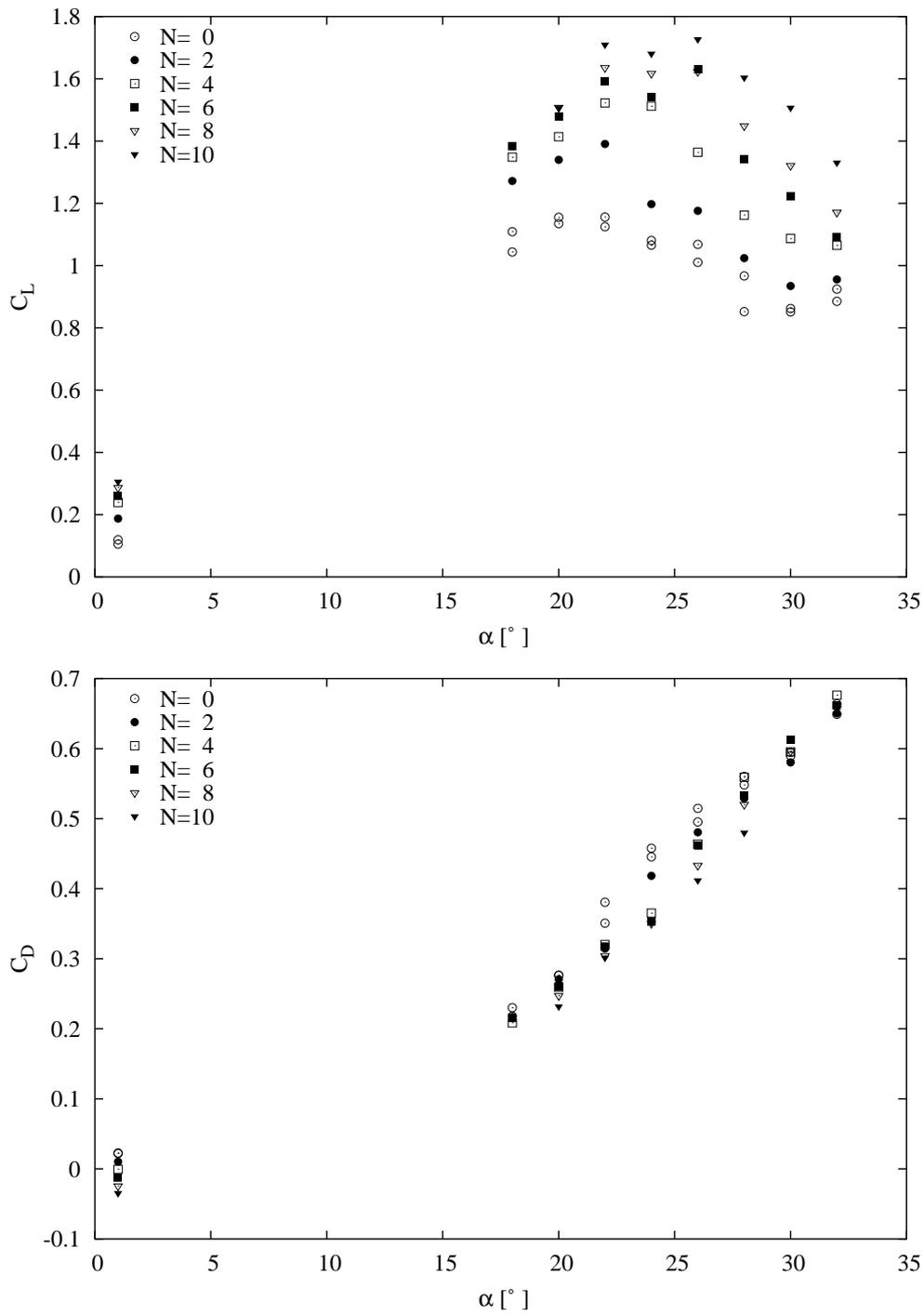


Abb. 4.15: Auftriebs- und Widerstandsbeiwert über α bei $Re = 3.0 \cdot 10^5$ für verschiedene Wechselwirkungsparameter.

4 Versuchsergebnisse zur saugseitigen Lorentzkraftwirkung

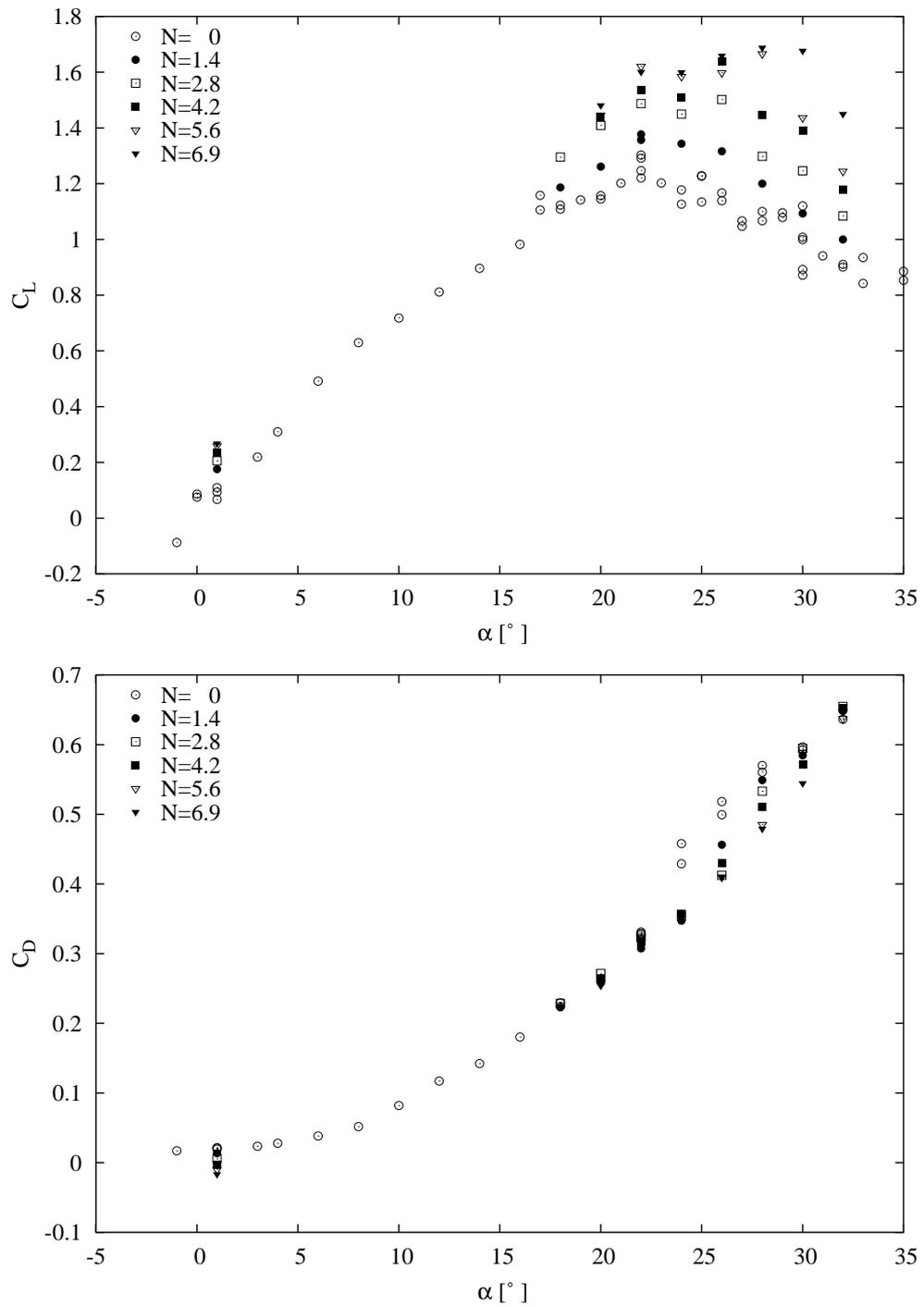


Abb. 4.16: Auftriebs- und Widerstandsbeiwert über α bei $Re = 3.7 \cdot 10^5$ für verschiedene Wechselwirkungsparameter.

4.3 Skalierung des maximal erreichbaren Auftriebs mit den die Lorentzkraft beschreibenden Parametern

Die Frage, wie der durch den Einsatz einer saugseitigen Lorentzkraft erzielbare Auftriebsgewinn skaliert, ist für mögliche praktische Anwendungen von entscheidender Bedeutung. Die hier vorgestellten Experimente sollten den Bereich der in [1] und [2] untersuchten Reynoldszahlen und Wechselwirkungsparameter zu höheren Werten hin erweitern. Damit sollte letztendlich ein Datenvorrat bereitgestellt werden, der zur Beantwortung der oben aufgeworfenen Frage herangezogen werden kann. Unter Einbeziehung sämtlicher vorhandener Messungen liegen Werte in einem Reynoldszahlbereich von $2.9 \cdot 10^4 \leq Re \leq 3.7 \cdot 10^5$ vor, bei den PTL IV Profilen zusätzlich mit und ohne Turbulatoren.

Die Auftrieb Wirkung sei im folgenden durch die Differenz ΔC_{Lmax} der bei einer Reynoldszahl mit und ohne Lorentzkraft maximal erreichten Auftriebskoeffizienten charakterisiert:

$$\Delta C_{Lmax}(N, Re) = C_{Lmax}(N, Re) - C_{Lmax}(N = 0, Re). \quad (4.16)$$

Dabei unterscheidet sich der Anstellwinkel, bei dem ohne Lorentzkraft der maximale Auftriebsbeiwert gemessen wird, in der Regel von demjenigen, bei dem unter Einfluss der Lorentzkraft der Maximalauftrieb entsteht. In der Gleichung (4.16) kann N durch Z bzw. $C_{\mu EMHD}$ ersetzt werden. ΔC_{Lmax} ist insofern keine unproblematische Größe, als das mit ihr unter Umständen qualitativ unterschiedliche Strömungsverhältnisse verglichen werden (siehe Abbildung 6.26 in [2]). Die Abbildungen 4.17 bis 4.22 zeigen ΔC_{Lmax} über Z , N und $C_{\mu EMHD}$ aufgetragen. Dabei wurde eine Darstellung des gesamten Datenbereichs mit einer ausschnittsweisen Auftragung für kleine Parameter jeweils mit linearer Achsteilung kombiniert. Ergänzend findet sich eine doppelt logarithmische Darstellung des gesamten Datenvorrats.

Wählt man als charakteristischen Parameter für die Lorentzkraft die modifizierte Hartmannzahl Z nach Gleichung (4.5), stellt sich der Datenvorrat wie in den Abbildungen 4.17 und 4.18 dar. Die Werte sind insgesamt stark gestreut. Den steilsten Anstieg von ΔC_{Lmax} weist das PTL IV mit einem Verhältnis von Elektrodenbreite zu Profiltiefe von $a/c = 0.03$ auf. Die zum NACA 0015 ($a/c = 0.015$) gehörenden Punkte lassen sich in Abhängigkeit von deren Reynoldszahl gut zu Gruppen ordnen, diese zeigen jedoch für gleiche Z stark unterschiedliche Auftriebsgewinne. Die Werte für das PTL IV mit $a/c = 0.06$ differieren untereinander in hohem Maße. Die geschilderten Trends finden sich auch in der doppelt logarithmischen Darstellung.

Trägt man die Werte über dem Wechselwirkungsparameter N nach Gleichung (4.4) auf, ergeben sich die in den Abbildungen 4.19 und 4.20 gezeigten Darstellungen. Die Werte für die beiden PTL IV Profile liegen hier näher zusammen als in den Auftragungen über Z . Die mit Profil mit $a/c = 0.03$ erreichten maximalen Auftriebsgewinne sind jedoch im Mittel bei gleichem N geringer als die mit $a/c = 0.06$ erreichten. Das

NACA 0015 mit $a/c = 0.0015$ liegt wiederum unter den zum PTL IV mit $a/c = 0.03$ gehörenden Werten. Damit lässt sich als genereller Trend ableiten, dass der Einfluss der Lorentzkraft auf den erzielbaren Maximalauftrieb mit der auf die Profiltiefe bezogenen Eindringtiefe der Kraft ins Fluid wächst.

Der elektromagnetohydrodynamische Impuls-koeffizient nach Gleichung (4.6) bewertet den ins Fluid übertragenen Gesamtimpuls. Durch die Bezugslänge a wird der bei N beobachteten Separierung der Kurven für unterschiedliche a/c entgegengewirkt. Die Abbildungen 4.21 und 4.22 zeigen die Auftragung von ΔC_{Lmax} über $C_{\mu EMHD}$. Die Werte zeigen in diesen Darstellung bis auf einige Ausreißer die geringste Streubreite. Vor allem sind für die unterschiedlichen Profile keine separaten Trends feststellbar. $C_{\mu EMHD}$ scheint deshalb von allen drei in Betracht gezogenen Parametern den Einfluss der Lorentzkraft auf den Maximalauftrieb im Reynoldszahlbereich $2.9 \cdot 10^4 \leq Re \leq 3.7 \cdot 10^5$ am besten zu beschreiben. Setzt man $\Delta C_{Lmax} = f(C_{\mu EMHD})$ als einfaches Potenzgesetz an, so ergibt sich aus einer Anpassung des gesamten Datenvorrats die folgende Gleichung:

$$\Delta C_{Lmax} = 3.0256 C_{\mu EMHD}^{0.585}. \quad (4.17)$$

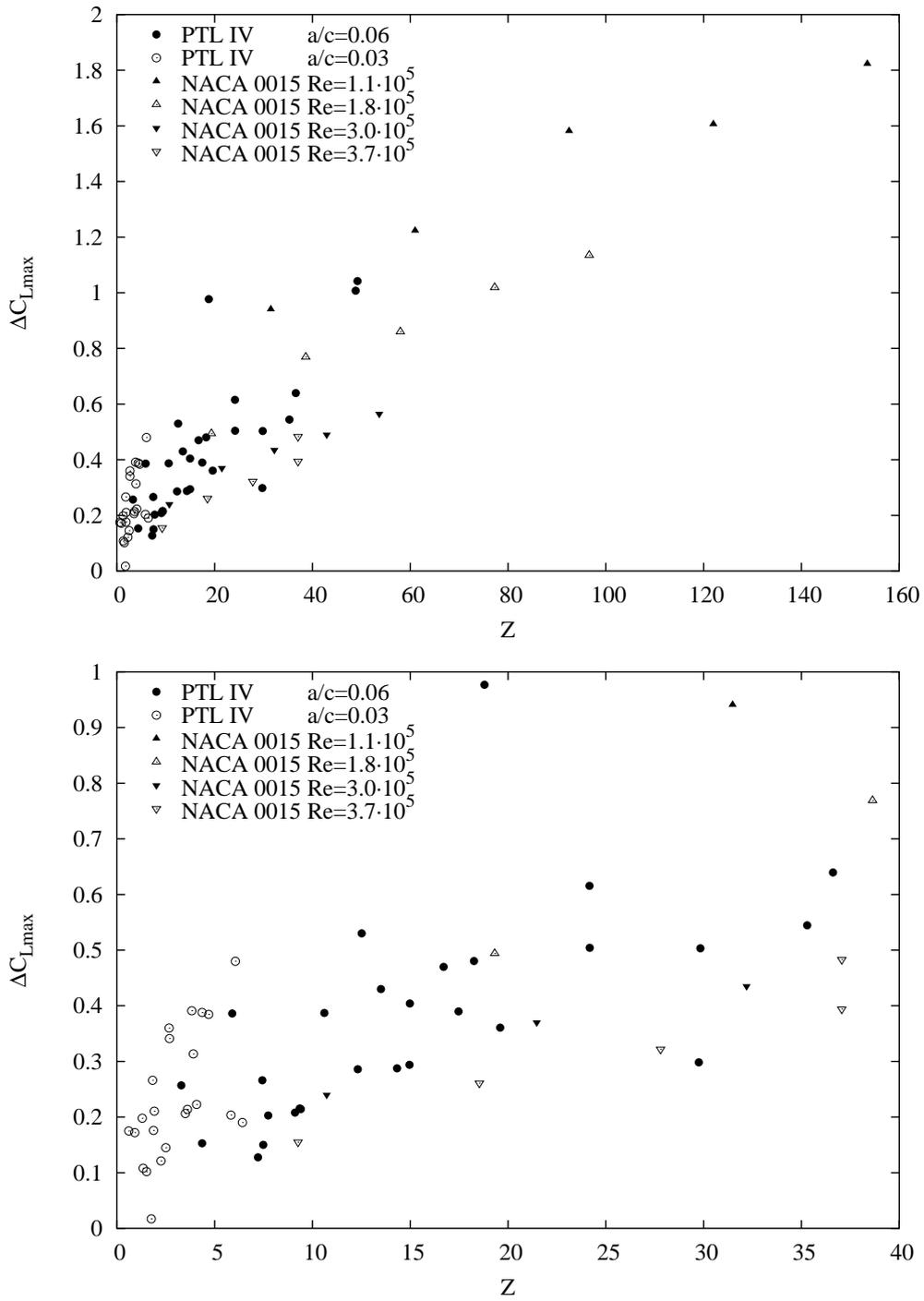


Abb. 4.17: Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit Z , einschließlich der Daten aus [1] und [2].

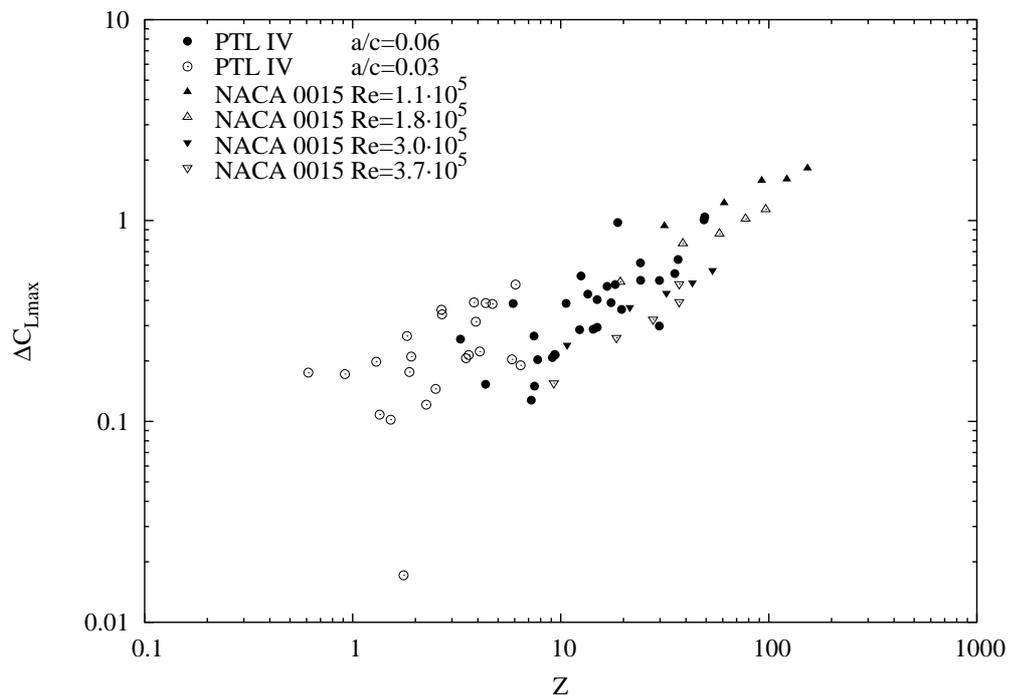


Abb. 4.18: Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit Z , einschließlich der Daten aus [1] und [2], logarithmische Auftragung.

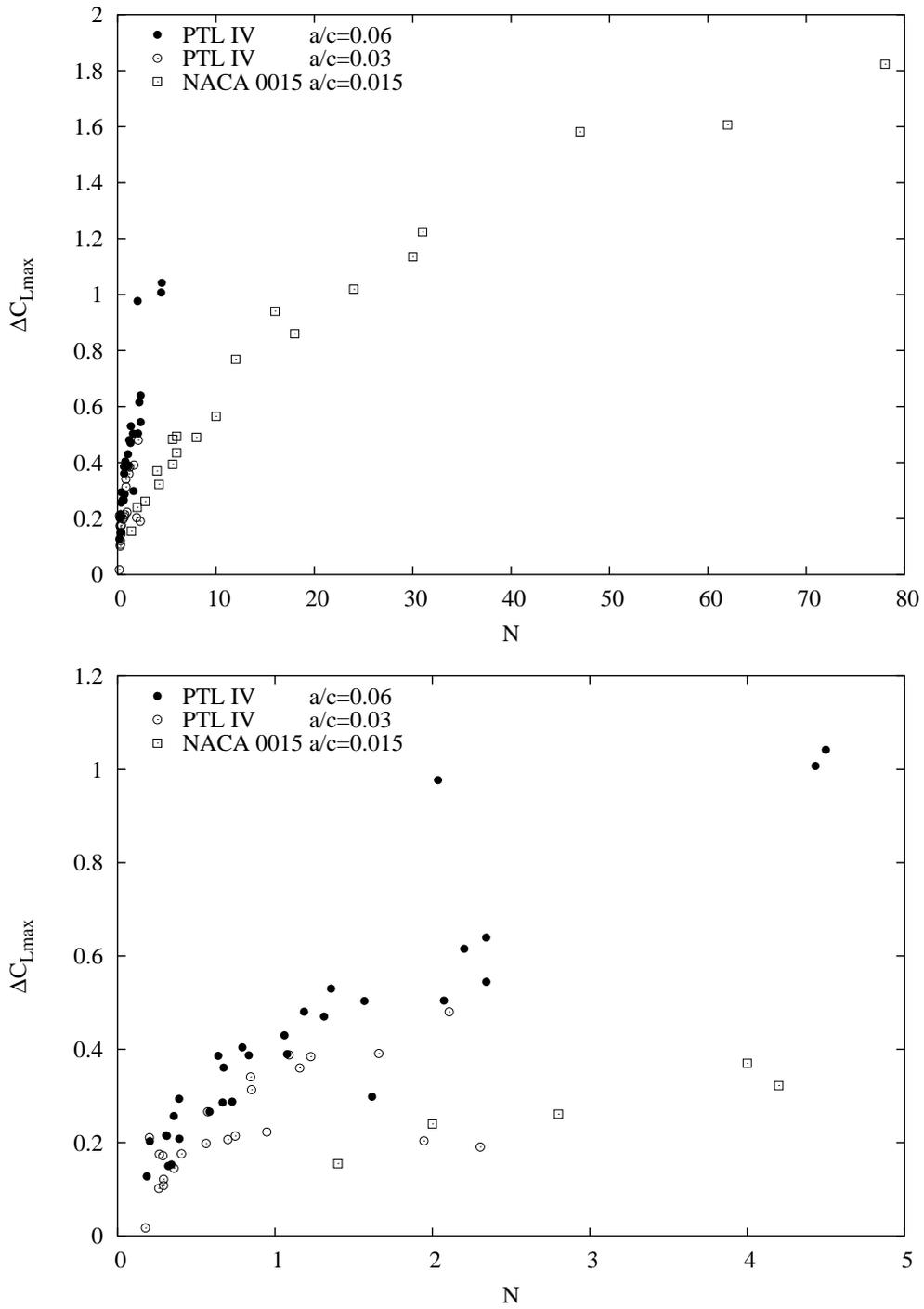


Abb. 4.19: Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit N , einschließlich der Daten aus [1] und [2].

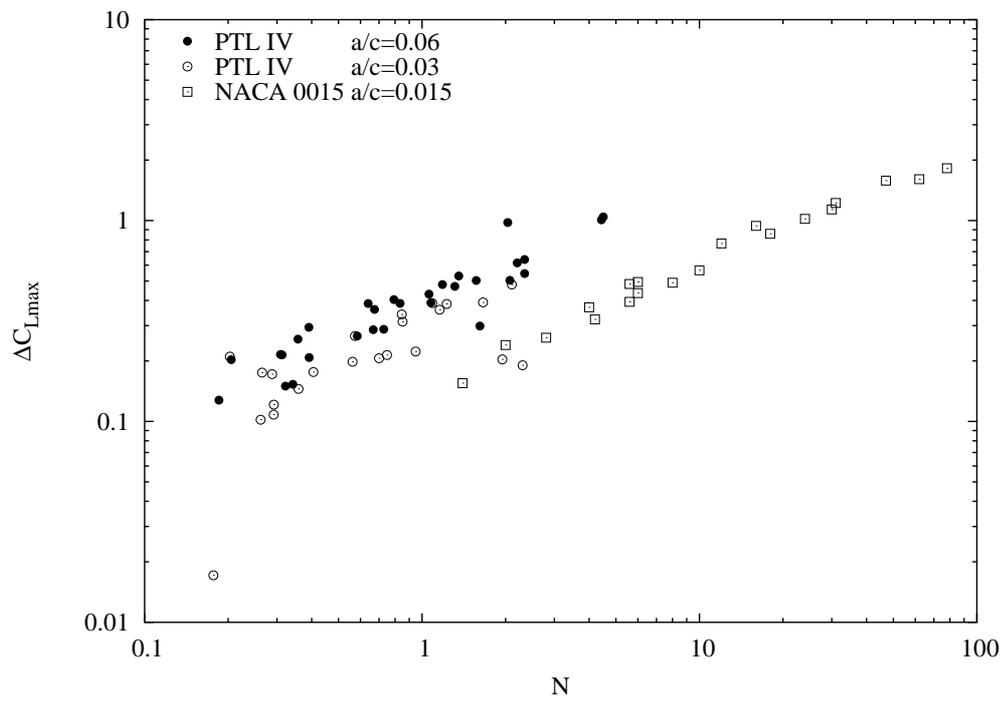


Abb. 4.20: Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit N , einschließlich der Daten aus [1] und [2], logarithmische Auftragung.

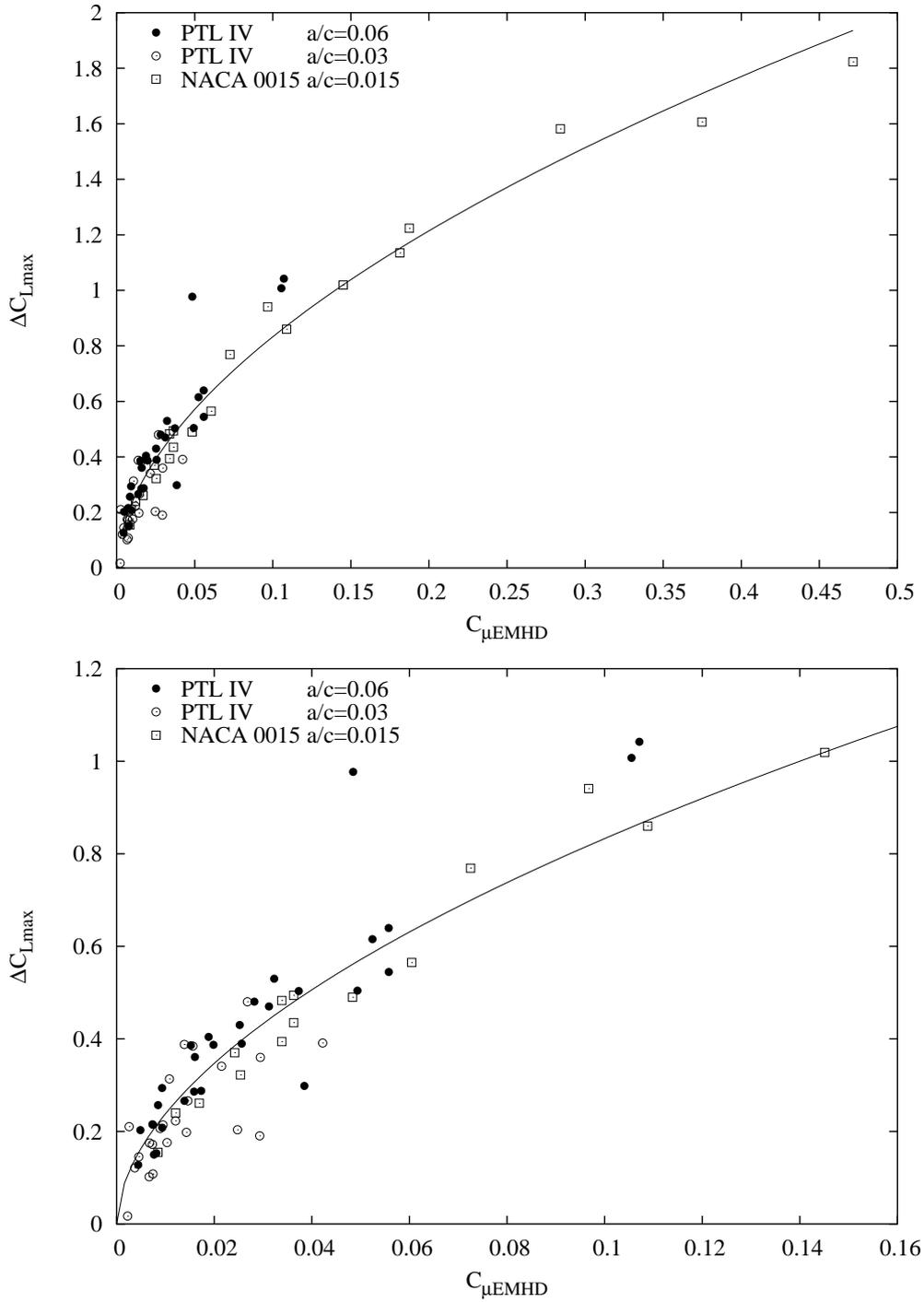


Abb. 4.21: Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit $C_{\mu EMHD}$, einschließlich der Daten aus [1] und [2]. Ausgleichskurve nach Gleichung (4.17).

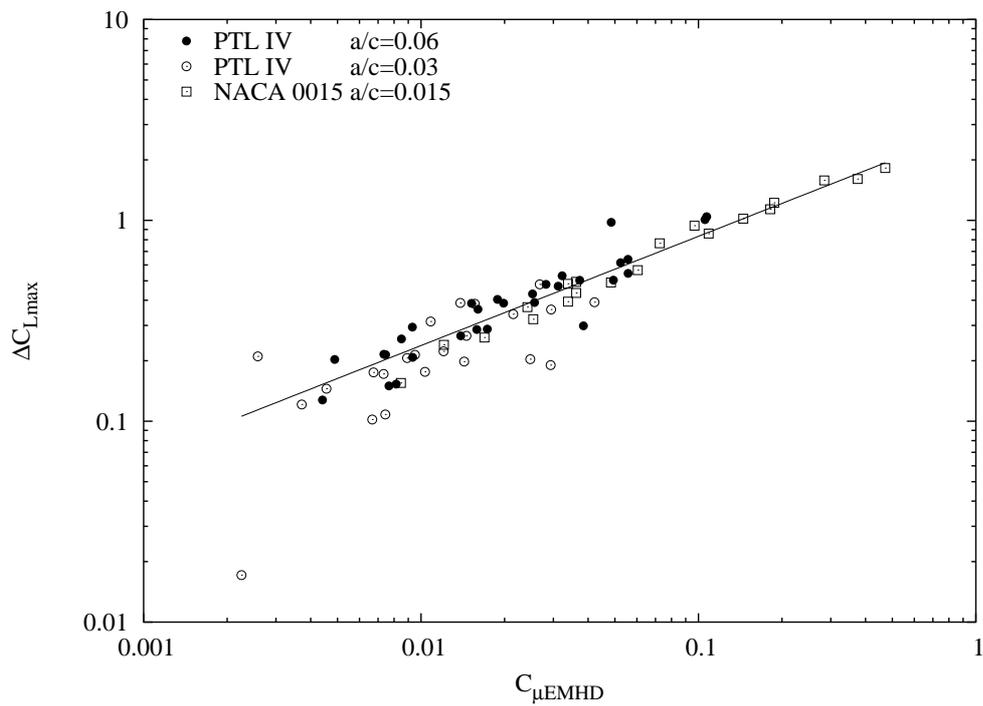


Abb. 4.22: Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit $C_{\mu EMHD}$, einschließlich der Daten aus [1] und [2], logarithmische Auftragung. Ausgleichskurve nach Gleichung (4.17).

5 Zusammenfassung

An der HSVA wurde nach den Versuchen zur elektromagnetischen Kontrolle der Umströmung zweier PTL IV Profile eine weitere Versuchsreihe mit einem NACA 0015 Profil durchgeführt. Die Versuche erlaubten durch die vierfache Profiltiefe des NACA 0015 eine Ausdehnung des untersuchten Reynoldszahlbereiches bis auf $3.7 \cdot 10^5$. Außerdem wurde das Verhältnis von Eindringtiefe der Kraft zu Profiltiefe gegenüber den vorherigen Profilen nochmals verkleinert, um bessere Einsicht über den Einfluss dieser Größe auf den erzielbaren Auftriebsgewinn zu erlangen.

Die Messungen lassen es zu, den bei einem parallel angeströmten Profil durch eine asymmetrisch eingebrachte Lorentzkraft erzielbaren Auftriebsgewinn in einen formelmäßigen Zusammenhang zum Wechselwirkungsparameter zu setzen. Die Beziehung zeigt eine Proportionalität des Auftriebsbeiwertes zur Quadratwurzel des die Lorentzkraft beschreibenden Parameters. Eine vergleichbare Abhängigkeit wurde bereits für die Zirkulationserhöhung durch asymmetrisches Ausblasen gefunden.

Zusammen mit den aus den vorherigen Versuchsreihen vorhandenen Werten verdichten sich die Hinweise darauf, dass der geeignete Parameter zur Beschreibung des Lorentzkrafteinflusses auf den maximalen Auftriebsgewinn der elektromagnetohydrodynamische Impulskoeffizient ist. Er erlaubt die Darstellung der gesamten Datenmenge mit der geringsten Streuung. Damit bestätigt sich die bereits bei Ausblasversuchen gewonnene Erkenntnis, dass für den Einfluss der Lorentzkraft auf die Ablösungsunterdrückung der eingetragene Gesamtimpuls ausschlaggebend ist.

Literaturverzeichnis

- [1] WEIER, T., FEY, U., MUTSCHKE, G., GERBETH, G., LAMMERS, G., HOFFMANN, L., JENSEN, G., LIELAUSIS, O. und PLATACIS, E.: *Elektromagnetisches Hochleistungsruder*. Technischer Bericht FZ Rossendorf, 1999.
- [2] WEIER, T., FEY, U., GERBETH, G., LAMMERS, G., HOFFMANN, L., JENSEN, G., LIELAUSIS, O. und PLATACIS, E.: *Elektromagnetisches Hochleistungsruder II*. Technischer Bericht FZ Rossendorf, 2001.
- [3] BRIX, J.E.: *Manoeuvring technical manual*. Seehafen-Verlag, Hamburg, 1993.
- [4] JACOBS, E.N.: *Tests of six symmetrical airfoils in the variable density wind tunnel*. Technischer Bericht NACA-TN-385, NACA, 1931.
- [5] JACOBS, E.N. und I.H. ABBOTT: *Airfoil section characteristics as affected by variations of the Reynolds number*. Technischer Bericht NACA-Report-586, NACA, 1937.
- [6] JACOBS, E.N. und I.H. ABBOTT: *Airfoil section data obtained in the NACA variable-density tunnel as affected by support interference and other corrections*. Technischer Bericht NACA-Report-669, NACA, 1939.
- [7] GRAHAM, D.J., G.E. NITZBERG und R.N. OLSON: *A systematic investigation of pressure distributions at high speeds over five representative NACA low-drag and conventional airfoil sections*. Technischer Bericht NACA-Report-832, NACA, 1945.
- [8] ABBOTT, I.H. und A.E. VON DOENHOFF: *Theory of Wing sections*. Dover, New York, 1959.
- [9] RAE, W.H. JR. und A. POPE: *Low-Speed Wind Tunnel Testing*. John Wiley & Sons, New York, 1984.
- [10] POPE, A.: *Wind Tunnel Testing*. John Wiley & Sons, New York, 1954.
- [11] BRUUN, H.H.: *Hot-Wire Anemometry: Principles and signal analysis*. Oxford University Press, Oxford, 1995.
- [12] ECKELMANN, HELMUT: *Einführung in die Strömungsmesstechnik*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1997.

Gerd Mutschke
MHD-Abteilung
Forschungszentrum Rossendorf

**Verbundprojekt: Kontrolle der Nichtlinearen Dynamik von
Strömungsgrenzschichten durch elektromagnetische Kräfte – Teilvorhaben:
Numerik und Testkörperbau – VKZ: 13N7722/6**

Arbeitsbericht
zu den Teilaufgaben *Theorie und Numerik*
Berichtszeitraum: Kalenderjahr 2000

1 Einleitung

Zentrales Ziel der Teilaufgaben *Theorie und Numerik* ist die Ausführung von numerischen Simulationen zur turbulenten Umströmung von Tragflächen und Rudern unter der Anwendung von Turbulenzmodellierungen. Diese Untersuchungen sollen die experimentellen Untersuchungen begleiten und mögliche Optimierungspotentiale hinsichtlich des effektiven Einsatzes einer wandnahen Lorentzkraft erschließen.

Aus diesem Grund wurde sich im Berichtszeitraum auf die Simulation der turbulenten Tragflügelumströmung konzentriert. Die numerischen Untersuchungen erfolgen hierbei in engem Kontakt und Erfahrungsaustausch mit der Numerik-Abteilung an der HSVA Hamburg.

2 Geometrie der Teststrecke und Rudermodelle

Da der Hauptteil der experimentellen Untersuchungen am Umlaufkanal im FZR durchgeführt wird, wurde für die ersten numerischen Untersuchungen die Geometrie dieser Meßstrecke zugrunde gelegt. Denn es ist anzunehmen, daß Details wie das Aspektverhältnis des Kanals (– >Blockingeffekt) sowie die Qualitätsparameter der Anströmung (Profil, Turbulenzgrad) die Umströmung wesentlich beeinflussen werden (Abrißpunkt; Länge der Rezirkulationsblase). Hinzu kommt, daß zuletztgenannte Einströmbedingungen gerade bei Simulationen mit Turbulenzmodellierung wesentlichen Einfluß auf das numerische Ergebnis haben werden.

Andererseits können mit den so gewonnenen Erfahrungen die geplanten Rudermessungen an der HSVA ebenfalls rasch numerisch durchgerechnet werden.

Erste Experimente am PTL4-Ruder im turbulenten Strömungsregime werden demnächst im FZR bei einem Anstellwinkel von 18° und einer Reynoldszahl von $Re_L = 0.8 \cdot 10^6$ durchgeführt. Die Geometrie der Meßstrecke mit eingebautem Ruder ist in Abbildung 1 zu sehen.

Hierbei beträgt die Ruderlänge $L = 158.1\text{mm}$. Das charakteristische Polynom des PTL4-

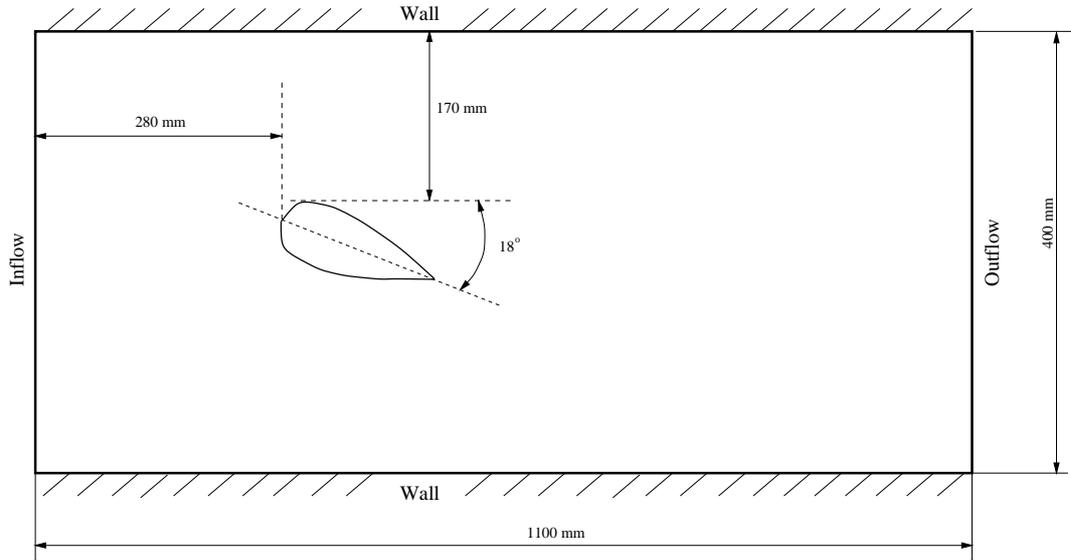


Abbildung 1: Geometrie der Meßstrecke mit eingebautem Ruder am FZR-Kanal

Ruderprofils (bezogen auf eine Länge von eins) lautet:

$$f(x) = d \cdot (a_1\sqrt{x} + a_2x + a_3x^2 + a_4x^3 + a_5x^4) \quad (1)$$

mit

$$a_1 = 1.26854 \quad a_2 = -0.292071 \quad (2)$$

$$a_3 = -1.34964 \quad a_4 = 0.478002 \quad (3)$$

$$a_5 = -0.104831 \quad (4)$$

und

$$L = 158.1\text{ mm}, \quad D = 26.5\text{ mm}, \quad d = D/L. \quad (5)$$

Das PTL4-Profil ist dem eines NACA-0017 sehr ähnlich, vorn ist es jedoch etwas schmaler und hinten etwas fülliger.

2.1 Details der Lorentzkraft

Vom PTL-4 Ruder existieren zwei Exemplare mit geringfügig unterschiedlicher Elektroden-Magnetkonfiguration. Diese unterscheiden sich in Bezug auf Eindringtiefe und Elektrodenlage. Hierbei ist die Ruderform aber identisch. Die Implementierung der *bodyforce* erfolgt in FIDAP über ein Unterprogramm; o.g. Konfigurationsunterschiede zwischen dem FZR-Ruder und dem Rigaer Ruder können somit leicht realisiert werden. Für die ersten Experimente am FZR wird das FZR-Ruder zur Verfügung stehen. Die Geometriedetails sind:

	Riga-Ruder	FZR-Ruder
L[mm]	158.1	158.1
a[mm]	10	5
B_0 [T]	0.4	0.2
x_a [mm]	11.7	6.3
x_e [mm]	130.7	133.5
H[mm]	360	345

Hierbei ist L die Ruderlänge, x_a und x_e sind Anfang und Ende der Magnet-/Elektrodenabdeckung (x-Koordinaten), und B_0 ist die mittlere magnetische Flußdichte an der Magnetoberfläche in Normalenrichtung. H ist die Spannweite des Ruders.

Die gemittelte Lorentzkraft

$$f_L = \frac{\pi}{8} j_0 B_0 e^{-\pi \frac{y}{a}} \quad (6)$$

wirkt oberflächenparallel an der Saugseite des angestellten Ruders im aktiven Bereich $x_a \leq x \leq x_e$; die Amplitude nimmt exponentiell mit dem Normalenabstand zur Ruderoberfläche y ab. j_0 ist hierbei die mittlere Stromdichte an der Oberfläche.

3 Gittererzeugung für FIDAP

Die Simulation der turbulenten Tragflügelumströmung erfolgt im FZR mit Hilfe des kommerziellen Codes FIDAP der Firma *Fluent Inc.* Da die grafische Nutzeroberfläche von FIDAP

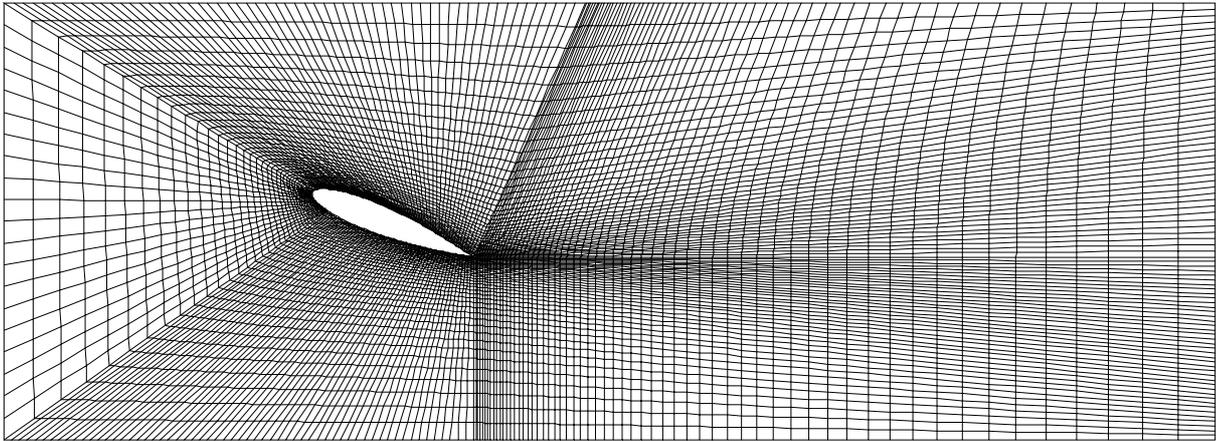


Abbildung 2: Gitter für $k - \epsilon$ Modellierung bei $\alpha = 22^\circ$

zur Gittererzeugung relativ unflexibel ist, wurde ein eigenes Programm erstellt, welches bequem über Parameter gesteuert werden kann und Input-Files für FIDAP erzeugt. Hiermit ist die Variation der Kanalgeometrie, des Anstellwinkels und auch der Dichteverteilung der Elemente sehr einfach möglich. Gerade letzteres ist wichtig für Vergleichsrechnungen mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen im Fall ohne Lorentzkraft, da bei der $k - \omega$ Modellierung keine Wandelemente/-funktionen verwendet werden und somit die viskose Unterschicht ($y^+ \leq 5$) durch das Gitter aufgelöst werden muß. Beachtet werden muß, daß dies dann auch

für die Kanalwände gilt, was den Speicherplatzbedarf der Simulationen mit $k - \omega$ Modellierung merklich ansteigen läßt.

Bild 2 zeigt ein Beispiel für ein erzeugtes Gitter aus etwa 10 000 Elementen für die $k - \epsilon$ Modellierung der PTL-4 Umströmung bei einem Anstellwinkel von 22° .

Als Randbedingung für die Simulationen wird an der Einströmseite $u = 1$ sowie eine geeignete Randbedingung für die turbulenten Größen k , ϵ bzw. ω verwendet ($- >$ Turbulenzgrad im Kanal). Am Ausströmrand gelten Standard-Ausfluß-Bedingungen. Eventuell kann das Rechengebiet im Nachlauf später weiter vergrößert werden, um mögliche Reflexionen zu vermeiden bzw. auszuschließen. An den Wänden gilt die no-slip Bedingung für die mittlere Geschwindigkeit; für die turbulenten Größen ergeben sich in FIDAP die Randbedingungen automatisch in Abhängigkeit vom gewählten Modell.

4 Stand der Numerik: Vergleichsrechnungen und Tests

Die geplanten Untersuchungen beziehen sich auf die Tragflügelumströmung im sogenannten low-Reynolds-Number Bereich unter zusätzlicher Wirkung einer wandparallelen Lorentzkraft an der Saugseite. Bereits ohne Lorentzkraft sind Vergleichsresultate zu Umströmungen an symmetrischen Tragflügelprofilen in der Literatur nur spärlich vorhanden. Aus diesem Grund wird sich hauptsächlich auf den Abgleich bzw. die Validierung auf die eigenen Experimente bezogen werden. Erste Experimente am FZR werden in den nächsten Wochen erwartet.

Ein wichtiger zusätzlicher Aspekt ist hierbei, daß die Einströmrandbedingungen der turbulenten Größen gerade beim $k - \omega$ Modell einen starken Einfluß auf die Simulationsergebnisse haben. Aus diesem Grund finden momentan Hitzdrahtmessungen der örtlichen Verteilung der Schwankungsgrößen am Einströmrand mit und ohne eingebautem Tragflügel im FZR-Kanal statt.

Als erster Schritt bei den Simulationen wurde ein qualitativer Vergleich der Umströmung am angestellten PTL4-Ruder ($\alpha = 18^\circ$) in o.g. Kanalgeometrie ohne Lorentzkraft durchgeführt. Die Reynoldszahl bezogen auf die Ruderlänge betrug hierbei $Re = 800000$, was experimentell etwa 5 m/s Strömungsgeschwindigkeit im Kanal entspricht. Hierbei ergab sich weitestgehende qualitative Übereinstimmung zwischen den an der HSVA erzielten Resultaten und den Resultaten am FZR. Als Turbulenzmodell wurde zunächst das von Chen und Kim erweiterte $k - \epsilon$ Modell verwendet, welches gegenüber dem Standard- $k - \epsilon$ Modell verbesserte Resultate bei rezirkulierenden Strömungen erzielt. Wie *erwartet*, reißt die Grenzschicht etwa im ersten Drittel des Tragflügels ab – eine solche Konfiguration ist ideal für den späteren Einsatz der wandparallelen Lorentzkraft. Ein erster Test einer wandparallelen body-force verlief erfolgversprechend und führte zu einer Verschiebung des Ablösepunktes und zu verringerter Rezirkulation, woraus letztendlich ein erhöhter Auftrieb resultiert. Weitere quantitative Details werden in den nächsten Wochen untersucht, sobald vom Experiment Turbulenzintensitäten am Einströmrand vorliegen.

Im Unterschied zu den an der HSVA erfolgten Rechnungen konnte mittels FIDAP am FZR eine stationäre Lösung gefunden werden. Ein typisches Bild der Umströmung am angestellten PTL4 ist in Abbildung 3 zu sehen. Hierbei beträgt der Anstellwinkel 22° , wodurch der Strömungsabriß im Vergleich zum o.g. Anstellwinkel von 18° noch etwas eher erfolgt. Dar-

gestellt sind die Stromlinien der mittleren (stationären) Umströmung; die Stromlinie $\Psi = 0$ gibt ein gutes Maß für die mittlere Länge der Rezirkulationsblase.

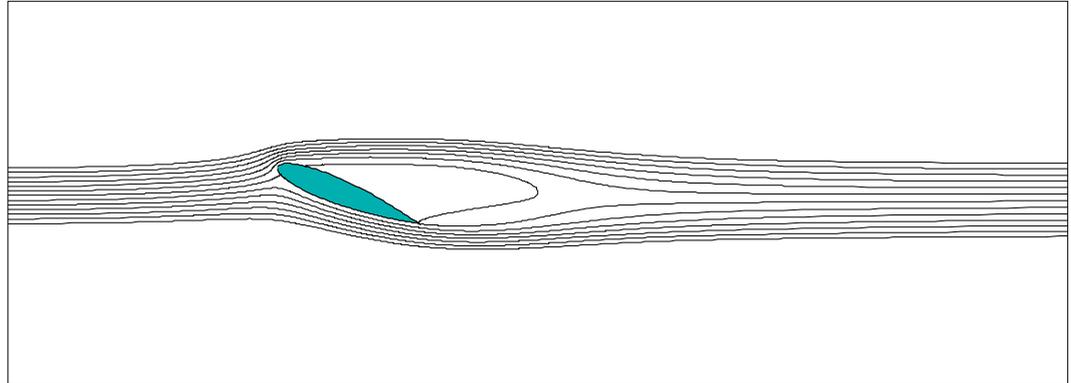


Abbildung 3: PTL4: $\alpha = 22^\circ$, $Re=800000$; extended $k - \epsilon$ model

5 Ausblick

Die notwendigen Subroutinen zur Implementierung der Lorentzkraft sind erstellt, auch die notwendigen Werkzeuge zur nachträglichen Ermittlung von Lift, Drag, Abrißpunkt und weiteren Details der Umströmung stehen inzwischen zur Verfügung.

Erste turbulente Simulationen mit den verschiedenen Modifikationen des $k - \epsilon$ Modells ergaben am angestellten PTL4-Ruder qualitative Übereinstimmung mit den an der HSVA erzielten Resultaten. Wegen der Sensitivität der Umströmung bezüglich der turbulenten Einströmrandbedingung erfolgen momentan ausführlichere quantitative Vergleiche mit der HSVA *und* dem Experiment im FZR unter Nutzung der experimentellen Daten des Profils der Turbulenzintensität am Einströmrand der Teststrecke.

Bei der $k - \omega$ Modellierung konnte bis jetzt für eine ablösende Tragflügelumströmung noch keine stationäre Lösung gefunden werden. Hierzu ist ein ausführlicher Erfahrungsaustausch mit der HSVA und auch mit der Firma Fluent im Gange. Weitere Tests untersuchen die relativ starke Sensitivität des $k - \omega$ -Modells von den Einströmrandbedingungen, welche auch in der Literatur bekannt ist. Hierzu muß bemerkt werden, daß die in FIDAP implementierte Version des $k - \omega$ Modells (siehe Anhang) für seine Sensitivität bzgl. der Freestream-Werte von ω bekannt ist und spätere Versionen des Modells diesbezüglich zu wesentlichen Verbesserungen geführt haben [3]. Beispiele aus der Literatur zu numerischen Strömungssimulationen für Tragflügelumströmungen mit $k - \omega$ Modellierung sind bisher nicht bekannt. Hier ist also zunächst einmal Validierung der Numerik ($k - \omega$) am Experiment oder anderen Turbulenzmodellen für den Fall der Umströmung ohne Lorentzkraft zwingend notwendig. Offen ist abschließend ebenfalls noch die generelle quantitative Abschätzung möglicher Fehlerquellen (Rauigkeit, Transition am Tragflügel etc.) in ihren Auswirkungen auf die numerischen Resultate.

6 Anhang – Das low-Reynolds $k - \omega$ Modell von Wilcox in FIDAP

Neben dem Modell der Mischungsweglänge (Null-Gleichungs-Modell) stehen in FIDAP mehrere Zweigleichungsmodelle zur Verfügung. Dies sind verschiedene Versionen/Erweiterungen des $k - \epsilon$ Modells (Standard; Extended (Chen et al); RNG; Anisotropic) sowie eine Version des $k - \omega$ Modells von Wilcox. Zusätzlich können diese Modelle mit verschiedenen Wirbelviskositätsrelationen (Boussinesq; Speziale; Launder) kombiniert werden [1], wobei letztere verbesserte Ergebnisse im Fall anisotroper Effekte liefern. Eingleichungsmodelle (Spalart-Alamarez etc.), die in jüngster Zeit in der Literatur ebenfalls gute Ergebnisse bei Tragflügelumströmungen erzielten, sind in FIDAP nicht implementiert.

Die Motivation für den Einsatz des "low-Reynolds $k - \omega$ Modells" resultiert einerseits aus den geplanten relativ niedrigen Reynoldszahlen und andererseits aus der Möglichkeit, ohne die Verwendung von vordefinierten Wandfunktionen die Grenzschicht direkt aufzulösen. Dies ist notwendig, da es für EBLC-Umströmungen keine angepaßten Wandfunktionen gibt; diese könnten lediglich ein Ergebnis der Simulationen bzw. der experimentellen Untersuchungen sein.

Im folgenden ist die FIDAP implementierte Version des $k - \omega$ Modells kurz vorgestellt. Grundgedanke ist, daß die turbulenten Längen- und Geschwindigkeitsskalen δ_t und u_t zur turbulenten kinetischen Energie k und zu einer charakteristischen turbulenten Frequenz ω zueinander im Zusammenhang stehen. Aus eine Dimensionsanalyse folgt

$$u_t \sim \sqrt{k}; \quad \delta_t \sim \frac{\sqrt{k}}{\omega}. \quad (7)$$

Weiter gilt

$$\epsilon = \omega \cdot k \quad (8)$$

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k}{\omega} \quad (9)$$

Die Transport-Gleichungen für k und ω ergeben sich für auftriebsfreie Strömungen [1] zu:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_j k_{,j} = \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) k_{,j} \right]_{,j} + G - \rho \omega k \quad (10)$$

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho u_j \omega_{,j} = \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \omega_{,j} \right]_{,j} + C_1 \frac{\omega}{k} G - C_2 \rho \omega^2 \quad (11)$$

Hierbei gilt:

$$G = -\rho \overline{u'_i u'_j} u_{i,j} \quad (12)$$

Mit der Boussinesq-Beziehung

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = 2\mu_t s_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (13)$$

sowie dem Spannungstensor der mittleren Strömung

$$s_{ij} = \frac{u_{i,j} + u_{j,i}}{2} \quad (14)$$

ergibt sich

$$G = \mu_t (u_{i,j} + u_{j,i}) u_{i,j} \quad (15)$$

Für die empirischen Parameter gelten in FIDAP die Standardwerte

$$\sigma_k = \sigma_\epsilon = 2; C_\mu = 0.09; C_1 = 0.555; C_2 = 0.8333. \quad (16)$$

In FIDAP werden an den Wänden (Kanal; Tragflügel) automatisch die geeigneten Randbedingungen für die Schwankungsgrößen eingesetzt. Dazu muß lediglich "entity type" WALL gewählt werden.

$$k = 0; \quad \omega = \frac{6\mu}{\rho C_2 \Delta^2}. \quad (17)$$

Hierbei ist Δ der Abstand des ersten Gitterpunktes zur Wand. Die no-slip Randbedingung $\mathbf{u} = 0$ der mittleren Strömung muß zusätzlich explizit angegeben werden. Bei der Gittergenerierung ist nun darauf zu achten, daß die viskose Unterschicht der Grenzschicht auch wirklich aufgelöst wird ($\Delta y^+ \approx 1$). Der hieraus resultierende numerische Aufwand ist bei Reynoldszahlen von $Re \sim 10^6$ nicht unerheblich. Hinzu kommt, daß für die Tragflügelumströmung im Kanal mit $k - \omega$ Modellierung die Grenzschichten nahe den Kanalwänden ebenfalls aufgelöst werden müssen sowie als Einströmrandbedingungen für \mathbf{v} , k und ω entsprechende Profile angegeben werden müssen. Dies hat wegen der bekannten Sensitivität bezüglich der Freestream-Bedingung für ω sehr sorgfältig zu erfolgen. In der Literatur vorhandene Verbesserungen zum ursprünglichen Modell (Menter, Wilcox) [3], die diese Sensitivität gegenüber den Einströmrandbedingungen verringern, könnten, falls erforderlich, manuell eingearbeitet werden.

Literatur

- [1] FIDAP 8 Documentation; Fluent Inc., Lebanon, NH, USA, 1998
- [2] H. Schlichting, K. Gersten, Grenzschicht-Theorie, 9.Auflage; Springer, Berlin, 1987.
- [3] David C. Wilcox, Turbulence Modelling for CFD; Second Edition; DCW Industries, La Canada, CA, USA, 2000.

Gerd Mutschke
 MHD-Abteilung
 Forschungszentrum Rossendorf

**Verbundprojekt: Kontrolle der Nichtlinearen Dynamik von
 Strömungsgrenzschichten durch elektromagnetische Kräfte – Teilvorhaben:
 Numerik und Testkörperbau – VKZ: 13N7722/6**

ARBEITSBERICHT

zu den Teilaufgaben *Theorie und Numerik*

BERICHTSZEITRAUM: KALENDERJAHR 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Turbulenzmodellierung	2
2.1	Das $k\text{-}\omega$ Modell in FIDAP	3
2.2	Lorentzkraft und Wandfunktionen	4
2.3	Das $k\text{-}\epsilon$ Modell nach Chen und Kim	6
3	Implementierung	6
3.1	Geometrie der Teststrecke im FZR, Rudermodelle	6
3.2	Details der Lorentzkraft	8
3.3	Gittererzeugung und Randbedingungen	8
4	Tests und Validierung	9
4.1	Backward-Facing-Step	9
4.2	Vergleichsrechnungen PTL-4	10
4.3	Vergleichsrechnungen NACA-0015	12
4.4	Zusammenfassung	12
5	Resultate	14
5.1	PTL-4	15
5.2	NACA-0015	17
5.3	Skalenverhalten	18
6	Zusammenfassung und Ausblick	21

1 Einleitung

Die Hauptaufgabe des Projektes besteht in der Beantwortung der Frage, wie die im laminaren Strömungsregime eindrucksvoll gezeigte Auftriebsverbesserung an Tragflügeln mittels elektromagnetischer Grenzschichtkontrolle im turbulenten Bereich (Anwendungen im Schiffsbau) skaliert. Eine solche Untersuchung ist notwendig, da es wesentliche Unterschiede zwischen laminaren und turbulenten Grenzschichten gibt und eine einfache Extrapolation der laminaren Ergebnisse deshalb nicht angebracht erscheint.

Zentrales Ziel der Teilaufgaben *Theorie und Numerik* ist deshalb die Ausführung von numerischen Simulationen zur turbulenten Umströmung von Tragflächen und Rudern. Diese Untersuchungen sollen die Experimente begleiten und mögliche Optimierungspotentiale hinsichtlich des effektiven Einsatzes einer wandnahen Lorentzkraft erschließen. Die numerischen Untersuchungen erfolgten in engem Kontakt und Erfahrungsaustausch mit der Numerik-Abteilung an der HSVA Hamburg.

Die Lorentzkraft wird hierbei als zeitunabhängig, zwei-dimensional und wandparallel angenommen, $f_L \sim e^{\frac{\pi}{a}y}$. Da die Lorentzkraft in die Strömung und teilweise, je nach Reichweite a der Kraft, auch in untere Grenzschichtbereiche Impuls einträgt, können sich wesentliche Änderungen der wandnahen Strömungsverhältnisse ergeben. Dies kann Einfluss auf die Gültigkeit existierender Turbulenzmodelle haben, auf die man bei den Simulationen zunächst angewiesen ist. Jedoch ist das Erstellen eigener, angepaßter Modellierungen nur in einer größeren Zeitskala möglich und setzt eine detaillierte experimentelle (z.B. LDA-Messungen) und theoretische Analyse (Anisotropie der Fluktuationen) der wandnahen Strömung mit Lorentzkraft voraus.

Aus diesem Grund wurde sich im Berichtszeitraum auf die Simulation der turbulenten Tragflügelumströmung mit Hilfe existierender Turbulenzmodellierungen konzentriert.

2 Turbulenzmodellierung

In der Literatur findet man zur Simulation von Tragflügelumströmungen verschiedenste Turbulenzmodelle. Im folgenden sind einige Modelle (teilweise in FIDAP implementiert) mit aufsteigender Komplexität aufgeführt.

Das Modell der Mischungsweglänge (Null-Gleichungs-Modell) ist für ablösende Strömungen zu ungenau. Für Tragflügelumströmungen gut geeignet ist ein spezielles Eingleichungsmodell nach Spalart und Alamarez (siehe Ref. in [4]). Jedoch kommt es hier trotz relativer Einfachheit in starkem Maße auf die richtige Wahl der Modellkonstanten an - deshalb entfiel dieses für den noch weitgehend unerforschten EMHD-Fall.

Nach der nach oben offenen Schwierigkeitsskala folgen nun alle Zweigleichungsmodellierungen der k - ϵ und k - ω Modell-Familien. Hierzu zählen die in FIDAP implementierten Versionen "Standard", "Extended" (Chen et al), "RNG" und "Anisotropic" des k - ϵ Modells sowie eine Version des k - ω Modells von Wilcox. Zusätzlich können diese Modelle mit verschiedenen Wirbelviskositätsrelationen (Boussinesq; Speziale; Launder) kombiniert werden [1], wobei letztere verbesserte Ergebnisse im Fall anisotroper Effekte liefern.

Hier ist der weitere Übergang nun fließend zu algebraischen Reynolds-Stress-Modellen [6], differentiellen Reynolds-Stress-Modellen und auch Large-Eddy-Modellierungen.

2.1 Das k - ω Modell in FIDAP

Je nach Reichweite der Lorentzkraft und lokaler Reynoldszahl beeinflusst die Lorentzkraft die wandnahe Strömung bzw. die Grenzschicht. Aus diesem Grund schien zunächst die Wahl einer Turbulenzmodellierung attraktiv, in welcher die Grenzschicht (low-Reynolds-region) direkt numerisch aufgelöst wird und keine vorgegebenen Wandfunktionen eingehen.

Eine weitere Motivation für den Einsatz des "low-Reynolds $k - \omega$ Modells" resultiert aus den im Experiment geplanten relativ niedrigen Reynoldszahlen $Re \sim 10^6$, da die Transition zur Turbulenz, je nach Turbulenzgrad, erst bei ca. $Re_c \sim 5 \cdot 10^5$ und damit nach endlicher Lauflänge erfolgt.

Ein solches low-Reynolds Modell ist das k - ω Modell von Wilcox [3]. Jedoch ist in FIDAP eine frühe Version dieses Modells implementiert, welche sich im Fall offener Strömungen durch eine starke Sensitivität hinsichtlich der turbulenten Randbedingungen auszeichnet.

Weiterhin wurde bei Testrechnungen festgestellt, daß für das in der Literatur gut untersuchte Benchmark-Problem *backward-facing step* mit k - ω Modellierung die Länge der Rezirkulationsblase wesentlich unterschätzt wird.

Aus diesen Gründen wurde von der Verwendung des k - ω Modells mit FIDAP Abstand genommen. Als Ausweg böten sich verbesserte Turbulenzmodellierungen (z.B. SST) an, welche momentan in FIDAP jedoch noch nicht implementiert sind.

Im folgenden ist die FIDAP implementierte Version des $k - \omega$ Modells kurz vorgestellt. Grundgedanke ist, daß die turbulenten Längen- und Geschwindigkeitsskalen δ_t und u_t zur turbulenten kinetischen Energie k und zu einer charakteristischen turbulenten Frequenz ω zueinander im Zusammenhang stehen. Aus einer Dimensionsanalyse folgt

$$u_t \sim \sqrt{k}; \quad \delta_t \sim \frac{\sqrt{k}}{\omega}. \quad (1)$$

Weiter gilt

$$\epsilon = \omega \cdot k \quad (2)$$

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k}{\omega} \quad (3)$$

Die Transport-Gleichungen für k und ω ergeben sich für auftriebsfreie Strömungen [1] zu:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_j k_{,j} = \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) k_{,j} \right]_{,j} + G - \rho \omega k \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho u_j \omega_{,j} = \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \omega_{,j} \right]_{,j} + C_1 \frac{\omega}{k} G - C_2 \rho \omega^2 \quad (5)$$

Hierbei gilt:

$$G = -\rho \overline{u'_i u'_j} u_{i,j} \quad (6)$$

Mit der Boussinesq-Beziehung

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = 2\mu_t s_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (7)$$

sowie dem Spannungstensor der mittleren Strömung

$$s_{ij} = \frac{u_{i,j} + u_{j,i}}{2} \quad (8)$$

ergibt sich

$$G = \mu_t (u_{i,j} + u_{j,i}) u_{i,j} \quad (9)$$

Für die empirischen Parameter gelten in FIDAP die Standardwerte

$$\sigma_k = \sigma_\epsilon = 2; C_\mu = 0.09; C_1 = 0.555; C_2 = 0.8333. \quad (10)$$

In FIDAP werden an den Wänden (Kanal; Tragflügel) automatisch die geeigneten Randbedingungen für die Schwankungsgrößen eingesetzt. Dazu muß lediglich “entity type” WALL gewählt werden.

$$k = 0; \quad \omega = \frac{6\mu}{\rho C_2 \Delta^2}. \quad (11)$$

Hierbei ist Δ der Abstand des ersten Gitterpunktes zur Wand. Die no-slip Randbedingung $\mathbf{u} = 0$ der mittleren Strömung muß zusätzlich explizit angegeben werden. Bei der Gittergenerierung ist nun darauf zu achten, daß die viskose Unterschicht der Grenzschicht auch wirklich aufgelöst wird ($\Delta y^+ \approx 1$). Der hieraus resultierende numerische Aufwand ist bei Reynoldszahlen von $Re \sim 10^6$ nicht unerheblich. Hinzu kommt, daß für die Tragflügelumströmung im Kanal mit $k - \omega$ Modellierung die Grenzschichten nahe den Kanalwänden ebenfalls aufgelöst werden müssen sowie als Einströmrandbedingungen für \mathbf{v} , k und ω entsprechende Profile angegeben werden müssen. Dies hat wegen der bekannten Sensitivität bezüglich der Freestream-Bedingung für ω sehr sorgfältig zu erfolgen. In der Literatur vorhandene Verbesserungen zum ursprünglichen Modell (Menter, Wilcox) [3], die diese Sensitivität gegenüber den Einströmrandbedingungen verringern, könnten, falls erforderlich, manuell eingearbeitet werden.

2.2 Lorentzkraft und Wandfunktionen

In allen Varianten des $k - \epsilon$ Modells werden Wandfunktionen verwendet. Diese werden dann in FIDAP in speziellen Wandelementen implementiert und geben die Gestalt des Geschwindigkeitsprofils in diesen vor. Die Ableitung der konkreten Gestalt der Wandfunktionen ist auf den hydrodynamischen Fall ausgelegt, body-forces mit großen Amplituden und Gradienten können nicht widergespiegelt werden.

Die Wandelemente (siehe Abbildung 1) überstreichen die viskose Unterschicht sowie den “buffer layer”, ihre Dicke beträgt etwa $y^+ \sim 30$. Falls die Eindringtiefe der Lorentzkraft $\sim a$ wesentlich größer ist als die Dicke der viskosen Unterschicht der Grenzschicht, so kann man davon ausgehen, daß die Verwendung der hydrodynamischen Wandfunktionen trotz body-force möglich ist und weiterhin auch der Impulseintrag durch die Lorentzkraft genügend genau aufgelöst wird (siehe Abbildung 2).

Nach Schlichting [2] gilt im Bereich $10^5 < Re < 10^7$

$$\frac{\delta_{turb}}{x} \approx \frac{0.21}{\ln Re_x}, \quad (12)$$

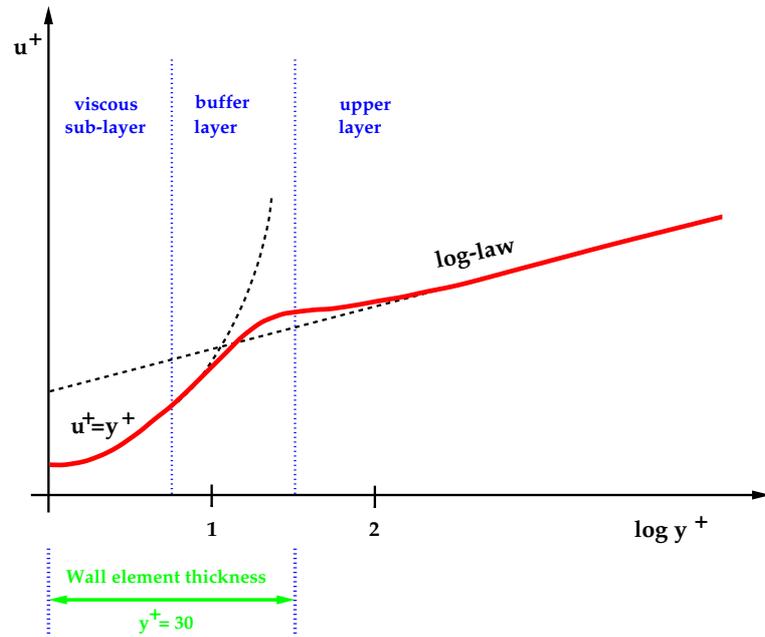


Abbildung 1: Wandgrenzschicht und Wandelemente in Turbulenzmodellen der $k - \epsilon$ Familie

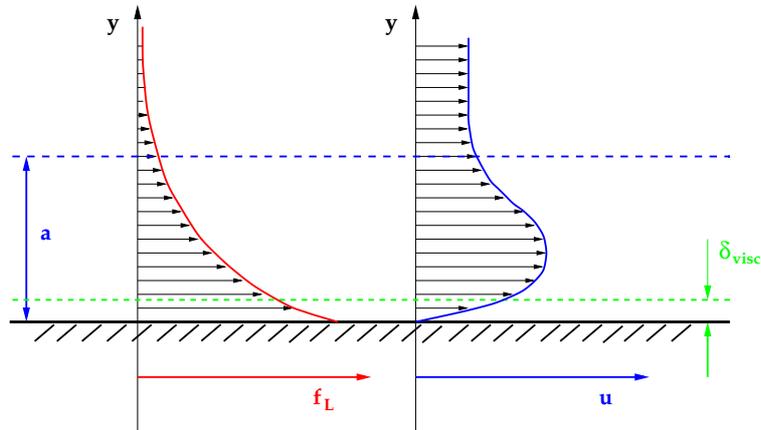


Abbildung 2: Schematischer Vergleich von Eindringtiefe der Lorentzkraft a und Dicke der viskosen Unterschicht δ_{visc} am Beispiel einer starken Lorentzkraft, die einen wandnahen Jet erzeugt.

$$\frac{\delta_{visc}}{\delta_{turb}} \approx 680 \frac{\ln^2 Re_x}{Re_x}, \quad (13)$$

$$\frac{\delta_{visc}}{x} \approx 143 \frac{\ln Re_x}{Re_x} \quad (14)$$

Typische Werte der dimensionslosen Eindringtiefe der Lorentzkraft $a^* = a/L$ für die im Experiment verwendeten Ruder sind:

$$a_1 = 10 \text{ cm}; L = 158 \text{ cm} \Rightarrow a_1^* = 0.063 \quad (15)$$

$$a_2 = 10 \text{ cm}; L = 667 \text{ cm} \Rightarrow a_2^* = 0.015 \quad (16)$$

Es gelten folgende Abschätzungen:

Re	δ_{turb}/L	δ_{visc}/L	a_1^*/δ_{visc}	a_2^*/δ_{visc}
10^6	0.0152	0.002	32	8
10^7	0.013	0.00023	274	65

Damit scheint für die hier zu betrachteten Konfigurationen die Verwendung von Wandfunktionen möglich.

2.3 Das k - ϵ Modell nach Chen und Kim

Die HSVA favorisierte von vornherein zunächst die Verwendung des nach Chen und Kim [7] erweiterten $k - \epsilon$ Modells. Gegenüber dem Standard k - ϵ Modell enthält das hier sogenannte *erweiterte* Modell eine modifizierte Gleichung für die turbulente Dissipation ϵ (Auftriebsterme weggelassen):

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \rho u_j \epsilon_{,j} = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \epsilon_{,j} \right)_{,j} + C_1 \frac{\epsilon}{k} G - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} + C_4 \frac{1}{\rho k} G^2 \quad (17)$$

Hierbei gilt:

$$\mu_t = c_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon}, \quad G = -\rho \overline{u_i' u_j'} u_{i,j} \quad (18)$$

Über den zusätzlichen Term $C_4 \frac{1}{\rho k} G^2$ wird neben der fundamentalen turbulenten Zeitskala $\frac{k}{\epsilon}$ eine zweite charakteristische Zeitskala $\rho \frac{k}{G}$ eingeführt, über welche die viskose Dissipationsrate auf Änderungen der “mean strain rate” $s_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i})$ reagiert. Für Strömungen mit Turbulenz im lokalen Gleichgewicht ($G = \rho \epsilon$) sind beide Zeitskalen identisch, ausserhalb des Gleichgewichts ($G > \rho \epsilon$) ist jedoch $\rho \frac{k}{G} < \frac{k}{\epsilon}$. Damit verhält sich das Modell bei einfachen Strömungen quasi wie ein Standard- k - ϵ -Modell, erzielt jedoch bei komplexen Strömungen (recirculation, streamline curvature, swirl) realistischere Resultate. Die in FIDAP-8 standardmäßig verwendeten Koeffizienten im Vergleich zum gewöhnlichen $k - \epsilon$ Modell sind [1]:

Koeff.	σ_k	σ_ϵ	C_1	C_2	C_μ	C_4
$k - \epsilon$	1.00	1.30	1.44	1.92	0.09	-
Chen	0.75	1.15	1.35	1.90	0.09	0.05

Im Validierungsabschnitt wird auf Ergebnisse dieser Modellierung im Vergleich zum Standardmodell eingegangen.

3 Implementierung

3.1 Geometrie der Teststrecke im FZR, Rudermodelle

Da es geplant war, den Hauptteil der experimentellen Untersuchungen am Umlaufkanal im FZR durchzuführen, wurde für die numerischen Untersuchungen zunächst die Geometrie

dieser Meßstrecke zugrunde gelegt. Denn es ist anzunehmen, daß Details wie das Aspektverhältnis des Kanals (\rightarrow Blockingeffekt) sowie die Qualitätsparameter der Anströmung (Profil, Turbulenzgrad) die Umströmung wesentlich beeinflussen werden (Abrißpunkt; Länge der Rezirkulationsblase). Hinzu kommt, daß zuletztgenannte Einströmbedingungen gerade bei Simulationen mit Turbulenzmodellierung wesentlichen Einfluß auf das numerische Ergebnis haben werden.

Andererseits können mit den so gewonnen Erfahrungen die geplanten Rudermessungen an der HSVA ebenfalls rasch numerisch durchgerechnet werden.

Erste Experimente am PTL4-Ruder im turbulenten Strömungsregime werden demnächst im FZR bei einem Anstellwinkel von 18° und einer Reynoldszahl von $Re_L = 0.8 \cdot 10^6$ durchgeführt. Die Geometrie der Meßstrecke mit eingebautem Ruder ist in Abbildung 3 zu sehen. Hierbei beträgt die Ruderlänge $L = 158.1\text{mm}$, der Drehpunkt des Ruders befindet sich

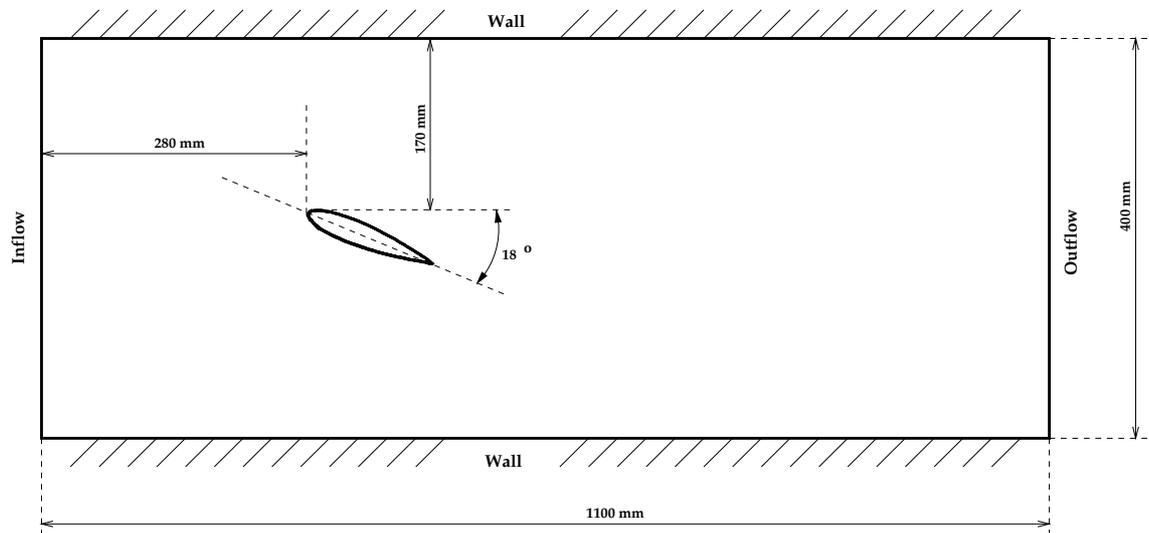


Abbildung 3: Geometrie der Meßstrecke am FZR-Kanal mit eingebautem Ruder, $\alpha = 18^\circ$

im vorderen Drittel bei $x/L = 0.3$. Das charakteristische Polynom des PTL4-Ruderprofils (bezogen auf eine Länge von eins) lautet:

$$f(x) = d \cdot (a_1 \sqrt{x} + a_2 x + a_3 x^2 + a_4 x^3 + a_5 x^4) \quad (19)$$

mit

$$a_1 = 1.26854 \quad a_2 = -0.292071 \quad (20)$$

$$a_3 = -1.34964 \quad a_4 = 0.478002 \quad (21)$$

$$a_5 = -0.104831 \quad (22)$$

und

$$L = 158.1\text{ mm}, \quad D = 26.5\text{ mm}, \quad d = D/L. \quad (23)$$

Das PTL4-Profil ist dem eines NACA-0017 sehr ähnlich, vorn ist es jedoch etwas schmalere und hinten etwas fülliger.

Weitere numerische Untersuchungen wurden an einem im Vergleich zum PTL-4 Ruder schlankeren NACA-0015 Profil durchgeführt; für die Geometrieparameter sei auf [11] verwiesen.

3.2 Details der Lorentzkraft

Vom PTL-4 Ruder existieren zwei Exemplare mit geringfügig unterschiedlicher Elektroden-Magnetkonfiguration. Diese unterscheiden sich in Bezug auf Eindringtiefe und Elektrodenlage. Hierbei ist die Ruderform aber identisch. Die Implementierung der *bodyforce* erfolgt in FIDAP über ein Unterprogramm; o.g. Konfigurationsunterschiede zwischen dem FZR-Ruder und dem Rigaer Ruder können somit leicht realisiert werden. Für die ersten Experimente am FZR wird das FZR-Ruder zur Verfügung stehen. Die Geometriedetails sind:

	Riga-Ruder	FZR-Ruder
L[mm]	158.1	158.1
a[mm]	10	5
B_0 [T]	0.4	0.2
x_a [mm]	11.7	6.3
x_e [mm]	130.7	133.5
H[mm]	360	345

Hierbei ist L die Ruderlänge, x_a und x_e sind Anfang und Ende der Magnet-/Elektrodenabdeckung (x-Koordinaten), und B_0 ist die mittlere magnetische Flußdichte an der Magnetoberfläche in Normalenrichtung. H ist die Spannweite des Ruders.

Die gemittelte Lorentzkraft

$$f_L = \frac{\pi}{8} j_0 B_0 e^{-\pi \frac{y}{a}} \quad (24)$$

wirkt oberflächenparallel an der Saugseite des angestellten Ruders im aktiven Bereich $x_a \leq x \leq x_e$; die Amplitude nimmt exponentiell mit dem Normalenabstand zur Ruderoberfläche y ab. j_0 ist hierbei die mittlere Stromdichte an der Oberfläche.

Die Implementierungsdetails der Elektroden-Magnetkonfiguration des ebenfalls untersuchten NACA-0015 Ruders (für Messungen im Eiskanal an der HSVA) sind detailliert in [11] beschrieben.

3.3 Gittererzeugung und Randbedingungen

Die Simulation der turbulenten Tragflügelumströmung erfolgt im FZR mit Hilfe des kommerziellen Codes FIDAP der Firma *Fluent Inc.* [1]. Da die grafische Nutzeroberfläche von FIDAP zur Gittererzeugung relativ unflexibel ist, wurde ein eigenes Programm erstellt, welches bequem über Parameter gesteuert werden kann und Input-Files für FIDAP erzeugt. Hiermit ist die Variation der Kanalgeometrie, des Anstellwinkels und auch der Dichteverteilung der Elemente sehr einfach möglich. Gerade letzteres ist wichtig für Vergleichsrechnungen mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen im Fall ohne Lorentzkraft, da bei der $k - \omega$ Modellierung keine Wandelemente/-funktionen verwendet werden und somit die viskose Unterschicht ($y^+ \leq 5$) durch das Gitter aufgelöst werden muß. Beachtet werden muß, daß dies dann auch für die Kanalwände gilt, was den Speicherplatzbedarf der Simulationen mit $k - \omega$ Modellierung merklich ansteigen läßt.

Bild 4 zeigt ein Beispiel eines so erzeugten Gitters aus etwa 10 000 Elementen für die $k - \epsilon$ Modellierung der PTL-4 Umströmung bei einem Anstellwinkel von 22° .

Als Randbedingung für die Simulationen wird an der Einströmseite $u/U = 1$ sowie eine geeignete Randbedingung für die turbulenten Größen k , ϵ bzw. ω verwendet. Obwohl der im

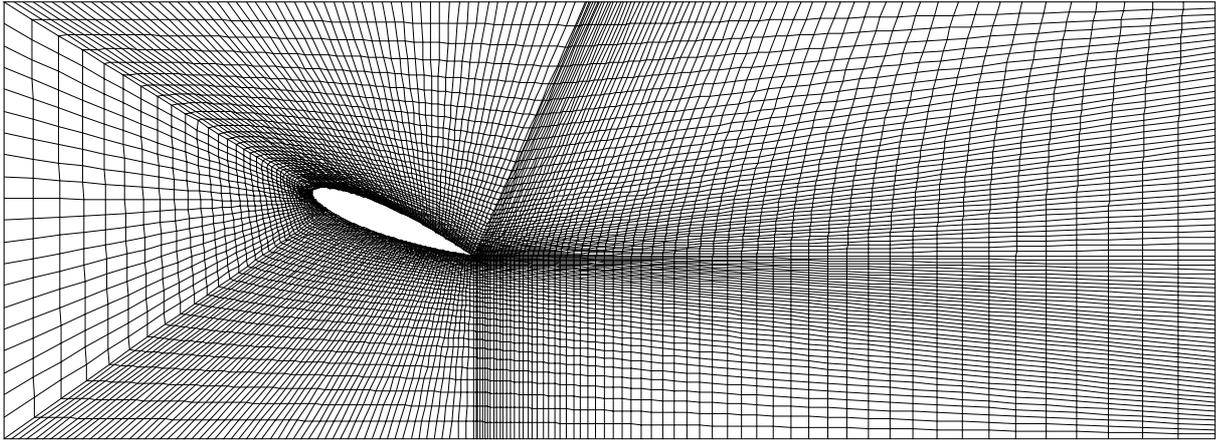


Abbildung 4: Gitter für $k - \epsilon$ Modellierung bei $\alpha = 22^\circ$

FZR-Kanal ausgemessene Turbulenzgrad sehr gering ist ($I \approx 0.1\%$), wurde in den Simulationen eine Strömung mit höherem Turbulenzgrad von $I \approx 2\%$ an der Einströmseite angesetzt. Damit soll einerseits bei Simulationen im Bereich des Umschlagpunktes laminar-turbulent $Re_c \approx 5 \cdot 10^5$ der Umschlag forciert und damit der in den Simulationen fehlerbehaftete laminare Grenzschichtbereich klein gehalten werden, um die Vorhersagekraft der mit globaler Turbulenzmodellierung durchgeführten Simulationen zu erhöhen. Weiterhin haben die im Experiment verwendeten Rudermodele auf Grund der elektromagnetischen Einbauten stets eine gewisse Rauigkeit, welche ebenfalls zu einem zeitigeren Umschlagen führen sollte. Schließlich sollen die hier erhaltenen numerischen Ergebnisse mit experimentellen Resultaten der Ruderumströmung im Eiskanal der HSVA verglichen werden, wo bekanntermaßen ein höherer Turbulenzgrad als im FZR-Kanal herrscht [10].

Am Ausströmrand gelten Standard-Ausfluß-Bedingungen. Eventuell kann das Rechengebiet im Nachlauf später weiter vergrößert werden, um mögliche Reflexionen zu vermeiden bzw. auszuschließen. An den Wänden gilt die no-slip Bedingung für die mittlere Geschwindigkeit; für die turbulenten Größen ergeben sich in FIDAP die Randbedingungen automatisch in Abhängigkeit vom gewählten Modell.

Der aktive Lorentzkraftbereich an den Rudern in den Simulationen ist $0.1 < x/L < 0.9$.

4 Tests und Validierung

4.1 Backward-Facing-Step

Ein Standard-Benchmark-Problem der numerischen Strömungsmechanik ist die Strömung in einem stufenartig breiter werdenden Kanal. Hinter der Stufe tritt Rezirkulation auf, beispielsweise ist die Länge der Rezirkulationsblase in Abhängigkeit von der Reynoldszahl in der Literatur gut bekannt (siehe auch [1]).

Bei anfänglichen Tests stellte sich wie bereits oben erwähnt heraus, daß sich das $k - \omega$ Modell wegen seiner Sensitivität bezüglich der turbulenten Einströmrandbedingungen in FIDAP als schwierig erwies. Die Verwendung eines Standard $k - \epsilon$ Modells funktionierte dagegen

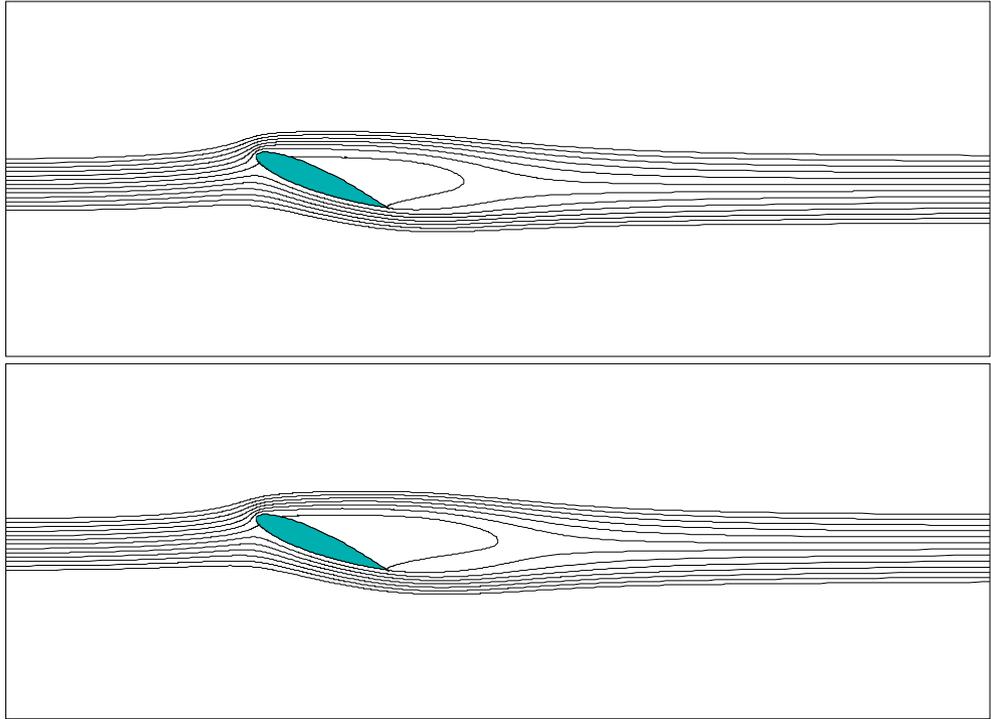


Abbildung 5: PTL4: $\alpha = 22^\circ$, $Re=800000$; oben: $k-\epsilon$ Modell, unten: erweitertes $k-\epsilon$ Modell

zuverlässig und robust, führte jedoch generell zu einer leichten Unterschätzung von Rezirkulation und Ablösung (siehe auch Abb. 5). Erst die Verwendung des nach Chen erweiterten $k-\epsilon$ Modells [7] beseitigte diesen Nachteil und führte (z.B. im Hinblick auf die Länge der Rezirkulationsblase) zu quantitativ ausgezeichneten Ergebnissen.

4.2 Vergleichsrechnungen PTL-4

Speziell für das PTL-4 Ruder sind Vergleichswerte nur in dem Meßbericht [14] sowie in den eigenen experimentellen Untersuchungen [10] vorhanden.

Aus diesem Grund wurden in der Anfangsphase Vergleichsrechnungen mit der Numerik-Gruppe der HSVA durchgeführt [12], um von den numerischen Erfahrungen unserer Kooperationspartner zu profitieren. Es wurde ein qualitativer Vergleich der Umströmungssimulation an einem angestellten PTL4-Ruder in o.g. Kanalgeometrie ohne Lorentzkraft durchgeführt, verglichen wurden Strömungsdetails wie Abrißpunkt und Länge der Rezirkulationsblase. Die Reynoldszahl bezogen auf die Ruderlänge betrug hierbei $Re = 800000$, was experimentell etwa 5 m/s Strömungsgeschwindigkeit im FZR-Kanal entsprechen wird. Hierbei ergab sich gute qualitative Übereinstimmung zwischen den an der HSVA erzielten Resultaten und den Resultaten am FZR. Als Turbulenzmodell kam das von Chen und Kim erweiterte $k-\epsilon$ Modell zum Einsatz.

Ein typisches Bild der Umströmung am angestellten PTL4 ist im unteren Teil von Abbildung 5 zu sehen. Hierbei beträgt der Anstellwinkel $\alpha = 22^\circ$. Dargestellt sind die Stromlinien der mittleren (stationären) Umströmung; die Stromlinie $\Psi = 0$ gibt ein gutes Maß für die mitt-

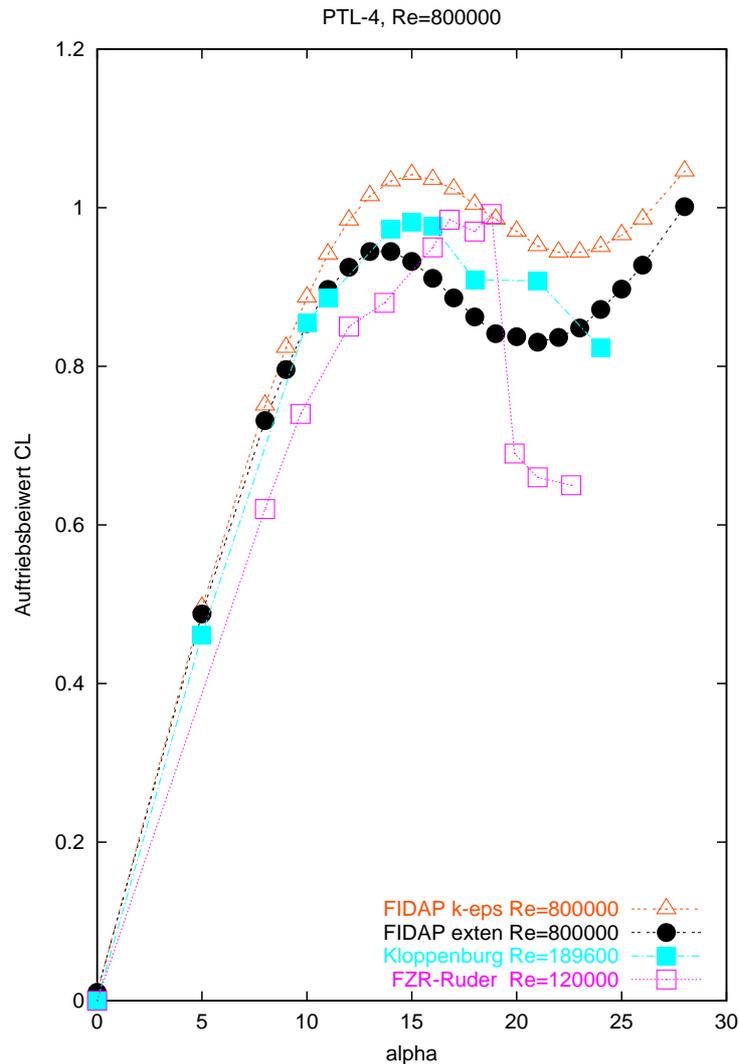


Abbildung 6: Auftriebsbeiwert C_L für das PTL-4 Ruder als Funktion des Anstellwinkels α , ohne Lorentzkraft

lere Länge der Rezirkulationsblase. Im oberen Teil ist nochmals das entsprechende Ergebnis unter Anwendung der Standard $k - \epsilon$ Modellierung gezeigt, man erkennt einen geringfügig verzögerten Strömungsabriß sowie eine verkürzte Rezirkulationsblase.

Abbildung 6 zeigt das Verhalten des Auftriebsbeiwertes C_L für das PTL-4 Ruder als Funktion des Anstellwinkels α aus unterschiedlichen Quellen ([10],[14]). Deutlich sind zunächst die bereits erwähnten Unterschiede zwischen den beiden verschiedenen Turbulenzmodellierungen zu erkennen – das Standard-Modell erreicht einen etwas höheren Maximal-Lift bei einem geringfügig höheren Anstellwinkel; die Reynoldszahl beträgt hier $Re = 800\,000$.

Bei den experimentellen Ergebnisse von KLOPPENBURG [14] ist zu beachten, daß diese bei einer wesentlich niedrigeren Reynoldszahl von nur $Re = 189\,600$ durchgeführt wurden. Die Frage des Umschlages laminar-turbulent ist hier offen, da der Turbulenzgrad der Strömung (Schlepptank) sehr niedrig war. Weiterhin ist das Verhältnis von Sehnenlänge zu Spannweite

des verwendeten Ruders im Experiment lediglich $c/s = 158.1/350 \approx 0.45$.

Weiter ist ein eigenes experimentelles Resultat [10] für das PTL-4 Ruder bei einer Reynoldszahl von $Re = 120000$ beigefügt, hier gibt es im Vergleich sicher Oberflächen-Rauhigkeiten sowie einen höheren Turbulenzgrad der Zuströmung; das Verhältnis von Sehnenlänge zu Spannweite beträgt aber immerhin $c/s \approx 0.17$. Trotz der niedrigeren Reynoldszahl als in [14] tritt der Strömungsabriß hier geringfügig verzögert auf.

Vergleicht man die bei einer Reynoldszahl von $Re = 800000$ erhaltenen numerischen Ergebnisse mit denen der zweidimensionalen Umströmung eines im Vergleich etwas dickeren NACA-0018 Ruders [9], so ist dort der Abrißwinkel von $\alpha \approx 15.5^\circ$ größer als der hier ermittelte von etwa $\alpha \approx 13.5^\circ$; entsprechend wird auch der Maximallift um ca. 20% unterschätzt. Die Ursachen hierfür können einerseits in den Kanalwänden liegen, welche das Druckfeld im Vergleich zu einer freien Umströmung wesentlich stören [12], weiter ist der in unseren Simulationen angesetzte Turbulenzgrad am Einströmrand wesentlich größer als in den Windkanälen [9].

4.3 Vergleichsrechnungen NACA-0015

Für Umströmungsuntersuchungen am NACA-0015 Ruderprofil wurden zunächst numerische Simulationen in der Kanalgeometrie ohne Lorentzkraft durchgeführt und mit Ergebnissen aus der Literatur [9] sowie eigenen experimentellen Ergebnissen [11] verglichen. Abbildung 7 zeigt das Verhalten des Auftriebsbeiwertes C_L für das NACA-0015 Ruder als Funktion des Anstellwinkels α bei einer Reynoldszahl von $Re = 400000$. Der maximale Auftrieb bei $\alpha \approx 13^\circ$ beträgt etwa $C_L \approx 0.95$. Vergleicht man dies mit einem 2-D Resultat im Windkanal aus [9] bei einer Reynoldszahl von $Re = 331000$, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung. Hinzugefügt ist ein eigenes experimentelles Ergebnis für das NACA-0015 Ruder aus dem Eistank der HSVA bei einer Reynoldszahl von $Re = 370000$ [11]. Hier gibt es starke Abweichungen; die Ablösung setzt im Experiment erst wesentlich später ein, womit ein größerer maximaler Auftrieb von $C_L \approx 1.22$ erreicht wird. Ursachen hierfür könnten in den 3D-Resultaten des Experimentes liegen, die quantitativen Zusammenhänge sind jedoch noch unklar. Unverstanden sind ebenfalls die relativ großen Abweichungen im Bereich kleiner Anstellwinkel.

4.4 Zusammenfassung

Die quantitative Validierung der numerischen Ergebnisse an vorliegenden experimentellen Daten erweist sich als schwierig, ganz unterschiedliche Bedingungen (Rauhigkeiten, Turbulenzgrade, 3D-Effekte, Wandeinflüsse auf das Druckfeld) scheinen die Hauptursache hierfür zu sein. Eine genaue quantitative Bewertung steht jedoch noch aus. Es besteht aber die Hoffnung, dass sich einerseits gewisse systematische Unterschiede nicht in den unten berechneten *Skalenverhalten* widerspiegeln, und daß andererseits der detaillierte Vergleich mit den noch ausstehenden experimentellen Untersuchungen am FZR-Kanal in der Zukunft möglich sein wird.

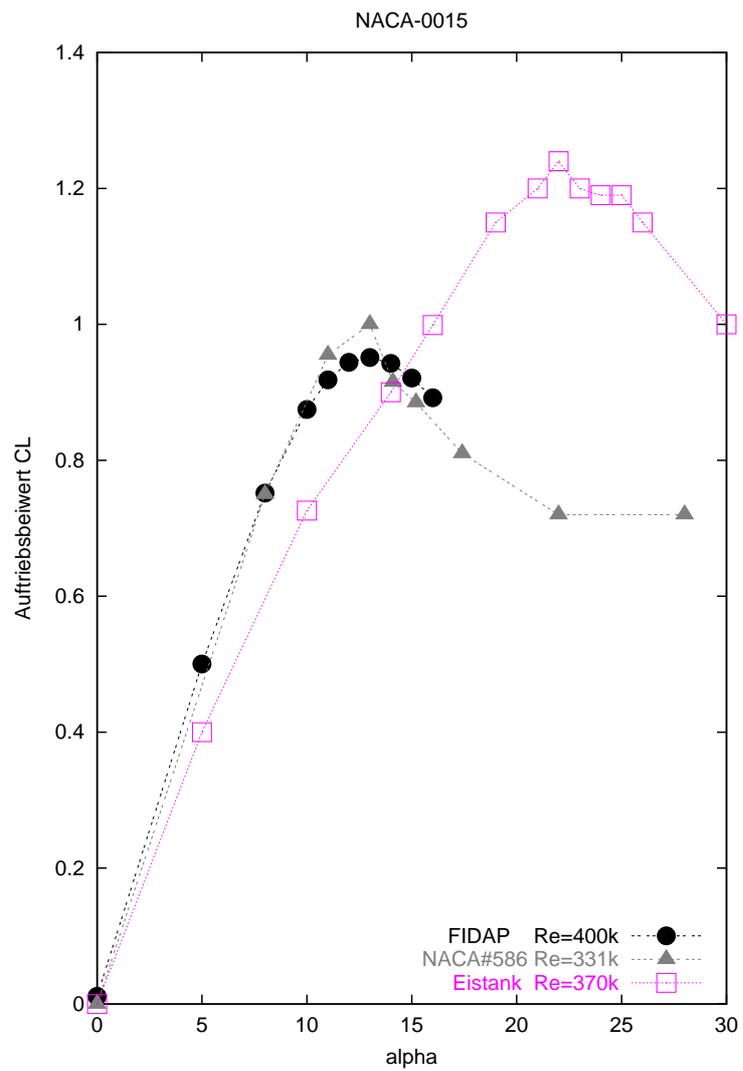


Abbildung 7: Auftriebsbeiwert C_L für das NACA-0015 Ruder als Funktion des Anstellwinkels α aus unterschiedlichen Quellen, ohne Lorentzkraft

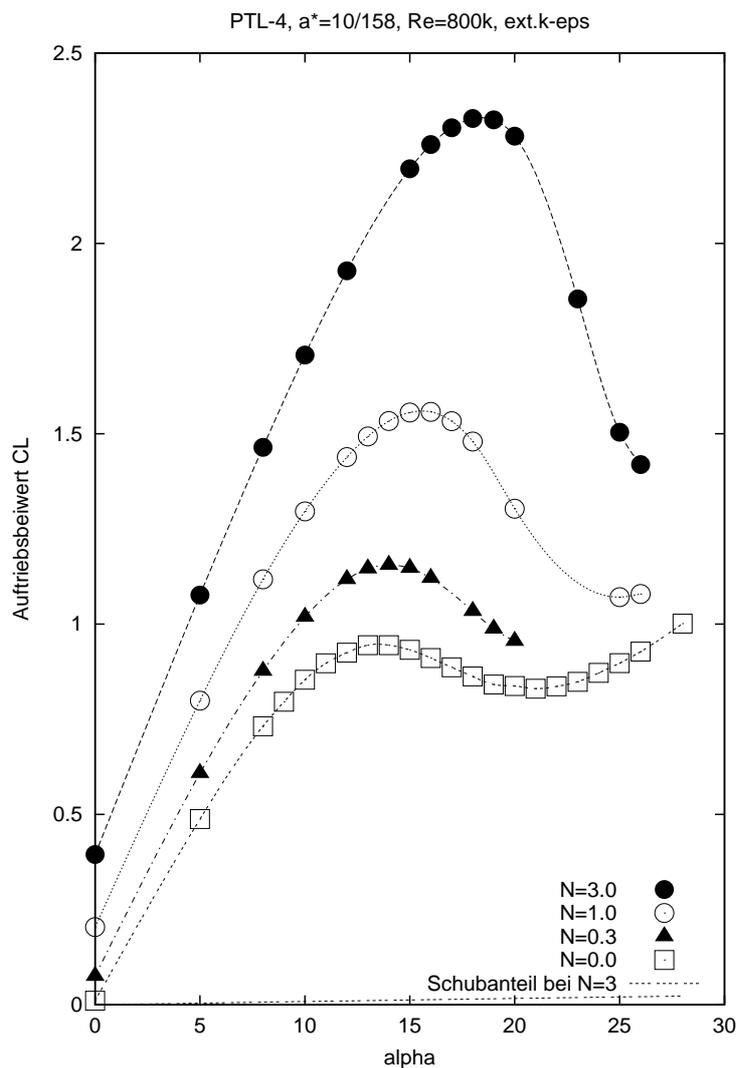


Abbildung 8: Auftriebsbeiwert des PTL4-Ruders ($a^*=10/158$) als Funktion des Anstellwinkels α für verschiedene Wechselwirkungsparameter N , $Re = 800\,000$,

5 Resultate

Im folgenden werden numerische Resultate der Tragflügelumströmungen der zwei betrachteten Ruderprofile PTL-4 und NACA-0015 in der o.g. Kanalgeometrie unter Verwendung des nach Chen erweiterten $k - \epsilon$ Turbulenzmodells [7] präsentiert und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Hierbei kamen die Ergebnisse zum NACA-0015 aufgrund der an der HSVA auszuführenden Experimente mit einem solchen Profil erst im letzten Quartal hinzu; aus Zeitgründen wurde vorerst die Kanalgeometrie beibehalten, obwohl die Experimente im Eistank stattfanden.

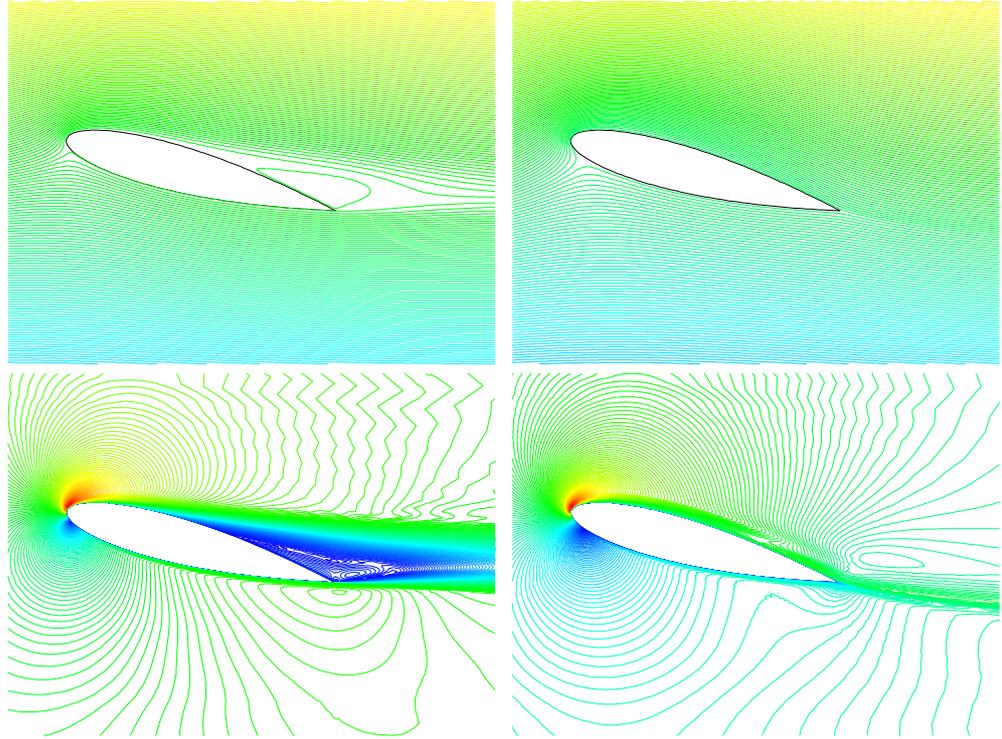


Abbildung 9: PTL-4, $Re = 800\,000$, $\alpha = 15^\circ$, $a^* = 10/158$, links: $N=0$, rechts: $N=3$.
 Oben: Stromlinien, unten: $\|\mathbf{u}\|$ -Konturen.

5.1 PTL-4

Abbildung 8 zeigt den Auftriebsbeiwert des PTL4-Ruders als Funktion des Anstellwinkels α für verschiedene Wechselwirkungsparameter N ($a^* = 10/158$) bei einer Reynoldszahl von $Re = 800\,000$. Betrachtet man zunächst die Kurve für $N = 0$, so stellt man fest, daß bei einem Anstellwinkel von ca. $\alpha = 9^\circ$ Ablösung einzusetzen scheint; das Wachsen der Rezirkulationsblase äußert sich in immer stärkerem Abweichen vom linearen Kurvenverlauf. Bei etwa $\alpha = 13.5^\circ$ hat der Auftriebsbeiwert ein Maximum von etwa $C_L \approx 0.91$, für größere Anstellwinkel sinkt der Auftrieb dann zunächst. Eine weitere Erhöhung des Anstellwinkels führt nach Durchlaufen eines relativ flachen Minimums des Auftriebsbeiwertes wiederum zu einem Ansteigen von C_L . Die Abweichungen der Liftkurve von typischen Ergebnissen für ähnliche symmetrische Tragflügel aus der Literatur liegen wahrscheinlich in der Kanalgeometrie begründet, welche einerseits das Druckfeld stark beeinflusst (begrenzt) und andererseits auch einen Blockingeffekt bei größeren Anstellwinkeln verursacht. Weiterhin schmiert die Numerik die Liftkurve aus, abgelöste Umströmungen fluktuieren im Experiment stark, was sich in der Numerik durch verlangsamte bzw. erschwerte Konvergenz der stationären Lösung äußert.

Abbildung 9 zeigt eine typische Umströmungssituation des PTL-4 Ruders bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 15^\circ$ und einer Reynoldszahl von $Re = 800\,000$. Die unkontrollierte Strömung (links) ist bereits abgerissen, der Abrißpunkt an der Tragflügeloberfläche befindet sich bei etwa $x/L \approx 0.6$. Durch Anlegen einer wandnahen Lorentzkraft mit einem Wechselwirkungs-

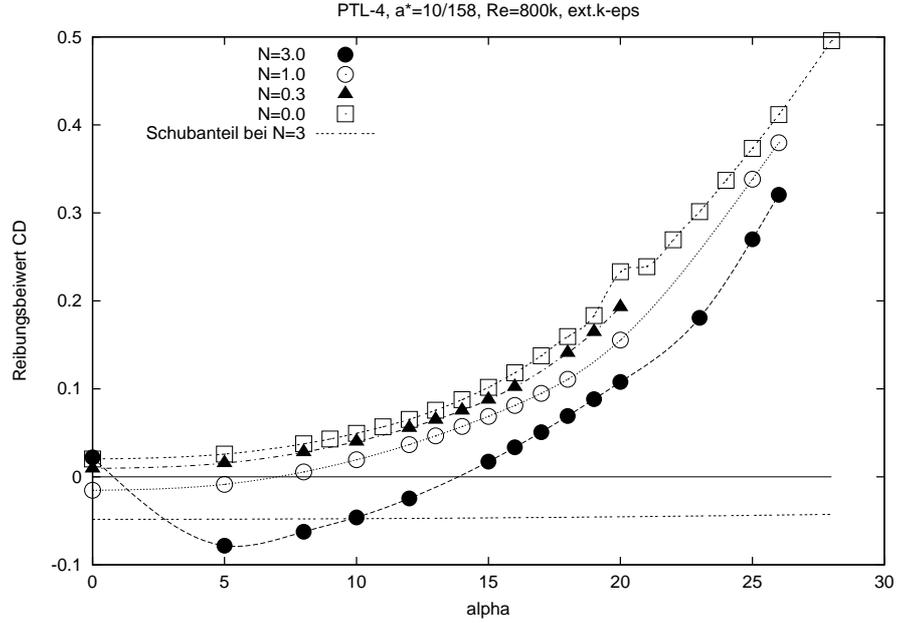


Abbildung 10: Reibungsbeiwert des PTL4-Ruders ($a^*=10/158$) als Funktion des Anstellwinkels α für verschiedene Wechselwirkungsparameter N , $Re = 800\,000$

parameter von $N = 3$ kann der Strömungsabriß vollständig verhindert werden (rechts). Die vollständig wiederangelegte Strömung hat einen wesentlich höheren Auftriebsbeiwert (siehe Abb. 8) von etwa $C_L \approx 2.23$. Hierbei ist zu betonen, daß der Hauptanteil des Auftriebsgewinns aus dem Wiederanlegen der Strömung resultiert. Der durch die elektromagnetische Kraft zusätzlich in die Strömung eingetragene Impuls (Schubanteil in Abb. 8) kann demgegenüber vernachlässigt werden.

Bei fortschreitender Erhöhung des Anstellwinkels wird bei $\alpha = 18.5^\circ$ ein maximaler Auftrieb von $C_L \approx 2.34$ erreicht, ein weiteres Anstellen des Ruders führt zu einem scharfen Einbruch des Auftriebsbeiwertes.

Die in Abbildung 8 gezeigten Ergebnisse für $N = 0.3$ und $N = 1.0$ verhalten sich entsprechend moderater, maximal erreichbarer Auftriebsbeiwert und Abrißwinkel liegen zwischen den Ergebnissen für die Wechselwirkungsparameter $N = 0$ und $N = 3$.

Weiterhin kann man aus der Abbildung entnehmen, dass der maximal erreichbare Auftriebsgewinn (zur genauen Definition siehe [11])

$$\Delta C_L^{max}(N) = C_L^{max}(N) - C_L^{max}(N = 0) \quad (25)$$

bei einem Wechselwirkungsparameter von $N = 3$ etwa doppelt so groß ist wie ΔC_L^{max} bei $N = 1$. Dies bedeutet, dass eine Verdopplung des Wechselwirkungsparameters (oder im allg., bei nicht konstanter Eindringtiefe der Kraft a^* , des elektromagnetischen Impulskoeffizienten C_μ^{EMHD}) nicht zu einer Verdopplung des maximalen Auftriebsgewinns C_L^{max} führt; C_L^{max} wächst schwächer als linear mit N bzw. C_μ^{EMHD} (zum Skalenverhalten siehe Abschnitt 5.3).

Abbildung 10 zeigt abschließend das Verhalten des Reibungsbeiwertes des PTL4-Ruders ($a^*=10/158$) als Funktion des Anstellwinkels α für verschiedene Wechselwirkungsparameter N bei einer Reynoldszahl von $Re = 800\,000$. Mit wachsender Lorentzkraftstärke verringert

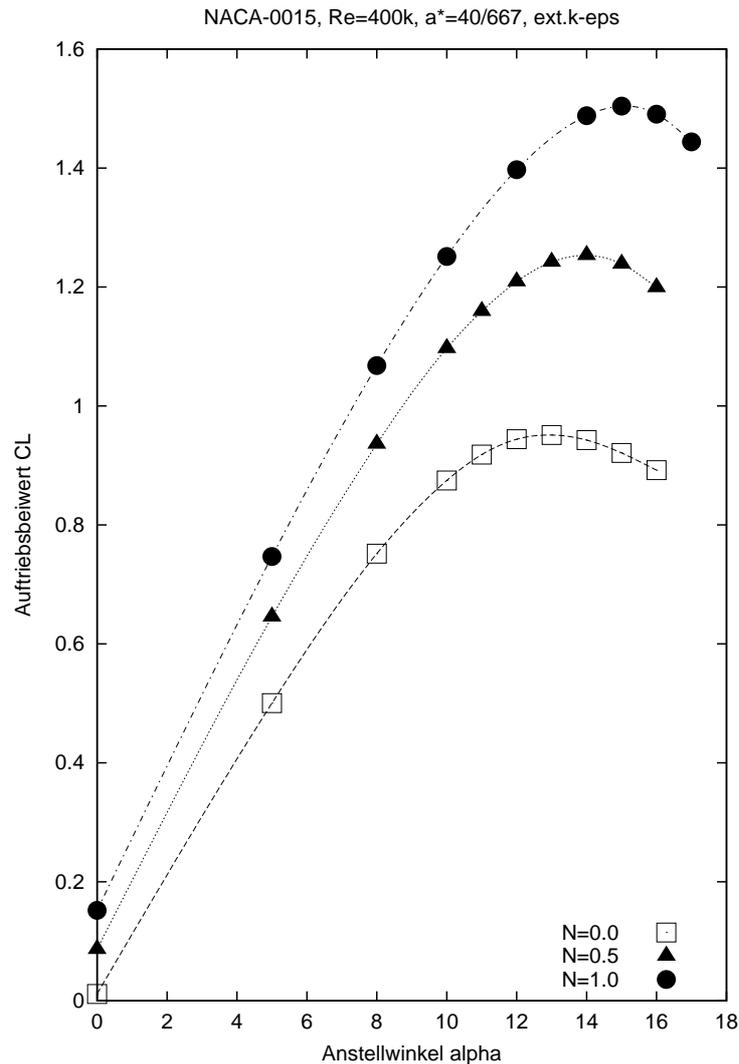


Abbildung 11: Auftriebsbeiwert des NACA-0015 Ruders ($a^*=40/667$) als Funktion des Anstellwinkels α für verschiedene Wechselwirkungsparameter N , $Re = 400\,000$.

sich der Reibungsbeiwert im Vergleich zur unkontrollierten Umströmung. Deutlich ist weiter zu sehen, daß der bei $N=3$ eingetragene, starke elektromagnetische Impuls zu einem negativen Reibungsbeiwert bis zu Anstellwinkeln von etwa $\alpha \approx 14^\circ$ führt.

5.2 NACA-0015

Abbildung 11 zeigt den Auftriebsbeiwert des NACA-0015 Ruders als Funktion des Anstellwinkels α für verschiedene Wechselwirkungsparameter N ($a^*=40/667$) bei einer Reynoldszahl von $Re = 400\,000$. Der maximal erreichbare Auftrieb ohne Lorentzkraft beträgt $C_L^{max} \approx 0.95$ bei einem Anstellwinkel von etwa $\alpha \approx 13^\circ$.

Der Einsatz einer wandparallelen Lorentzkraft führt, wie erwartet, zu einer Auftriebsvergrößerung durch Ablösungsverzögerung und damit zu größeren maximalen Auftriebsbeiwerten.

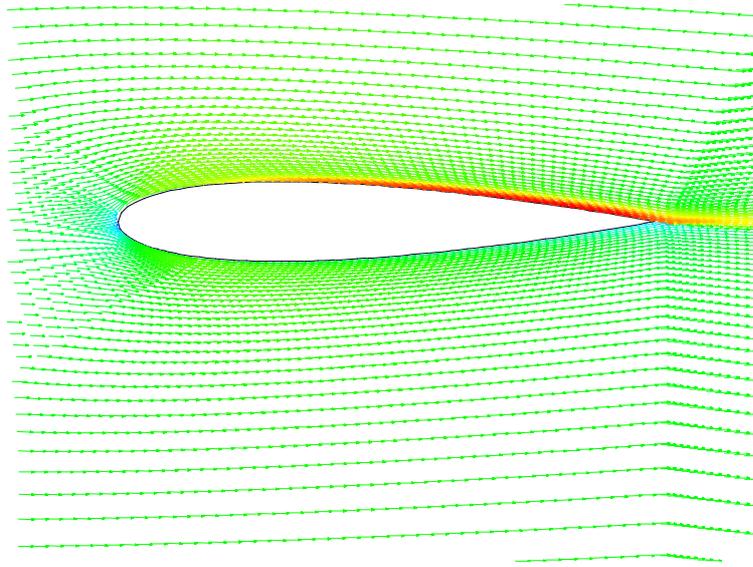


Abbildung 12: Vektorplot des Geschwindigkeitsvektors \mathbf{u} (farblich codiert mit $\|\vec{u}\|$) bei der Umströmung eines NACA-0015 Ruders ($a^*=10/667$). $Re=2 \cdot 10^6$, $\alpha = 0^\circ$, $a^*=10/667$, $N=10$.

ten. Unter Wirkung eines Wechselwirkungsparameters von beispielsweise $N = 1.0$ wird so ein Maximalauftrieb von $C_L^{max} \approx 1.51$ bei einem Anstellwinkel von etwa $\alpha \approx 15^\circ$ erreicht, dies entspricht einer Auftriebsverbesserung von mehr als 50% im Vergleich zum unkontrollierten Fall $N = 0$.

Abbildung 12 zeigt einen Vektorplot der mittleren Geschwindigkeit \mathbf{u} (farblich codiert mit $\|\vec{u}\|$) bei der Umströmung eines NACA-0015 Ruders ($a^*=10/667$) ohne Anstellung $\alpha = 0$ bei einer Reynoldszahl von $Re=2 \cdot 10^6$ sowie einem Wechselwirkungsparameter von $N=10$ ($a^*=10/667$). Deutlich ist im wandnahen Bereich auf der Oberseite die Erzeugung eines Wandstrahls unter der Wirkung der relativ starken elektromagnetischen Kraft zu beobachten. Auf die quantitative Bewertung einer daraus resultierenden Auftriebsverbesserung in Strömungsregimes, in denen ohne elektromagnetische Kraft die Strömung anliegt, wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

5.3 Skalenverhalten

Aus verschiedenen Gründen konnten die ursprünglich geplanten experimentellen Untersuchungen im Umströmungskanal des FZR noch nicht durchgeführt werden, statt dessen erfolgten intensivere Experimente im Eistank der HSVA an einem NACA-0015 Profil [11].

Obwohl Umströmungsdetails (Abrißwinkel, maximaler Auftrieb) eines endlich langen Ruders in einer freien Strömung und eine 2-D Simulation einer Umströmung im Kanal deutlich variieren, wird im folgenden das für eine spätere Anwendung wichtige Skalenverhalten in Experiment und Numerik verglichen. Abbildung 13 zeigt das numerische Verhalten von Auftriebs- und Reibungsbeiwert bei angelegter Strömung ($\alpha=0$) als Funktion des Wechselwirkungsparameters N für ein NACA-0015 Ruder bei verschiedenen Reynoldszahlen. Beigefügt sind die Fit-Kurven der komprimierten experimentellen Resultate aus [11].

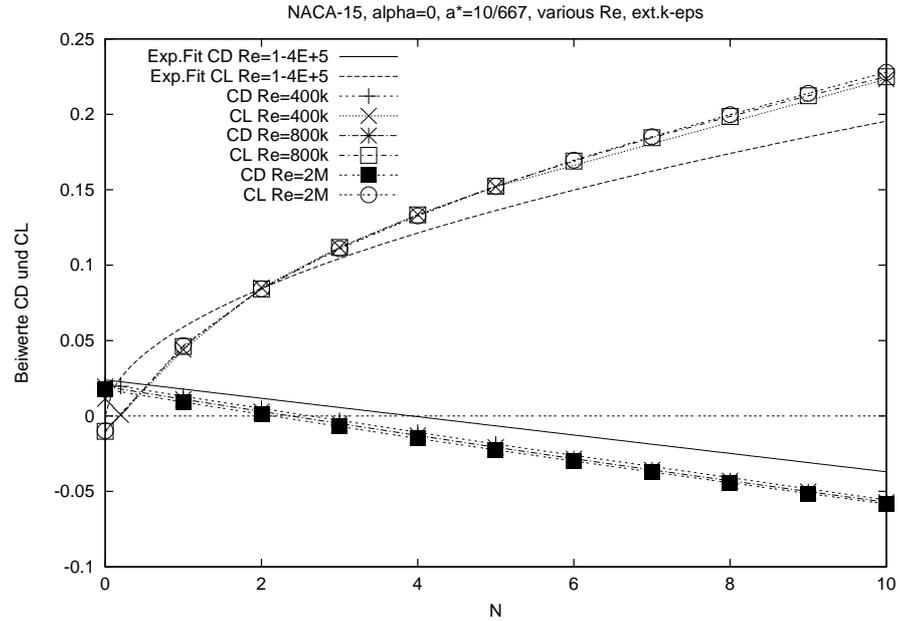


Abbildung 13: Vergleich Numerik - Experiment: Skalenverhalten des Auftriebes bei angelegter Strömung ($\alpha=0$) als Funktion des Wechselwirkungsparameters N für ein NACA-0015 Ruder bei verschiedenen Reynoldszahlen.

Die numerischen Resultate belegen, dass alle numerischen Daten für verschiedene Reynoldszahlen nahezu perfekt zusammenfallen, das Skalenverhalten im turbulenten Bereich also als Funktion von $C_{\mu}^{EMHD} = N \cdot \frac{a^*}{2}$ beschrieben werden kann. Man erkennt weiterhin deutlich eine gute quantitative Übereinstimmung mit den experimentellen Fitkurven, wobei generell die numerischen Resultate für große Wechselwirkungsparameter N zu einer etwas stärkeren Auftriebsverbesserung führen. Ursachen hierfür sind wahrscheinlich in Geometrie-Unterschieden zwischen Experiment und Numerik sowie in der Blasenbildung und in 3D-Effekten im Experiment zu suchen.

Abbildung 14 zeigt das Skalenverhalten des maximal erreichbaren Auftriebsgewinns ΔC_L^{max} als Funktion des elektromagnetischen Impulskoeffizienten C_{μ}^{EMHD} für beide Ruderprofile bei verschiedenen Reynoldszahlen und Eindringtiefen der Lorentzkraft $a^* = a/c$ in einer doppelt-logarithmischen Darstellung. Im Vergleich der experimentellen Ergebnisse aus [11] mit den numerischen Simulationen findet man auch hier eine gute Übereinstimmung, wobei analoge Argumente bei der Diskussion von leichten Unterschieden wie für Abbildung 13 gelten. Abbildung 15 ist eine vergrößerte Darstellung von Abbildung 14, wobei von den experimentellen Resultaten lediglich die Fitkurve dargestellt ist. Der gefittete Exponent des Skalenverhaltens aus den numerischen Simulationen beträgt 0.803 und ist damit wiederum etwas größer als der im Experiment gefundene [11].

Neben den bisher gefundenen zwei Skalenverhalten mit einem schwächer als linear mit C_{μ}^{EMHD} wachsenden Auftriebsgewinn soll an dieser Stelle noch auf ein anderes Skalenverhalten aufmerksam gemacht werden, welches sich ebenfalls im laminaren Strömungsregime findet. Geht man von einer vollständig abgelösten Umströmung bei einen entsprechend ho-

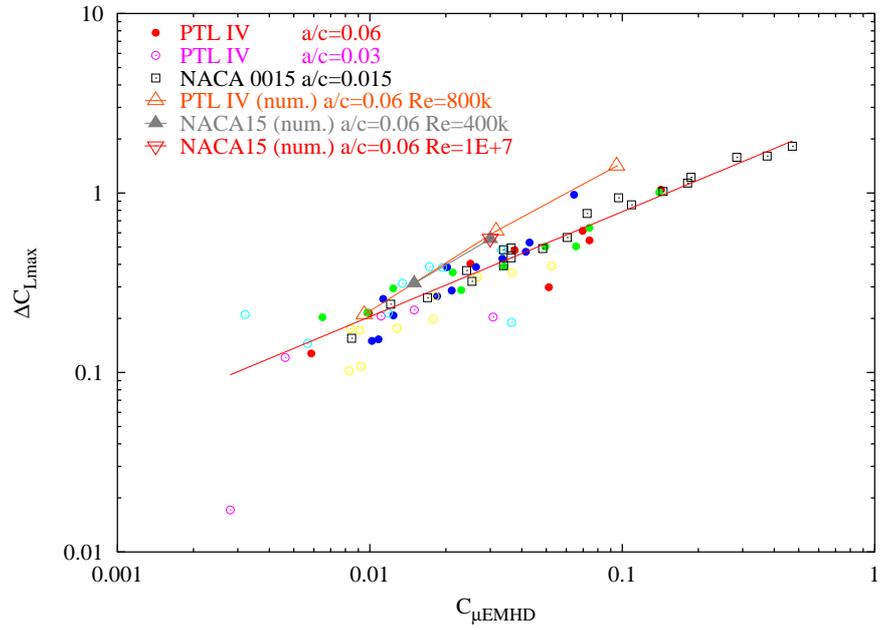


Abbildung 14: Vergleich Numerik - Experiment: Skalenverhalten des maximal erreichbaren Auftriebsgewinns ΔC_L^{max} als Funktion des elektromagnetischen Impulscoeffizienten C_{μ}^{EMHD}

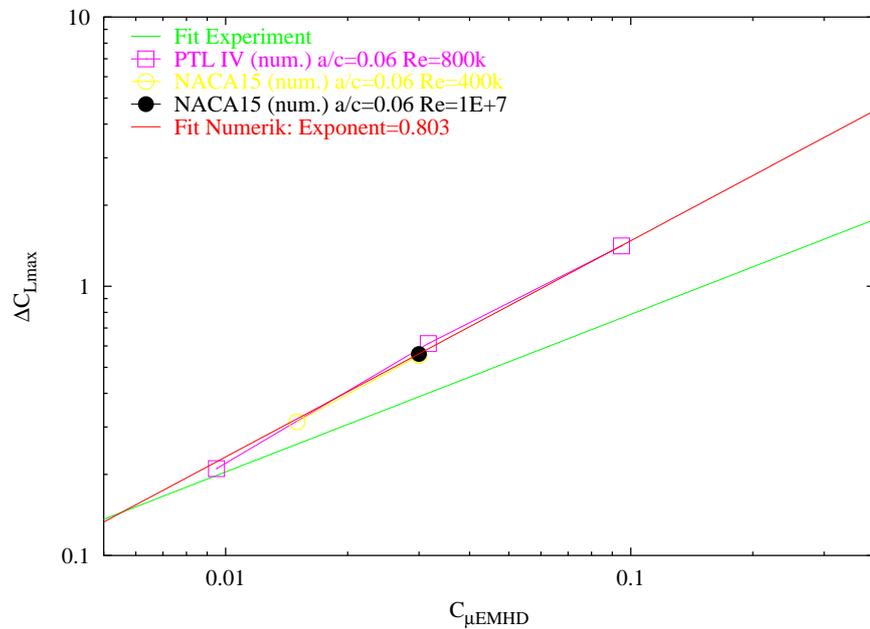


Abbildung 15: Ausschnittsvergößerung von Abbildung 14 und Fit des Exponenten der numerischen Simulationen.

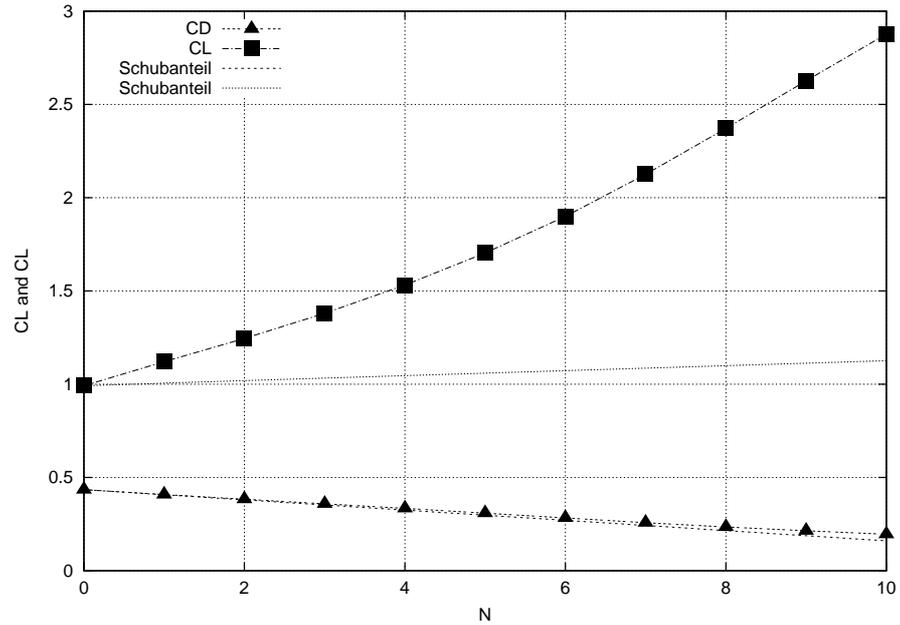


Abbildung 16: Auftriebs- und Reibungsbeiwert als Funktion des Wechselwirkungsparameters N . NACA-0015 Ruder, $a^*=40/667$, $Re = 400\,000$, $\alpha = 26^\circ$.

hen Anstellwinkel aus und erhöht man schrittweise die Amplitude der Lorentzkraft, so führt dies zum Wiederanlegen der Strömung und damit zur Auftriebsverbesserung. Eine weitere Erhöhung der Lorentzkraftamplitude bei einer bereits angelegten Strömung hat ein Skalverhalten ähnlich dem in Abbildung 13 gezeigten, der Exponent ist stets kleiner als Eins. Die erste Phase des Wiederanlegens der Strömung verhält sich jedoch prinzipiell anders (siehe auch Abbildung 1 in [13]).

Abbildung 16 zeigt für das NACA-0015 Ruder bei einer Reynoldszahl von $Re = 400000$ und einem Anstellwinkel von $\alpha = 26^\circ$ (die unkontrollierte Strömung ist deutlich abgelöst) das Verhalten des Auftriebsbeiwertes C_L (sowie des Reibungsbeiwertes C_D) als Funktion des Wechselwirkungsparameters N . Die dimensionslose Eindringtiefe der Lorentzkraft beträgt hierbei $a^*=40/667$. Deutlich ist mit wachsendem Wechselwirkungsparameter N ein stärker als linear verlaufendes Anwachsen des Auftriebsbeiwertes C_L zu erkennen. Später treten dann natürlich o.g. Sättigungseffekte ein.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Für die Geometrie des FZR-Umlaufkanals wurden turbulente Ruderumströmungen unter Verwendung des nach Chen erweiterten $k - \epsilon$ Modells [7] durchgeführt. Qualitativ ergab sich eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten. Unterschiedliche Bedingungen (Kanalwände, Blocking, Rauigkeiten, Turbulenzgrade, 3D-Effekte, tip vortices, Blasenbildung, Transition in der Grenzschicht, endliche Ruderlängen) in Numerik und bisherigen Experimenten führten zu quantitativen Detail-Unterschieden in den Ergebnissen von Experiment und Numerik, welche noch weiter in ihren quantitativen Auswirkungen verstan-

den werden müssen.

Das numerisch erhaltene Skalenverhalten des Auftriebsgewinns als Funktion des elektromagnetischen Impulskoeffizienten stimmt quantitativ sehr gut mit dem experimentell erhaltenen Skalenverhalten überein. Die Lorentzkraft trägt Impuls in die wandnahe Strömung ein, charakterisiert durch den elektromagnetischen Impulskoeffizienten C_μ^{EMHD} (in Analogie zur Absaugung). Der Haupteffekt der Auftriebsverbesserung resultiert aus der Modifikation der Umströmung und dem Entstehen eines wesentlich größeren Druckbeiwertes. Bei hohen Reynoldszahlen gilt für die Komponenten des Liftkoeffizienten $\|C_{EMHD}\| < \|C_f\| \ll \|C_p\| < C_L$. Für bisherige Anwendungsfälle gilt daher das Skalenverhalten bei bereits angelegter Strömung bzw. das Skalenverhalten des maximalen Auftriebsbeiwertes $\Delta C_L^{[max]} \sim (C_\mu^{EMHD})^\gamma$ mit $\gamma < 1$.

Wie in Abbildung 16 gezeigt, skaliert das Wiederanlegen einer bereits abgelösten Strömung mit $\gamma > 1$ wesentlich besser, da hier der deutlichere Effekt der Grenzschichtkontrolle gegenüber dem schwächeren Effekt der durch die Lorentzkraft verursachten Zirkulationserhöhung dominiert. Bisher konnte in Diskussionen mit den Schiffsbauern hierfür jedoch noch kein konkreter Anwendungshintergrund gefunden werden.

Wegen der guten Übereinstimmung des Skalenverhaltens zwischen Numerik und Experiment würden sich ganz ähnliche Abschätzungen des Energieverbrauchs wie in [13] ergeben. Der numerische Energieverbrauch ist im Vergleich geringfügig kleiner, da die Skalenexponenten etwas größer als im Experiment sind - die Numerik hat keine Verluste durch 3D-Effekte der Lorentzkraft sowie durch elektrochemische Phänomene und Oberflächenrauigkeiten.

In nächster Zukunft sollten die noch nicht ausgenutzten Optimierungspotentiale ortsabhängiger Lorentzkräfte sowie variabler Eindringtiefe untersucht werden. Eine interessante Perspektive im Hinblick auf effizienteren Energieeinsatz würde der Einsatz oszillierender Kräfte eröffnen, wobei ganz nebenbei das im Experiment unangenehme Problem der elektrolytischen Blasenbildung beseitigt wäre. Erste Untersuchungen zu oszillierenden Kräften am Tragflügel gehen auf Seifert und Wagnanski zurück; aktuelle numerische Ergebnisse findet man z.B. in [15]. Die Realisierung mittels zeitlich sehr komfortabel steuerbaren Lorentzkräften ist jedoch noch unerforscht.

Effizientere und modernere Turbulenzmodelle (z.B. SST) für den Einsatz bei Reynoldszahlen ($Re > 10^6$) können den numerischen Aufwand bei turbulenten Umströmungen im Kanal wesentlich verringern helfen. Betont werden soll an dieser Stelle jedoch, dass bei Modellierungen mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen die immer wieder auftretenden geringfügigen Unterschiede in den Resultaten wahrscheinlich kaum Einfluss auf die hier gefundenen Skalenverhalten haben werden. Eine genaue experimentelle Analyse der turbulenten Grenzschicht unter Einfluss der Lorentzkraft (z.B. mittels LDA) würde den Einsatz angepasster Wandfunktionen ermöglichen.

Literatur

- [1] FIDAP 8 Documentation; Fluent Inc., Lebanon, NH, USA, 1998
- [2] H. Schlichting, K. Gersten, Grenzschicht-Theorie, 9.Auflage; Springer, Berlin, 1987.

- [3] David C. Wilcox, *Turbulence Modelling for CFD*; Second Edition; DCW Industries, La Canada, CA, USA, 2000.
- [4] Stephen B. Pope, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
- [5] T.E.Faber, *Fluid Dynamics for Physicists*, Cambridge University Press, reprinted 1997.
- [6] V.A.Johannson, KTH Stockholm: *Turbulence Modelling Today: Current Status; Engineering aspects; Reynolds Stress Modelling*. Lecture at Course "Theories of Turbulence", CISM, Udine, Sept. 2001.
- [7] Y.S.Chen, S.W.Kim, *Computation of Turbulent Flows Using an Extended k- ϵ Turbulence Closure Model*, NASA CR 179204, 1987.
- [8] Ira H. Abbott & Albert E. von Doenhoff, *Theory of Wing Sections*, Dover, New York, reprinted 1959.
- [9] E.N.Jacobs and A.Sherman, *Airfoil section characteristics as affected by variations of the Reynolds number*, NACA Report no. 586, N.A.C.A., 1937.
- [10] T.Weier, U.Fey, G.Gerbeth, G.Lammers, L.Hoffmann, G.Jensen, O.Lielausis, E.Platacis, *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder II*, Meßbericht Rudermessungen PTL-4 an der HSVA, 21.März 2001.
- [11] T.Weier, G.Gerbeth, G.Lammers, L.Hoffmann, O.Lielausis, E.Platacis, *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder III*, Meßbericht Rudermessungen NACA-0015 an der HSVA, 29.Nov. 2001.
- [12] J.Laudan, HSVA, priv. Kommunikation
- [13] T.Weier, G.Gerbeth, G.Mutschke, *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder: Energetische Implikationen*, FZR, Dez. 2001.
- [14] M. Kloppenburg *Meßprotokoll zum Ruderprofil PTL IV*, "Versuche zur Schiffshydrodynamik im Physikalisch-Technischen Labor" der Fachhochschule Hamburg, FB Fahrzeugtechnik, Interner Bericht, Januar 1994.
- [15] M.Schatz, F.Thiele, *Numerical Study of High-Lift Flow with Separation Control by Periodic Excitation*, 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, Jan. 8-11 2001.

Elektromagnetisches Hochleistungsrunder: Energetische Bilanz

Tom Weier, Gunter Gerbeth, Gerd Mutschke, FZR

18. Dezember 2001

1 Einleitung

Der vorliegende Text dient der Zusammenfassung der beim Projekttreffen am 17.12. 2001 vorgetragenen Versuchsergebnisse unter besonderer Berücksichtigung der sich daraus für den Energiebedarf ergebenden Konsequenzen. Für nähere Erläuterungen zu den dargestellten Sachverhalten und benutzten Termini sei auf [1] sowie insbesondere [2] verwiesen.

2 Charakteristik der Ablösungskontrolle

In [2] konnte gezeigt werden, dass der elektromagnetohydrodynamische (EMHD) Impulskoeffizient $C_{\mu EMHD}$ ein geeigneter Parameter ist, um die Wirkung einer wandparallelen Lorentzkraft in Strömungsrichtung auf den Auftrieb eines Profils zu quantifizieren. Die Definition des Impulskoeffizienten

$$C_{\mu EMHD} = \frac{1}{2} \cdot \frac{a j_0 B_0}{\rho U_\infty^2} \cdot \frac{A_{EM}}{cs} \quad (1)$$

folgt der, die für die Ablösungskontrolle durch Ausblasen formuliert wurde. Der gesamte durch die Lorentzkraft ins Fluid eingetragene Impuls wird auf das Produkt aus dynamischem Druck der Anströmung und Profilfläche bezogen. In Gleichung 1 bezeichnet U_∞ die mittlere Geschwindigkeit der Anströmung, ρ die Fluidichte, c die Profiltiefe, s die Spannweite, A_{EM} die mit Magneten und Elektroden bedeckte Fläche, a die Elektrodenbreite, j_0 die angelegte Stromdichte und B_0 die magnetische Induktion in Normalenrichtung an der Oberfläche der Permanentmagnete.

In Abbildung 1 wird die Auftriebserhöhung bei konstantem Anstellwinkel links für

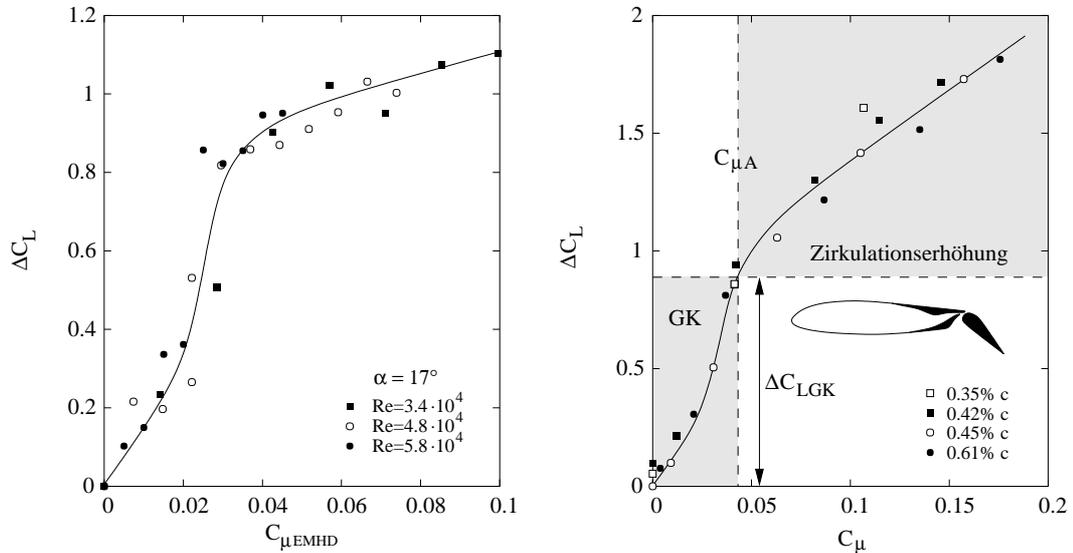


Abb. 1: ΔC_L versus $C_{\mu EMHD}$ für das Riga-Ruder (links). Ausblasen über der Klappenschulter einer 45° angestellten Klappe an einem parallel angeströmten NACA 23015, Messwerte von [3] in der Darstellung von [4] mit der Öffnungsweite des Blattschlitzes als Parameter (rechts).

das Riga-Ruder und rechts für ein parallel angeströmtes NACA 23015 mit einer 45° angestellten Klappe gezeigt. In beiden Fällen ist die unbeeinflusste Strömung ($C_\mu = 0$) abgelöst. Bei kleinen Impulskoeffizienten wächst der Auftriebskoeffizient zunächst steil an. Dieses Regime der Grenzschichtkontrolle ist durch ein graduelles Anlegen der Strömung an die Profilkontur gekennzeichnet. Es erstreckt sich von $0 \leq C_\mu \leq C_{\mu A}$, wobei $C_{\mu A}$ den Impulskoeffizienten bezeichnet, bei dem die Strömung erstmals vollständig angelegt ist. Nach dem vollständigen Anlegen der saugseitigen Strömung ($C_\mu > C_{\mu A}$) ist die Auftriebssteigerung bei wachsendem Impulskoeffizienten nur noch relativ schwach. Die Auftriebssteigerung erfolgt lediglich durch eine Erhöhung der Zirkulation und ist typischerweise proportional zur Quadratwurzel des Impulskoeffizienten. Das hier geschilderte Szenario wurde für die Strömungskontrolle durch Ausblasen in einer Vielzahl experimenteller Arbeiten bestätigt (z.B. [5–7]) und erfuhr auch theoretische Fundierung [4, 8].

Vergleicht man die beiden in Abbildung 1 gezeigten Diagramme, bemerkt man eine starke Ähnlichkeit der ΔC_L - C_μ Verläufe. Die sich bis ins Quantitative erstreckende Übereinstimmung muss dem Zufall zugerechnet werden, da sich beide Konfigurationen stark unterscheiden. Jedoch erscheint zumindest die Klassifizierung der Strömungszustände übertragbar.

Eine Anpassung der Messwerte an einfache Potenzansätze ergibt für das Regime der

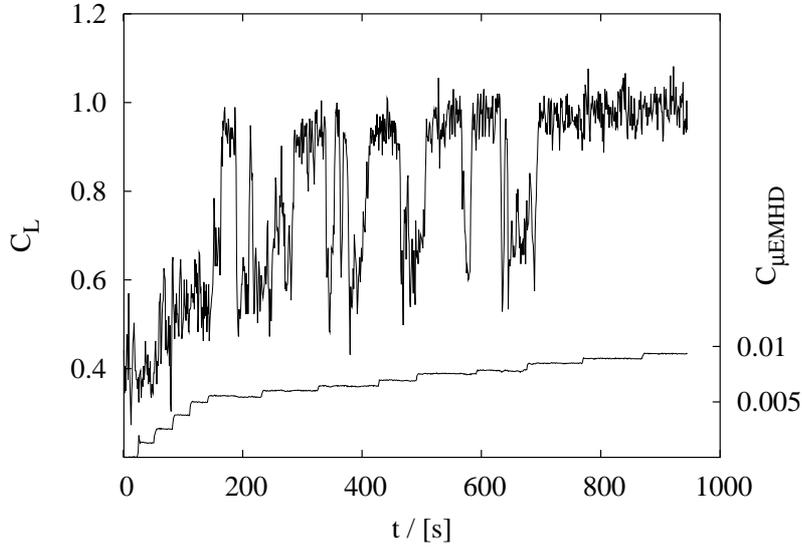


Abb. 2: C_L und $C_{\mu EMHD}$ für das FZR-Ruder bei $\alpha = 16^\circ$ und $Re = 5.7 \cdot 10^4$ über der Versuchsdauer aufgetragen.

Grenzschichtkontrolle bei der Annahme von $C_{\mu A} = 0.035$:

$$\Delta C_L = 99.66 \cdot C_{\mu EMHD}^{1.401} \quad C_{\mu} \leq 0.035, \quad (2)$$

und im Bereich der Zirkulationskontrolle

$$\Delta C_L = 0.841 + 0.841 \cdot (C_{\mu EMHD} - C_{\mu A})^{0.499} \quad C_{\mu} > 0.035. \quad (3)$$

Die Ausgleichsfunktionen (2) und (3) bestätigen das oben ausgeführte. Die Auftriebszunahme im Bereich der Grenzschichtkontrolle ist wesentlich stärker als die durch Zirkulationserhöhung erreichbare, letztere zeigt sich erwartungsgemäß proportional zu $\sqrt{C_{\mu EMHD}}$.

Während in Abbildung 1 Mittelwerte der gemessenen Auftriebsbeiwerte eingetragen sind, zeigt Abbildung 2 den zeitlichen Verlauf des Auftriebskoeffizienten bei stufenweise erhöhtem Impulskoeffizienten für das 16° angestellte FZR-Ruder. Die Signalabtastrate im Versuch betrug 10 Hz. Bei kleinen Werten des EMHD Impulskoeffizienten wächst der Auftriebsbeiwert zunächst stetig an. Beginnend bei etwa $C_{\mu EMHD} \approx 0.0056$ zeigen sich sprunghafte Veränderungen des Auftriebskoeffizienten beachtlicher Amplitude. Offenbar oszilliert der Auftriebsbeiwert zwischen zwei Werten, die mit hoher Wahrscheinlichkeit einer einerseits abgelösten, andererseits am Profil angelegten Strömung zugeordnet werden können. Dieses oszillatorische Regime

geht bei $C_{\mu EMHD} \approx 0.0084$ wieder in ein stetiges Verhalten über. Beim Vergleich der in den Abbildungen 1 und 2 ablesbaren $C_{\mu A}$ fällt auf, dass der für das Anlegen der Strömung benötigte Impulsbeiwert beim FZR-Ruder deutlich kleiner ist als beim Riga-Ruder. Da sich die Anstellwinkel nicht wesentlich unterscheiden, muss die Ursache dafür wahrscheinlich in den korrosionsbedingten Unterschieden der tatsächlichen Profilkontur beider Ruder gesucht werden.

Für das FZR-Ruder bei 16° Anstellwinkel ergibt eine Anpassung der bei den Reynoldszahlen $3.4 \cdot 10^4$, $4.7 \cdot 10^4$ und $5.7 \cdot 10^4$ gemessenen Werte für ΔC_L und $C_{\mu EMHD}$ durch einfache Potenzansätze bei Annahme von $C_{\mu A} = 0.01$ für das Regime der Grenzschichtkontrolle

$$\Delta C_L = 210 \cdot C_{\mu EMHD}^{1.429} \quad C_{\mu} \leq 0.01, \quad (4)$$

und im Bereich der Zirkulationskontrolle

$$\Delta C_L = 0.27 + 1.826 \cdot (C_{\mu EMHD} - C_{\mu A})^{0.581} \quad C_{\mu} > 0.01. \quad (5)$$

Die Mehrzahl der für das NACA 0015 vorliegenden Messungen sind in C_{μ} zu grob gestuft, um eine den Gleichungen (2), (3), (4), (5) entsprechende Anpassung vorzunehmen. Lediglich für einen Anstellwinkel von 22° und die Reynoldszahlen $1.14 \cdot 10^5$ und $1.81 \cdot 10^5$ erscheint dies ansatzweise sinnvoll, wobei der Wertevorrat wesentlich geringer ist, als bei den oben aufgeführten Anpassungen. Bei einer Annahme von $C_{\mu A} = 0.04$ ergibt sich im Bereich der Grenzschichtkontrolle

$$\Delta C_L = 35.75 \cdot C_{\mu EMHD}^{1.36} \quad C_{\mu} \leq 0.04, \quad (6)$$

und bei Zirkulationskontrolle

$$\Delta C_L = 0.332 + 2.422 \cdot (C_{\mu EMHD} - C_{\mu A})^{0.562} \quad C_{\mu} > 0.04. \quad (7)$$

Da die Auftriebszunahme mit dem Impulsbeiwerten im Grenzschichtkontrollregime wesentlich stärker ausfällt als durch Zirkulationserhöhung, stellt der Anlege-Impulsbeiwert ($C_{\mu A}$) aus Sicht der Aerodynamiker [4] eine obere wirtschaftliche Grenze für die Ablösungskontrolle dar. Der Anlege-Impulsbeiwert ebenso wie der zugehörige Auftriebsgewinn durch Grenzschichtkontrolle $\Delta C_{L GK}$ variieren, wie leicht einzusehen, mit dem Anstellwinkel des Profils. Bei Versuchen zum Ausblasen über Klappen fand Carrière [9], dass eine Interpolation nach

$$C_{\mu A} = 0.015 \tan \delta_f \quad (8)$$

die bestmögliche Anpassung der ermittelten Werte ergibt. In (8) bezeichnet δ_f den Anstellwinkel der Klappe. Aus Abbildung 3 ist zu entnehmen, dass eine ähnliche Annahme (Verwendung des Profilneigungswinkels α anstatt des Klappenanstellwinkels δ_f) im Rahmen des verfügbaren Wertevorrates nicht getroffen werden kann. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die Abbildung 3 zugrundeliegenden Werte dem

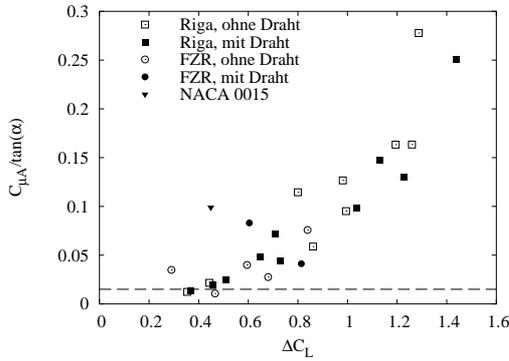


Abb. 3: Quotient aus $C_{\mu A}$ und $\tan \alpha$ über dem Auftriebsgewinn, die gestrichelte Linie gibt die Konstante nach (8) an.

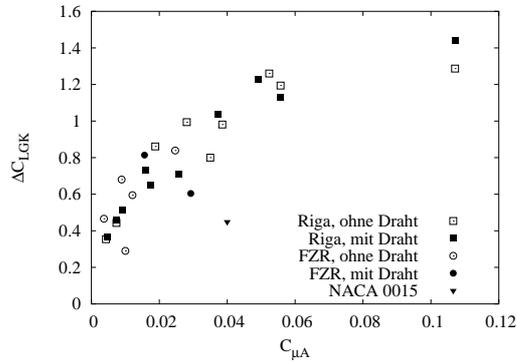


Abb. 4: Auftriebserhöhung durch Grenzschichtkontrolle (ΔC_{LGK}) über $C_{\mu A}$.

Reynoldszahlbereich $2.9 \cdot 10^4 < Re < 1.8 \cdot 10^5$ entstammen. Die Werte wurden, bis auf die in den Gleichungen (2), (4) und (6) gegebenen, aus Darstellungen in der Art von Abbildung 5 gewonnen. In diesem Bereich verschiebt sich der Abreisswinkel beträchtlich (siehe [1]). Abbildung 4 stellt den Auftriebsgewinn durch Grenzschichtkontrolle ΔC_{LGK} über dem Anlege-Impulsbeiwert $C_{\mu A}$ dar. Es ist davon auszugehen, dass die Gestalt der Kurve ebenfalls durch den Reynoldszahlbereich mitbestimmt wird, da hohe Werte von $C_{\mu A}$ nur bei niedrigen Reynoldszahlen erreicht wurden und kleine $C_{\mu A}$ großen Reynoldszahlen zuzuordnen sind.

Um einen extrapolierbaren Zusammenhang zwischen α , ΔC_L und $C_{\mu EMHD}$ für das Grenzschichtkontrollregime ($C_{\mu EMHD} \leq C_{\mu A}$) zu finden, reichen die hier verfügbaren Werte nicht aus. Es kann jedoch mit einiger Sicherheit davon ausgegangen werden, dass sich $C_{\mu A}$ mit dem Anstellwinkel erhöht und die Auftriebserhöhung proportional zu $C_{\mu EMHD}^a$ mit $1 < a < 2$ ist.

Den Auftriebsgewinn der sich als Differenz des bei saugseitiger Strömung unter Lorentzkrafteinfluss auftretenden Maximalauftriebes und dem bei unbeeinflusster Strömung erzielbarem ergibt, sei mit ΔC_{Lmax} bezeichnet. Formelmäßig lässt sich der Zusammenhang als

$$\Delta C_{Lmax}(C_{\mu EMHD}) = C_{Lmax}(C_{\mu EMHD}) - C_{Lmax}(C_{\mu EMHD} = 0) \quad (9)$$

aufschreiben. ΔC_{Lmax} setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen, dem durch Zirkulationserhöhung erzielten Auftriebsgewinn und der durch Verzögerung der Ablösung und damit Erhöhung des kritischen Anstellwinkels bewirkten Auftriebserhöhung. Die im Bearbeitungszeitraum bisher gemessenen ΔC_{Lmax} stammen von zwei PTL IV Profilen und dem hier untersuchten NACA 0015. Die Gesamtheit der Versuche umfasst

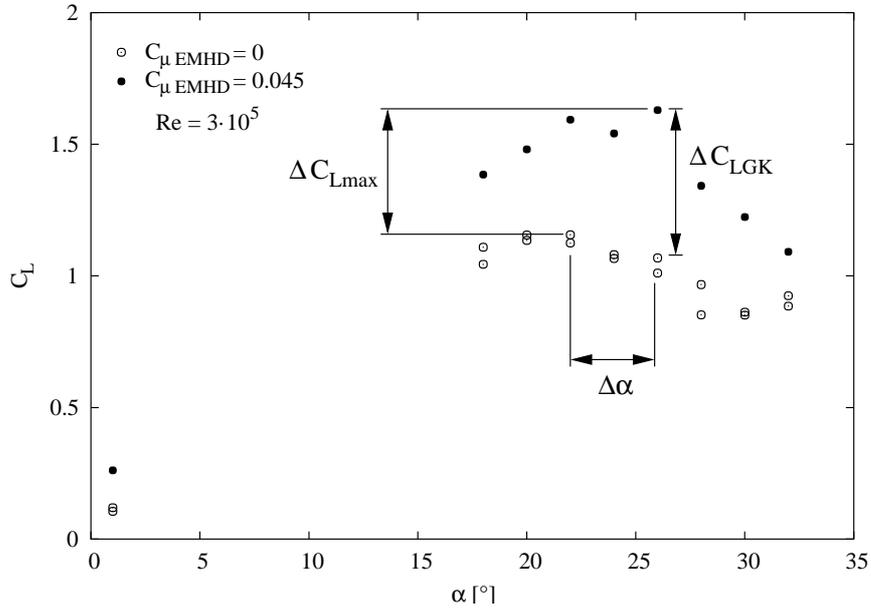


Abb. 5: Skizze zur Definition des maximalen Auftriebsgewinns (Gleichung (9)).

einen Reynoldszahlbereich von $2.9 \cdot 10^4 \leq Re \leq 3.71 \cdot 10^5$ und sowohl laminare als auch turbulente Grenzschichten am Profil. Die Anpassung eines einfachen Potenzansatzes an den gesamten vorliegenden Datenvorrat ergibt die folgende Gleichung:

$$\Delta C_{Lmax} = 2.91 C_{\mu EMHD}^{0.544}. \quad (10)$$

Die geringfügige Änderung der Koeffizienten in (10) gegenüber [2] resultiert aus der Anwendung bisher unberücksichtigter Korrekturen auf die mit den beiden PTL IV Profilen gemessenen Werte.

Der nahe an 0.5 liegende Exponent in Gleichung (10) weist auf einen dominierenden Einfluss der Zirkulationserhöhung auf die im untersuchten Parameterbereich gemessenen ΔC_{Lmax} hin.

3 Energiebedarf

Der Energiebedarf für die elektromagnetische Strömungskontrolle ist bei Verwendung von Permanentmagneten allein durch den Aufwand an elektrischer Energie zur Speisung der Elektroden gegeben. Die auf die mit Elektroden und Magneten bedeckte Fläche bezogene elektrische Leistung p_{EL} setzt sich aus zwei Termen zusammen. Ein Anteil ist dem Ohmschen Widerstand des Fluides geschuldet, der zweite und in der Regel weitaus kleinere resultiert aus der zu überwindenden Zersetzungsspannung E_0 .

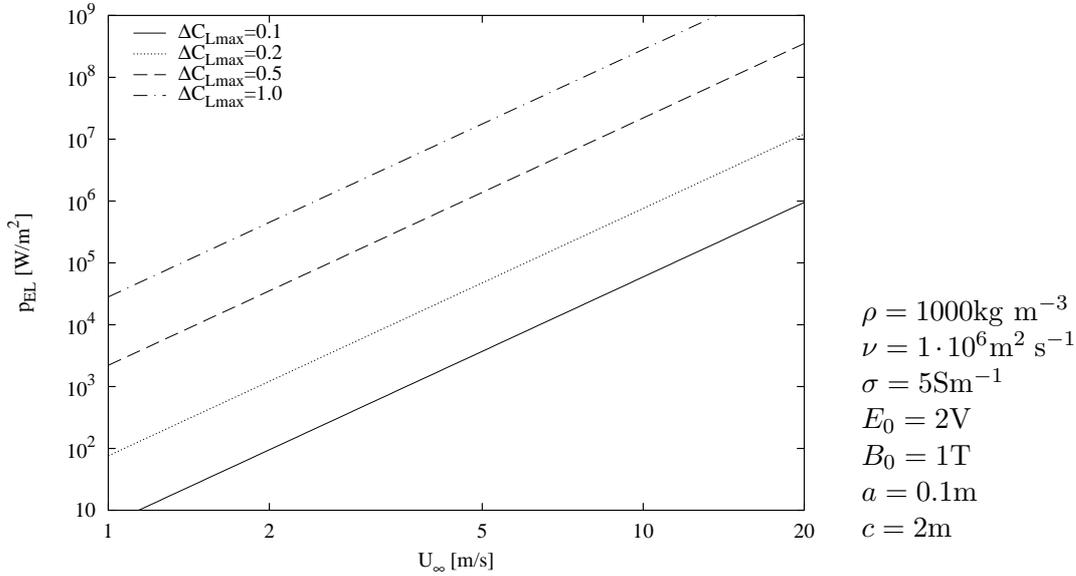


Abb. 6: Flächenbezogener elektrischer Leistungsbedarf für die rechts tabellierte Konfiguration dargestellt über U_∞ bei Betrachtung von ΔC_{Lmax} , d.h. Gleichung (10).

Insgesamt ergibt sich damit

$$p_{EL} = \frac{j_0}{4} \cdot \left[\frac{a j_0}{\sigma} + E_0 \right]. \quad (11)$$

Die elektrische Leistung lässt sich unter der Annahme, dass die ganze Profilfläche mit Elektroden und Magneten bedeckt ist ($A_{EM} \approx c \cdot s$), durch Einsetzen von (1) in (11) auch mit dem EMHD Impulskoeffizienten formulieren:

$$p_{EL} = \frac{C_\mu \rho U_\infty^2}{B_0} \cdot \frac{1}{2a} \cdot \left[\frac{2}{\sigma} \cdot \frac{C_\mu \rho U_\infty^2}{B_0} + E_0 \right] \sim U_\infty^4 \cdot C_\mu^2. \quad (12)$$

Die aufzuwendende elektrische Leistung wächst also mit der vierten Potenz der Anströmgeschwindigkeit und dem Quadrat des EMHD Impulskoeffizienten.

Legt man das aus Gleichung (10) in etwa folgende $\Delta C_{Lmax} \sim \sqrt{C_{\mu EMHD}}$ zugrunde, steigt der Leistungsbedarf ebenfalls mit der vierten Potenz des gewünschten maximalen Auftriebsgewinns an.

Abbildung 6 zeigt den Leistungsbedarf, der sich bei einer hypothetischen Konfiguration mit den in der Abbildung tabellierten Werten für magnetische Induktion etc. unter Verwendung der Beziehung (10) ergibt. Gleichung (10) ist dazu lediglich nach $C_{\mu EMHD}$ aufzulösen und in (12) einzusetzen. Aufgrund der beschriebenen Abhängigkeit des Leistungsbedarfs von der vierten Potenz der Anströmgeschwindigkeit ist die

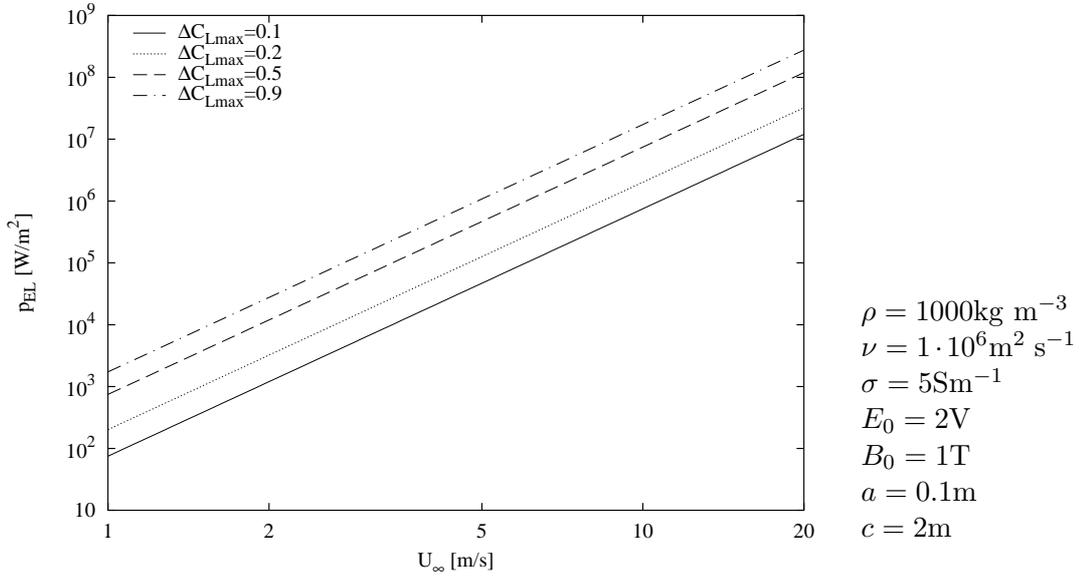


Abb. 7: Flächenbezogener elektrischer Leistungsbedarf für die rechts tabellierte Konfiguration dargestellt über U_∞ unter der Annahme, dass die Auftriebserhöhung im Grenzschichtkontrollregime nach Gleichung (2) erfolgt.

bei höheren Geschwindigkeiten erforderliche elektrische Leistung immens. Für das Grenzschichtkontrollregime liegt aus den oben geschilderten Gründen keine (9) vergleichbare Beziehung vor, die verallgemeinerbare Aussagen zuliesse. Deshalb wurde für eine ähnliche Darstellung des Energiebedarfs auf Gleichung (2) zurückgegriffen, in der Annahme, dass diese ein typisches Verhalten von $\Delta C_L(C_{\mu EMHD})$ im Bereich der Grenzschichtkontrolle beschreibt. Der maximal angenommene Auftriebsgewinn ist hier jedoch auf etwa $\Delta C_L = 0.9$ begrenzt, da Gleichung (2) für höhere Werte nicht mehr gültig ist, d.h. ΔC_L größer als $\Delta C_{L GK}$ wird. Beim Vergleich der beiden Abbildungen 6 und 7 erkennt man, dass sich für die beiden höheren Werte des zu erreichenden Auftriebsgewinns ($\Delta C_L = 0.5$ und $\Delta C_L = 1.0$ bzw. 0.9 bei Grenzschichtkontrolle) ein deutlich geringerer Leistungsbedarf ergibt, als bei Zugrundelegen von ΔC_{Lmax} . Die erforderliche flächenbezogene Leistung ist wegen der Abhängigkeit von U_∞^4 jedoch bei größeren Geschwindigkeiten immer noch sehr hoch. Werden nur relativ kleine Auftriebssteigerungen benötigt ($\Delta C_L = 0.1$, $\Delta C_{Lmax} = 0.2$), ist es sogar energetisch günstiger, diese im wesentlichen durch Zirkulationskontrolle zu erreichen. Dieser Effekt wird besonders deutlich, wenn man die den Beziehungen (2) und (9) entsprechenden Auftriebsgewinne über $C_{\mu EMHD}$ aufträgt, wie dies in Abbildung 8 geschehen ist.

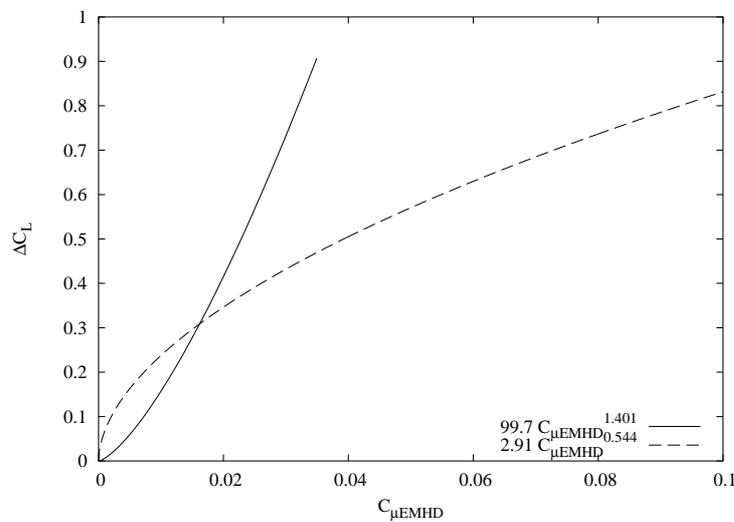


Abb. 8: Vergleich der im Grenzschichtkontrollregime (Gleichung (2), durchgezogen) erzielbaren Auftriebsgewinne mit ΔC_{Lmax} nach Gleichung (9) (gestrichelt).

Literatur

- [1] WEIER, T., FEY, U., GERBETH, G., LAMMERS, G., HOFFMANN, L., JENSEN, G., LIELAUSIS, O. und PLATACIS, E.: *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder II*. Technischer Bericht FZ Rossendorf, 2001.
- [2] WEIER, T., GERBETH, G., LAMMERS, G., HOFFMANN, L., LIELAUSIS, O. und PLATACIS, E.: *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder III*. Technischer Bericht FZ Rossendorf, 2001.
- [3] SCHWIER, W.: *Blasversuche zur Auftriebssteigerung am Profil 23015 mit verschiedenen Klappenformen*. Technischer Bericht FN 1865, Zentrale f. wiss. Berichtswesen, Berlin-Adlershof, 1943.
- [4] POISSON-QUINTON, P. H.: *Einige physikalische Betrachtungen über das Ausblasen an Tragflügeln*. Jahrbuch der WGL, Seiten 29–51, 1956.
- [5] DODS, J.B. und WATSON, E.C.: *The effects of blowing over various trailing-edge flaps on an NACA 0006 airfoil section, comparisons with various types of flaps on other airfoil sections, and an analysis of flow and power relationships for blowing systems*. Technischer Bericht NACA-RM-A56C01, NACA, 1956.
- [6] KELLY, MARK W.: *Analysis of some parameters used in correlating blowing-type boundary-layer control data*. Technischer Bericht NACA-RM-A56F12, NACA, 1956.

- [7] STREIT, G. und F. THOMAS: *Experimentelle und theoretische Untersuchungen an Ausblaseflügeln und ihre Anwendung beim Flugzeugentwurf*. Jahrbuch der WGL, Seiten 119–132, 1962.
- [8] SIESTRUNCK, R.: *General Theory of the jet flap in two-dimensional flow*. In: LACHMANN, G.V. (Herausgeber): *Boundary Layer Control*, Band II, Seiten 342–364. Pergamon Press, Oxford, 1961.
- [9] CHANG, P.K.: *Control of Flow Separation*. Hemisphere, Washington, 1976. S. 366.

Bericht über die Ruder-Messungen an der HSVA
(18.02.-05.03. 2002) im Rahmen des Projektes
**Kontrolle der nichtlinearen Dynamik von
Strömungsgrenzschichten durch elektromagnetische
Kräfte**
gefördert durch das VDI-Technologiezentrum Physikalische
Technologien, Düsseldorf

Elektromagnetisches Hochleistungsrunder IV

Oszillierende Anregung der abgelösten Strömung

Tom Weier,
Gunter Gerbeth
FZR

Gerd Lammers,
Lutz Hoffmann,
HSVA

3. April 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Oszillierende Anregung abgelöster Strömungen	5
3	Versuchsaufbau	16
4	Ergebnisse	20
4.1	Vergleich mit stationärer Anregung	21
4.2	Visualisierungen	25
4.3	Einfluss der Anregungsfrequenz bei verschiedenen festen Winkeln . . .	27
4.3.1	$Re = 4.9 \cdot 10^4$	27
4.3.2	$Re = 3.0 \cdot 10^4$	37
4.3.3	$Re = 9.7 \cdot 10^4$	42
4.4	Wellenform der Anregung	46
5	Zusammenfassung	48
	Literaturverzeichnis	49

1 Einleitung

Im Ergebnis der mit den elektromagnetisch ausgerüsteten Profilen PTL IV und NACA 0015 an der HSVA durchgeführten Versuchen [1–3] gelang es, den elektromagnetischen Impulskoeffizienten als geeigneten Parameter für die Beschreibung der Ablösungskontrolle mit stationären Lorentzkräften zu isolieren. Gleichzeitig wurde deutlich, dass der dadurch extrapolierbar gewordene Energiebedarf einen praktischen Einsatz stationärer elektromagnetischer Kontrolle in den beiden vorgesehenen Anwendungsfällen POD-Antriebe und Stabilisierungsflossen verhindern wird.

Aktuelle Untersuchungen zur periodischen Anregung von Scherschichten, die beginnend mit den neunziger Jahre des letzten Jahrhunderts (siehe z.B. [4]) auch auf die Kontrolle von Ablösungen angewandt wurden, versprechen einen um Größenordnungen geringeren Aufwand für der stationären Kontrolle entsprechende Auftriebssteigerungen. Diese Ergebnisse können, sofern sich ihre Übertragbarkeit auf eine elektromagnetische Anregung zeigen lässt, die oben getroffenen Einschätzung des energetischen Aufwands zum Positiven wenden. Es wurde deshalb von den Projektpartnern eingeschätzt, dass unter Nutzung vorhandener Mittel Versuche angestellt werden sollten, die eine Einschätzung der periodischen elektromagnetischen Anregung im Vergleich zu den aus der Literatur bekannten Ergebnissen ermöglichen.

Der hier vorliegende Bericht beschreibt die in der Folge an einem in der elektromagnetischen Ausrüstung leicht modifizierten PTL IV (FZR-Ruder) an der HSVA durchgeführten Versuche. Um eine Einschätzung der Ergebnisse im Vergleich zu Literaturdaten zu erleichtern, ist den Versuchsergebnissen ein zusammenfassendes Kapitel zur Strömungskontrolle durch oszillierende Anregung vorangestellt.

2 Oszillierende Anregung abgelöster Strömungen

Erste Untersuchungen zur instationären Anregung abgelöster Strömungen datieren aus der Mitte der 70er Jahre des vorigen Jahrhunderts [5]. Damals fand man bei der Untersuchung von Tragflügelumströmungen, dass extern aufgeprägter Schall ein partielles Wiederanlegen einer abgelösten Strömung bewirken kann, was in deutlich erhöhten Auftriebs- sowie reduzierten Widerstandsbeiwerten resultierte. Entsprechende Effekte konnten auch bei der mechanischen Anregung von abgelösten Strömungen in Diffusoren und über Stufen gefunden werden, wobei in diesen Fällen im wesentlichen die Druckverteilung und der Gesamtdruckverlust beeinflusst werden. Akustische Anregung wirkt global und in einem 2 Größenordnungen umfassenden Bereich reduzierter Anregungsfrequenzen ($O(1) \leq f_e c/U_\infty \leq O(100)$) [4]. Bei ent-

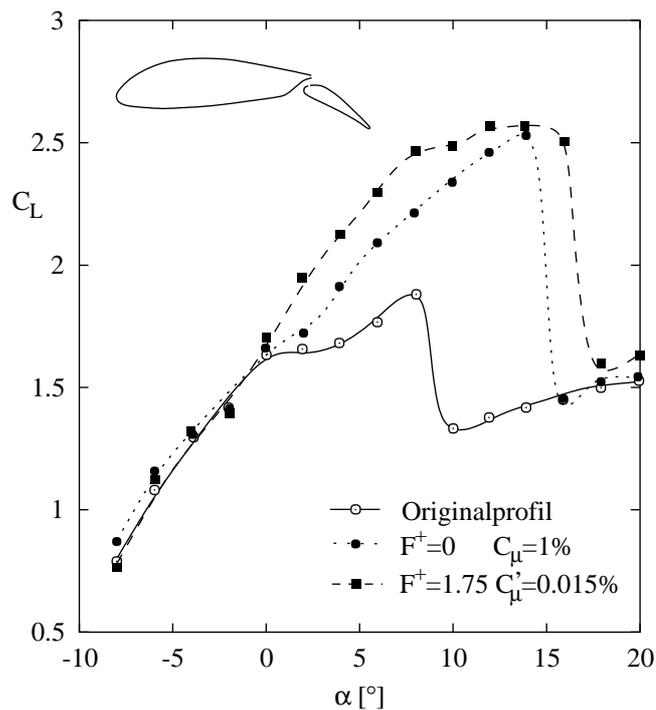


Abb. 2.1: Auftriebserhöhung an einem IAI PR8-40 Profil bei $Re = 1.4 \cdot 10^5$ durch Ausblasen über der Schulter einer $\delta_f = 30^\circ$ angestellten Klappe. Vergleich von stetigem und oszillierendem Ausblasen nach [6].

sprechenden Experimenten wurde jedoch zum Teil festgestellt, das die Anregung nur dann effizient war, wenn sie Windtunnelresonanzen anregte. Zudem werden für die Anregung sehr hohe Schallpegel benötigt, was eine praktische Anwendung unwahrscheinlich macht [7]. Seit Beginn der 90er Jahre gibt es eine stetig wachsende Anzahl von Untersuchungen zur lokalen Anregung abgelöster Strömungen. Besonders präsent sind Wagnanski und Mitarbeiter mit einer Vielzahl von Veröffentlichungen zu diesem Thema. Eine umfangreiche Zusammenfassung findet sich in [4], weitere experimentell orientierte Arbeiten sind z.B. [6–15]. Trotz der erwartungsgemäß beträchtlichen Probleme, die eine Simulation derart komplexer Strömungen mit sich bringt, gibt es auch eine Reihe numerischer Arbeiten zum Thema, beispielsweise [16–19].

Bei vergleichbarer Auftriebssteigerung gegenüber der unbeeinflussten Strömung erfordert die periodische Anregung einen wesentlich geringeren Impulseintrag als die stationäre. Dieses Verhalten verdeutlicht Abbildung 2.1 nach [6] in eindrucksvoller Weise. Wagnanski [20] gibt an, dass bei oszillierender Anregung ein um bis zu 3 Größenordnungen geringerer Impulseintrag ausreicht, um ähnliche Effekte zu erzielen. Dieses Verhalten kann nur durch einen qualitativ andersartigen Wirkmechanismus hervorgerufen worden sein. Beim stetigen Impulseintrag wird das Energiedefizit der Grenzschicht ausgeglichen und zwar allein durch den in geeigneter Weise in die Strömung eingetragenen Impuls. Die oszillierende Anregung hingegen verstärkt die Vermischung des impulsarmen Fluids der Grenzschicht mit dem impulsreichen der Außenströmung. Dabei tritt der von der Außenströmung in die Grenzschicht transferierte Impuls nicht als zu bilanzierender Aufwand in Erscheinung.

Zur qualitativen Erklärung der Ablösungsverhinderung wird die Dynamik der angeregten Scherschicht betrachtet. Die hier gegebene Kurzfassung lehnt sich stark an die Darstellung von Greenblatt und Wagnanski in [4] an. Eine generische Konfiguration, die zur Entstehung einer Scherschicht führt, ist im linken Teil von Abbildung 2.2 skizziert. Durch eine Platte getrennt bewegen sich zwei Fluidströme unterschiedlicher Geschwindigkeit $U_1 < U_2$ auf die Plattenkante zu. Nach dem Passieren der Plattenkante vereinigen sich die Fluidströme, wobei sich zwischen ihnen eine Region mit starken Geschwindigkeitsgradienten, die Scherschicht, bildet. Die Dicke der Scherschicht wächst mit zunehmender Entfernung von der Plattenhinterkante.

Scherschichten sind in vielen Strömungskonfigurationen zu finden, z.B. an Strahlrändern und den Grenzen von Ablösegebieten. Aus Dimensionsbetrachtungen findet man [21], dass Scherschichten durch die normierte Differenz R der Geschwindigkeiten U_1 und U_2

$$R = \frac{U_2 - U_1}{U_1 + U_2} \quad (2.1)$$

und die Impulsverlustdicke θ

$$\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U - U_1}{U_2 - U_1} \left(1 - \frac{U - U_1}{U_2 - U_1} \right) dy \quad (2.2)$$

charakterisiert werden können. Die Aufweitung der Scherschicht ist proportional zur Entfernung von der Plattenkante und der normierten Geschwindigkeitsdifferenz R . Sie geschieht relativ langsam und kann durch folgende Beziehung [21] angenähert werden:

$$\frac{d\theta}{dx} \approx 0.037 \dots 0.046R. \quad (2.3)$$

Eine lineare Stabilitätsanalyse des Geschwindigkeitsprofils der Scherschicht zeigt, dass es über den Mechanismus der Kelvin–Helmholtz–Instabilität anfällig für kleine Störungen ist (siehe z.B. [22]). Hervorgerufen durch die Instabilität bilden sich in der Scherschicht zunächst Kelvin–Helmholtz Wirbel, deren Wechselwirkung weiter stromab zu Wirbelvereinigungen und der Bildung größerer kohärenter Strukturen führt. Die Strouhalzahl

$$St = \frac{f_n \theta}{\bar{U}} = 0.032 \quad (2.4)$$

gebildet mit der Eigenfrequenz f_n der Scherschicht variiert im Bereich $0 < R < 1$ nur um 5%, wohingegen die Verstärkung der Instabilität etwa linear mit R wächst [23]. Dabei ist \bar{U} in (2.4) die mittlere Geschwindigkeit nach $\bar{U} = (U_1 + U_2)/2$. Die Frequenzspektren von Scherschichten sind jedoch generell breitbandig und hängen stark vom in der Umgebung vorhandenen Rauschspektrum bzw. der künstlichen Anregung einer Frequenz ab [24]. Diese starke Abhängigkeit von äußeren Einflüssen lässt sich dazu ausnutzen, die Eigenschaften der Scherschicht in weiten Bereichen zu beeinflussen.

Im linken Diagramm von Abbildung 2.3 ist die Aufweitung einer am Ursprung angeregten Scherschicht nach [4] dargestellt. Der grau unterlegte Bereich entspricht der Streubreite der Daten. f^+ ist die nach

$$f^+ = \frac{x f_e}{\bar{U}} \quad (2.5)$$

entdimensionierte Frequenz der Anregung f_e , x die Entfernung der Stelle der Anregung. Mit der Impulsverlustdicke, der Anregungsfrequenz und \bar{U} lässt sich eine

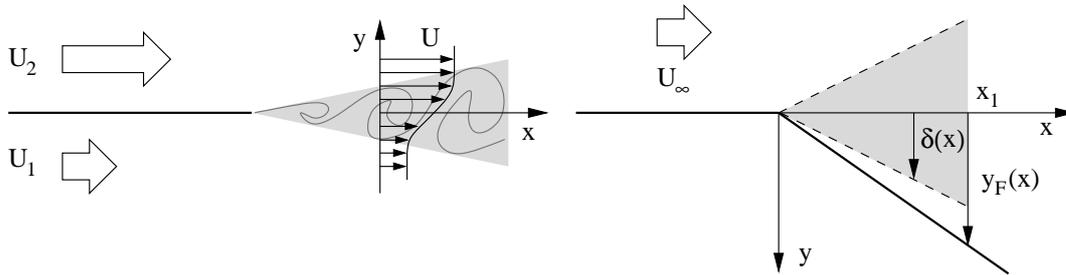


Abb. 2.2: Skizze Scherschicht (links) und Skizze zum Zusammenhang von Entrainment und Anlegen der Strömung (rechts) nach [4].

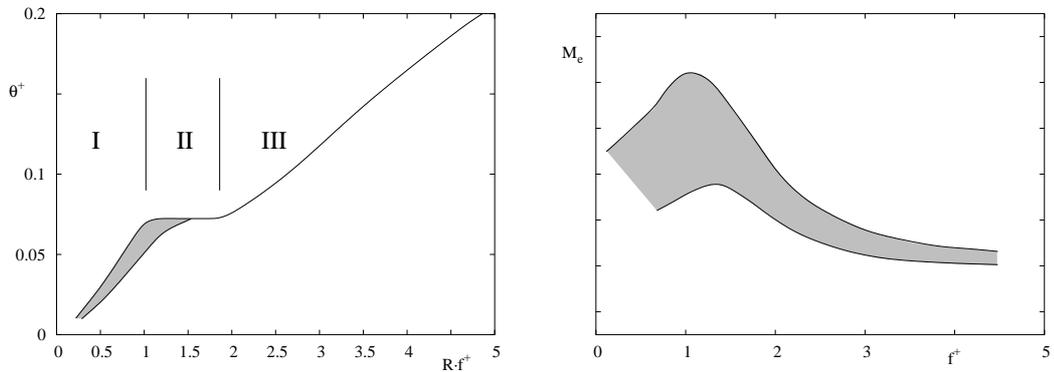


Abb. 2.3: Entdimensionierte Aufweitung der angeregten Scherschicht (links) und resultierendes Entrainment M_e (rechts) nach [4]

weitere dimensionslose Größe bilden

$$\theta^+ = \frac{\theta f_e}{\bar{U}}, \quad (2.6)$$

die die Aufweitung der Scherschicht kennzeichnet. Das Aufweitungsverhalten lässt sich in drei Bereiche gliedern. Zunächst spreizt sich die Scherschicht wegen der Verstärkung der anregenden Wellen auf (Region I). Ab einem gewissen Punkt wird die Scherschicht stabil gegenüber der Anregungsfrequenz, sie verstärkt diese deshalb nicht weiter und behält ihre Ausdehnung bei (Region II). Andere Prozesse führen dann wieder zu einem Aufweiten (Region III), das aber weniger schnell erfolgt, als in Region I.

Das Aufweiten der Scherschicht geschieht durch Impulstransport, einerseits wird schnelles Fluid abgebremst, andererseits langsames Fluid beschleunigt und in die Scherschicht hineingezogen. Dieser „Mitnahmeeffekt“ wird in der englischsprachigen Literatur mit „entrainment“ bezeichnet. Die mitgenommene Fluidmenge M_e ist dabei proportional zur Aufweitung der Scherschicht:

$$M_e \sim \frac{1}{x_1^2} \int_0^{x_1} \delta(x) dx. \quad (2.7)$$

Die Bedeutung der geometrischen Größen ist aus der Skizze im rechten Teil von Abbildung 2.2 ersichtlich. Dort ist die sich über einer Klappe (durchgezogene Linie) mit vollständig abgelöster Strömung bildende Scherschicht (grau hinterlegt) skizziert. Die Entfernung des Scherschichtrands von der x -Achse ist mit δ bezeichnet. Das für das „entrainment“ insgesamt verfügbare Fluidvolumen M_a wird durch die Fläche zwischen der x -Achse und der Klappe (y_F) bestimmt

$$M_a = \frac{1}{x_1^2} \int_0^{x_1} y_F(x) dx. \quad (2.8)$$



Abb. 2.4: Scherschicht über einer Klappe, angeregt durch einen oszillierenden Vorflügel (flaperon) nach [8]

Übersteigt das „entrainment“ das verfügbare Fluidvolumen über der Klappe, legt sich die Scherschicht an die Klappe an. Dieses Verhalten tritt auch bei Freistrahlen auf, die sich in der Nähe einer Wand ausbreiten und wird dort als Coanda-Effekt bezeichnet [25]. Als Kriterium für ein Anlegen der Scherschicht an die Klappe lässt sich also formulieren:

$$\frac{M_e}{M_a} > 1. \quad (2.9)$$

Das rechte Diagramm in Abbildung 2.3 nach [4] zeigt das sich aus den im linken Diagramm gegebenen Daten ermittelte Verhalten von M_e über der nach Gleichung 2.5 entdimensionierten Anregungsfrequenz. Der grau hinterlegte Bereich steht wiederum für die Streuung der experimentell ermittelten Daten. Offenbar ist der Impulstransport und damit das „entrainment“ besonders groß, wenn f^+ in der Nähe von 1 liegt. Diese Abschätzung hängt jedoch unter anderem auch von der Amplitude der Anregung ab. Die in Abbildung 2.3 wiedergegebenen Daten gelten für kleine Amplituden. Stärkere Anregung führt zu einem Überschwingen in Region II, was in einer höheren optimalen f^+ resultiert. Die Betrachtungen sind also nur als Abschätzungen zu verstehen. Dass sich die Länge turbulenter Ablöseblasen durch Anregung der am Blasenrand vorhandenen Scherschicht verkürzen lässt, wurde durch Messungen in der Stirnregion von längs angeströmten Zylindern bestätigt [5, 26]. Auch in diesen Fällen konnte die beste Wirkung mit entdimensionierten Frequenzen $f^+ = O(1)$ erzielt werden. Die Bezugslänge wurde zwar abweichend von (2.5) definiert, lag jedoch auch im großskaligen Bereich.

In Abbildung 2.4 nach [8] ist die Aufnahme der von einem schwingenden Vorflügel („flaperon“) angeregten Strömung über einer Klappe zu sehen. Die Oszillationen des Vorflügels über der Klappenschulter erzeugen große Wirbel, die sich über das ganze Rezirkulationsgebiet erstrecken und periodisch impulsreiches Fluid in die wandnahe Region eintragen. Entsprechenden Geschwindigkeitsmessungen zeigten, dass dadurch

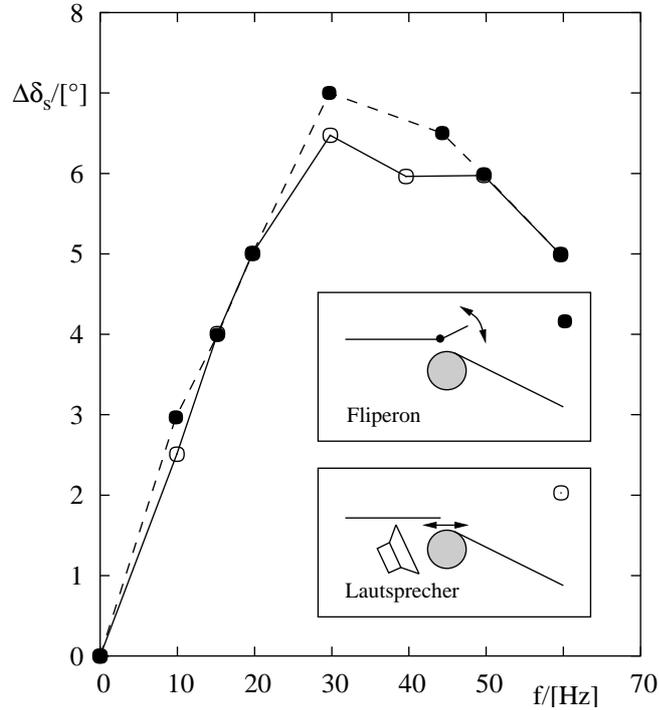


Abb. 2.5: Vergleich zweier Anregungsmethoden bei $C'_{\mu eff} = 0.02\%$ und $Re = 4.5 \cdot 10^5$ nach [4].

die Rückströmung eliminiert wird und das ganze Gebiet über der Klappe als eine dicke, wohldurchmischten Grenzschicht erscheint.

Die Methode der Anregung ist für deren Wirkung nur von untergeordneter Bedeutung. Verschiedene Anregungsmethoden können über einen zweckmäßig definierten Impulscoeffizienten $C'_{\mu eff}$ miteinander verglichen werden. Die übliche Definition [4] lehnt sich an die des Impulscoeffizienten beim stetigen Ausblasen [27] an und bezieht sich auf die in unmittelbarer Nähe des jeweiligen Aktuators gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen u [4]

$$C'_{\mu eff} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} U_{\infty}^2 L} \rho \int_0^{\infty} u^2 dy. \quad (2.10)$$

Abbildung 2.5 nach [4] zeigt die mit Anregungen einer bestimmten Frequenz erreichbare Erhöhung des kritischen Anstellwinkels einer Klappe $\Delta\delta_s$. Die für die schwingende Abströmkante („fliperon“) und das, mit einem Lautsprecher bewirkte, oszillierende Einblasen/Absaugen durch einen Schlitz gemessenen Werte für jeweils $C'_{\mu eff} = 0.02\%$ entsprechen sich gut.

Wie bereits angedeutet, ist die optimale Anregungsfrequenz von der Amplitude der

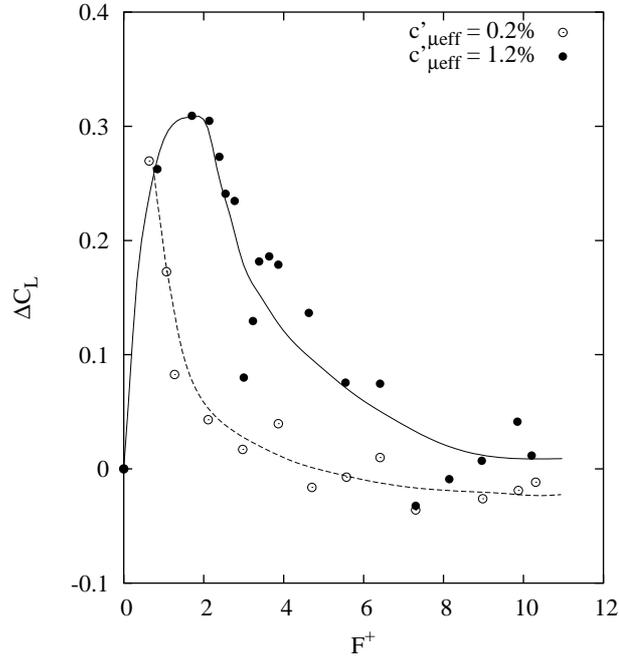


Abb. 2.6: Effekt der reduzierten Anregungsfrequenz auf die Auftriebssteigerung an einem NACA 0015 bei $Re = 2 \cdot 10^5$ und $\alpha = 16^\circ$ [4].

Anregung abhängig. Abbildung 2.6 zeigt die an einem 16° angestellten NACA 0015 erzielbare Auftriebssteigerung über der entdimensionierten Erregungsfrequenz

$$F^+ = \frac{X_{TE} f_e}{U_\infty}. \quad (2.11)$$

X_{TE} ist dabei die Entfernung des Aktuators von der Flügelhinterkante, die in diesem Falle, Anregung an der Flügelvorderkante, gleich der Profiltiefe c ist. Bei einer Anregung mit $C'_{\mu eff} = 0.2\%$ wird der maximale Auftriebsgewinn von $\Delta C_L \approx 0.27$ gegenüber der unbeeinflussten Strömung bei einer entdimensionierten Anregungsfrequenz von $F^+ \approx 0.64$ erzielt. Für $F^+ > 4$ ist keine Auftriebssteigerung mehr festzustellen, im Gegenteil nimmt ΔC_L sogar Werte geringfügig unter Null an, was jedoch auch im Bereich der Messgenauigkeit liegen mag. Eine Erhöhung der Anregungsamplitude um den Faktor 6 ($C'_{\mu eff} = 1.2\%$) resultiert in einer vergleichsweise geringen Steigerung des Auftriebsgewinns gegenüber der unbeeinflussten Strömung auf $\Delta C_L \approx 0.31$ bei $F^+ \approx 1.7$. Insgesamt werden bei dieser Amplitude in einem breiteren Frequenzband bis etwa $F^+ \lesssim 8$ Auftriebssteigerungen erzielt.

Abbildung 2.7 zeigt die bei einer konstanten Erregerfrequenz von $F^+ = 1.1$ für verschiedene $C'_{\mu eff}$ erhaltenen C_L - α -Verläufe an einem nominellen NACA 0015 bei

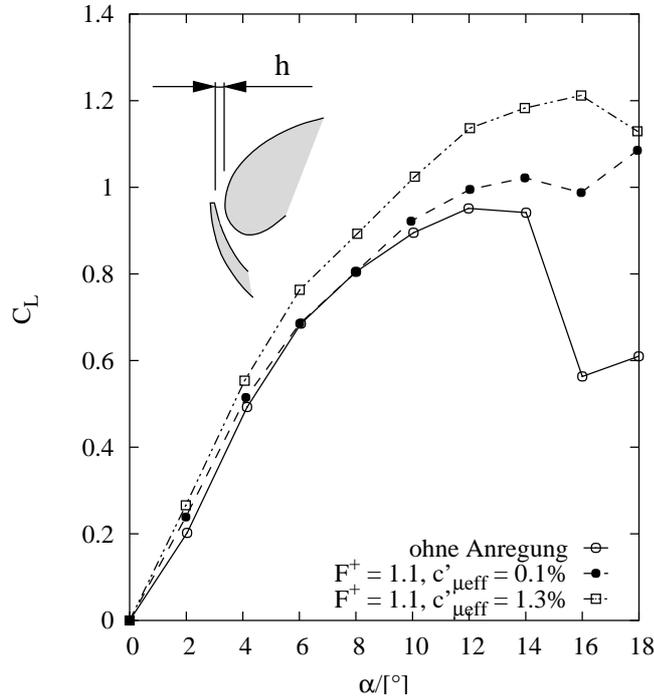


Abb. 2.7: NACA 0015 bei $Re = 1.5 \cdot 10^5$, Anregung an der Profilvorderkante [4].

$Re = 1.5 \cdot 10^5$. Die Geometrie der Flügelvorderkante ist als Skizze in das Diagramm eingefügt. Außer der Diskontinuität an der Flügelvorderkante, der Rücksprung beträgt etwa 0.4% der Profiltiefe [18], gibt es auch noch andere Abweichungen von einem tatsächlichen NACA 0015. In der Summe ergibt sich deshalb für das in [28] und [18] mit TAU 0015 bezeichnete Profil ein etwas anderer Auftriebsverlauf als für ein tatsächliches NACA 0015.

Die Anregung mit $C'_{\mu_{eff}} = 0.1\%$ wirkt sich besonders im Bereich höherer Anstellwinkel ($\alpha > 10^\circ$) auftriebssteigernd aus. Insbesondere wird der Strömungsabriss bis zum größten eingestellten Winkel von $\alpha = 18^\circ$ verhindert. Der maximale Auftriebsbeiwert steigt von $C_{Lmax} \approx 0.95$ bei $\alpha = 12^\circ$ auf $C_{Lmax} \approx 1.08$ bei $\alpha = 18^\circ$. Auffällig ist der Knick der Kurve bei $\alpha = 16^\circ$, wo beim unbeeinflussten Profil der Strömungsabriss auftritt.

Eine Verstärkung der Anregung auf $C'_{\mu_{eff}} = 1.3\%$ hat eine Erhöhung der Auftriebsbeiwerte gegenüber der unbeeinflussten Strömung im ganzen Winkelbereich $2^\circ \leq \alpha \leq 18^\circ$ zur Folge. Der maximale Auftriebsbeiwert von $C_{Lmax} \approx 1.21$ ist bei $\alpha = 16^\circ$ zu verzeichnen. Hier ergibt sich auch eine deutliche Erhöhung des Auftriebsbeiwertes gegenüber $C'_{\mu_{eff}} = 0.1\%$ ($\Delta C_L \approx 0.22$). Die Auftriebssteigerung bei $\alpha = 18^\circ$ ist mit $\Delta C_L \approx 0.05$ vergleichsweise klein.

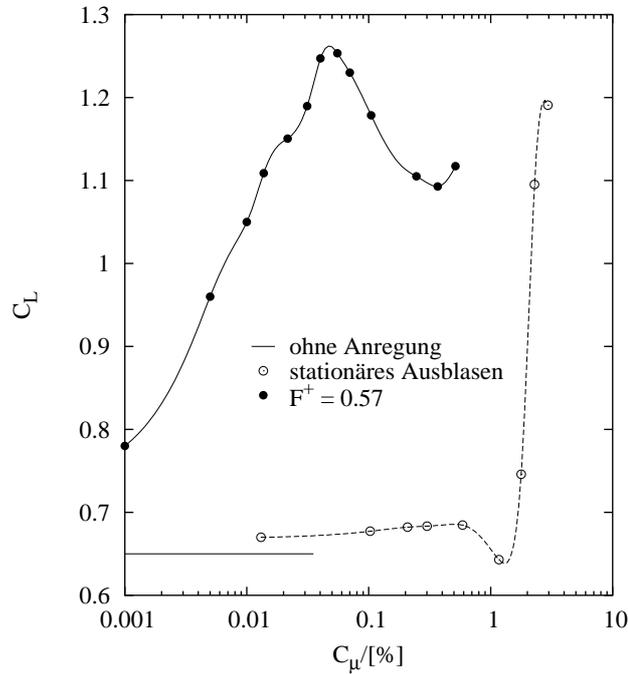


Abb. 2.8: NACA 0015 bei $Re = 3 \cdot 10^5$ und $\alpha = 22^\circ$. Vergleich von stetigem Ausblasen und periodischer Anregung mit $F^+ = 0.57$ an der Flügelvorderkante [6].

Abbildung 2.8 nach [6] zeigt den Auftrieb, den ein 22° angestelltes NACA 0015 bei $Re = 3 \cdot 10^5$ unter Einwirkung oszillierender Anregung und bei stationärem Ausblasen erreicht. Relativ geringer Impulseintrag ($C_\mu \lesssim 1\%$) hat beim stationären Ausblasen keinen bzw. einen leicht negativen Effekt. Letzterer wird mit dem ablösungsfördernden Effekt, den der Eintrag langsamen Fluids in die Grenzschicht hat, erklärt (siehe z.B. [29]). Für $C_\mu > 1\%$ steigt der Auftrieb steil an, was auf das Anlegen der Strömung an das Profil zurückzuführen ist. Die Auftriebserhöhung durch oszillierende Anregung setzt bei wesentlich geringeren Impulseinträgen ein und verläuft sanfter. Ein interessanter Effekt, dessen Ursache bisher noch ungeklärt ist [4], ist die Ausbildung eines lokalen Maximums von $C_L = 1.25$ bei $C'_{\mu eff} \approx 0.06\%$.

Offensichtlich gewinnt man mit der Anregungsfrequenz im Vergleich zum stationären Ausblasen einen zusätzlichen Kontrollparameter. Es gibt jedoch eine große Zahl weiterer Einflussgrößen, die den Controllerfolg beeinflussen. Abbildung 2.9 nach [7] zeigt, wie sich der Ort der Anregung auf die Auftriebssteigerung an einem NACA 63₈-018 bei $Re = 3 \cdot 10^5$ auswirkt. Die Strömung über die Tragfläche wird durch einen Lautsprecher angeregt, dessen Schwingungen über einen Schlitz im Profil Geschwindigkeitsschwankungen im Fluid verursachen. Die Position des Schlitzes zur Flügel-

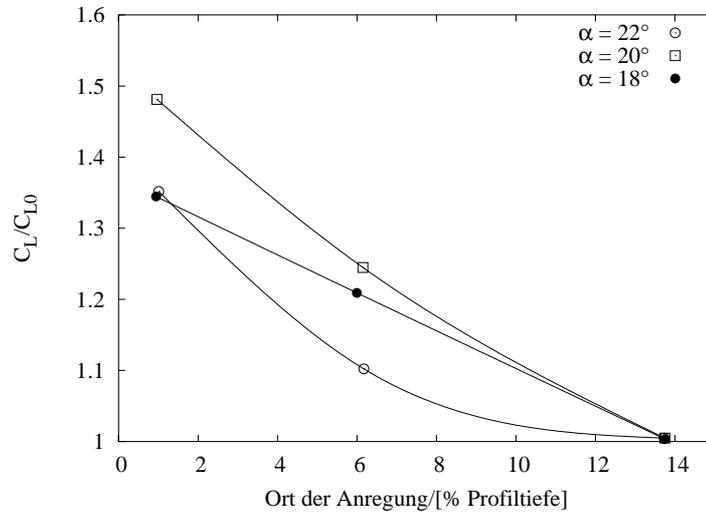


Abb. 2.9: Effekt der Position der Anregung auf die relative Auftriebssteigerung eines NACA 63₃-018 bei $Re = 3 \cdot 10^5$, Anregungsfrequenz $F^+ = 2$ [7].

vorderkante konnte variiert werden. Bei allen drei Anstellwinkeln ist die Anregung sehr nahe an der Profilverkante (1.25% c) am wirkungsvollsten. Eine Anregung bei 13.75% Profiltiefe zeigt hingegen bei allen drei Anstellwinkeln keinerlei Effekt. Man kann annehmen, dass die Strömungsablösung bei den hohen Anstellwinkeln in unmittelbarer Nähe der Flügelnase erfolgt [4]. Die ablösende Scherschicht wird also nur vom vordersten Aktuator tatsächlich optimal angeregt. Die bei 13.75% c in die Strömung eingebrachten Oszillationen erreichen die Scherschicht wahrscheinlich nicht mehr und bleiben deshalb ohne Wirkung. Um eine optimale Wirkung zu erzielen, sollte die Scherschicht möglichst nahe an ihrem Ursprung angeregt werden. Auch ein Aktuator zu weit stromauf des Ablösepunktes wird seine Wirkung verlieren, da die Grenzschicht typischerweise nicht für die Frequenz der eingebrachten Störungen empfänglich ist und diese dämpft.

Die Wirkung einer Anregung zweidimensionaler Natur, d.h. gleicher Intensität, Phase und Frequenz über der ganzen Spannweite, auf den Auftrieb, kann durch eine dreidimensionale Anregung übertroffen werden. Messungen mit piezokeramischen Aktuatoren haben ergeben, dass eine gegenphasige Anregung benachbarter Aktuatoren (3-D) in bestimmten Parameterbereichen einen vierfach verringerten Leistungsbedarf für einen konstanten Auftriebsgewinn gegenüber einem gleichphasigen (2-D) Operationsmodus aufweist [4].

Zumindest im Bereich kleiner Reynoldszahlen ($Re \leq 10^5$) nimmt die Effizienz der Anregung mit der Reynoldszahl zu. In [15] berichten die Autoren, dass für einen bestimmten Auftriebsgewinn bei $Re = 3 \cdot 10^4$ ein vierfach höherer Impulseintrag

nötig ist als bei $Re = 5 \cdot 10^4$. Diese Angabe bezieht sich auf eine Anregung an der Flügelvorderkante mit $F^+ = 1$.

3 Versuchsaufbau

Wie die vorangegangenen Rudermessungen an der HSVA fanden auch die hier besprochenen Versuche im Umwelttank statt. Der verwendete Versuchsaufbau entsprach vom Kanal mit eingebauter Düse und dem Aufbau zur Kraftmessung her dem in [2] geschilderten (siehe auch Skizze in Abbildung 3.3). Der Salzgehalt betrug 3.4%, die Wassertemperatur im Mittel ca. 9 °C. Bedingt durch die niedrige Temperatur hat das Salzwasser im Tank eine recht hohe kinematische Viskosität $\nu \approx 1.39 \cdot 10^{-6}$, was die maximal erreichbare Reynoldszahl auf etwa $Re = 1 \cdot 10^5$ begrenzte.

Da die für die Versuchsvorbereitungen verfügbare Zeit knapp bemessen war, wurde auf die Anfertigung eines neuen Ruders verzichtet. Stattdessen sind am FZR-Ruder, das bereits in den in [1] und [2] beschriebenen Versuchen Verwendung fand, entsprechende Veränderungen vorgenommen worden. Insbesondere musste die exponierte Elektrodenfläche angepasst werden. Da die Scherschicht, wie in Abschnitt 2 geschildert, möglichst nahe am Ort ihrer Entstehung angeregt werden muss, sollte der Kraftergriff in unmittelbarer Nähe der Profilverkante erfolgen. Beim vorhandenen FZR-Ruder beginnen die Elektroden in einem Abstand von etwa 6 mm von der Vorderkante des Profils. Für die Versuche wurden die Elektroden ab dort in einer Länge von 15 mm exponiert, die restliche Elektrodenfläche jedoch mit einem Anstrich isoliert. Der Kraftergriff erfolgte somit von etwa 4% bis 13% c , was den in [7] gegebenen Daten zufolge, zumindest teilweise im wirksamen Bereich liegen sollte. Offensichtlich würde man nach Abbildung 2.9 jedoch von einem Ruder mit Elektroden und Magneten nur in den vorderen 4% der Profiltiefe größere Wirksamkeit erwarten. Die gewählte Konfiguration ist in Abbildung 3.1 skizziert, Tabelle 3.1 fasst die Parameter des FZR-Ruders zusammen. Eine Fotografie des Ruders vor dem Versuchseinsatz ist in Abbildung 3.2 wiedergegeben. Das Ruder ist wie bei den vorherigen Versuchen an den Grenzen des aktiven Bereichs mit Endscheiben aus 3 mm dickem

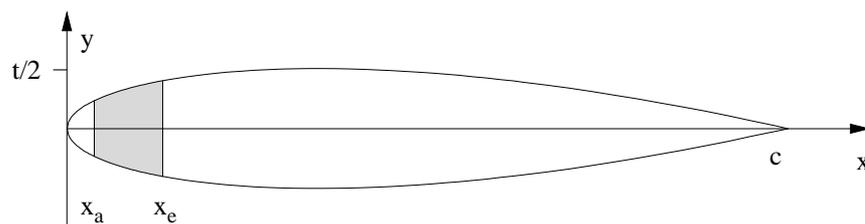


Abb. 3.1: PTL IV Profil. Der Bereich mit freier Elektrodenfläche (Aktuatorposition) ist grau unterlegt.

modifiziertes FZR-Ruder		
Profiltiefe	c [mm]	158.1
Spannweite	s [mm]	345
Anfang Elektrode x_a	[mm]	6.3
Ende Elektrode x_e	[mm]	21.3
	c/s	2.18
Magnetbreite	a [mm]	5
	a/L	0.03
Flußdichte	B_0 [T]	0.2

Tabelle 3.1: Parameter des modifizierten FZR-Ruders.

Plexiglas ausgestattet, um definierte Endbedingungen zu schaffen. Die Außenkontur der Endscheiben folgt der des Ruders im Abstand von 30 mm, ist jedoch an der Ruderhinterkante nicht spitz, sondern symmetrisch zur Vorderkante rund. Die Kanten der Endscheiben sind ebenfalls abgerundet.

Die Ruderkräfte wurden mit einer Ruderwaage der Firma Kempf & Remmers aufgenommen. Die Waage misst basierend auf Dehnmessstreifen die zwei Kraftkomponenten Widerstand F_D und Auftrieb F_L sowie das Ruderschaftsmoment F_Q . Die

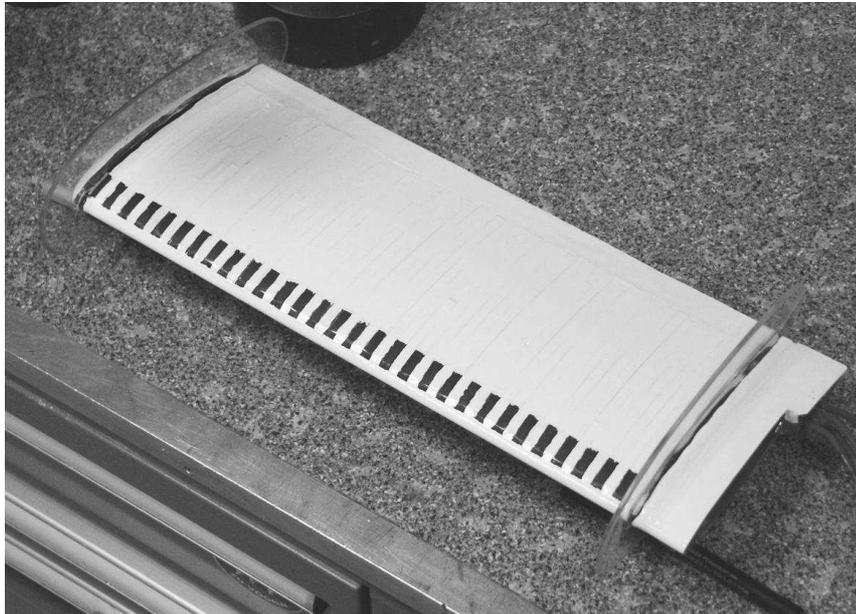


Abb. 3.2: FZR-Ruder mit Isolationsanstrich vor den Versuchen.

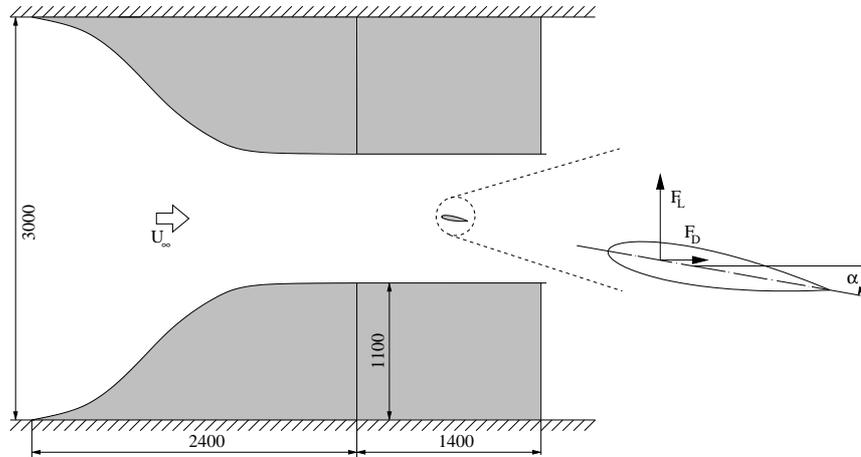


Abb. 3.3: Skizze der in den Umwelttank eingebauten Düse und der am Profil gemessenen Kraftkomponenten.

Speisung der Dehnmessstreifenbrücken und die Digitalisierung der Brückenspannungen übernahm ein Spider8 der Firma Hottinger Baldwin Meßtechnik GmbH. Die Strömungsgeschwindigkeit in der Messstrecke wurde mit einem Flügelradanemometer bestimmt. Die einschliesslich angelegter Spannung und eingespeistem Strom mit 100 Hz abgetasteten Daten speicherte ein PC.

Während der Messungen blieb der Anstellwinkel des Ruders stets konstant. In der überwiegenden Mehrzahl der Messreihen wurde bei konstantem Effektivwert von Spannung und Strom die Frequenz der Speisespannung durchgestimmt. Einige wenige Versuche sind bei konstanter Frequenz mit veränderlichem Effektivwert durchgeführt worden. Das Konstanthalten des Anstellwinkels während der Versuche minimiert den Einfluss der Stromzuführungen auf die Kraftmessung. Für jeden Anstellwinkel können die durch die Kabel ausgeübten Kräfte bei ruhender Strömung festgestellt und später von den Messwerten subtrahiert werden. Die in Abschnitt 4 wiedergegebenen Daten sind aus den Messwerten durch Zeitmittelung über ca. 20 s entstanden. Als Stromquelle diente ein Hochleistungsverstärker FM 1295 der Firma FM Elektronik. Er verstärkt das von einem Frequenzgenerator HM 8130 der Firma Hameg erzeugte Spannungssignal bis zu einem Spitzenwert von 56A, 250V. Eine Vollaussteuerung des Verstärkers führte jedoch zu technischen Komplikationen, weshalb der in den Versuchen maximal verwendete Effektivwert des Elektroden Speisestroms 36A nicht überstieg.

Trotz des im Vergleich zu den 50 A von [1] und [2] geringeren Wertes von 36A für den Gesamtstrom waren aufgrund der verkleinerten Oberfläche sowohl der Ohmsche Widerstand ($R = 1.0 \Omega$) als auch die Stromdichte ($j_{0max} = 28 \text{ kA m}^{-2}$) höher. Die höhere Stromdichte im Zusammenspiel mit der Wechselbelastung der Elektro-



Abb. 3.4: Detail der Profilverkante nach Versuchsende, starke Korrosionsspuren an den Elektroden. Vergrösserte Darstellung im Massstab ca. 2:1.

den führte zu einem Ablösen der auf den Titanelektroden aufgetragenen Schicht aus $\text{RuO}_2/\text{IrO}_2$ -Oxid. Das freigelegte Titan reagiert anodisch zu löslichem Titanchlorid, woraus sich die in Abbildung 3.4 wiedergegebene Elektrodenkorrosion erklärt. Wie bereits in [1] angesprochen, ist bekannt, dass der bei kathodischer Beanspruchung der Elektroden entstehende Wasserstoff durch die Oxidbeschichtung zum Titanrundkörper diffundiert. Der Wasserstoff bildet dort Titanhydrid, was in der Folge innerhalb kurzer Zeit zur Versprödung des Trägermaterials und zum Ablösen der Beschichtung führt. Dieses Problem konnte, zumindest für kleinere Stromdichten, durch Einbau einer elektrisch leitfähigen Diffusionsbarriere aus TiO_2 mit Sauerstoffdefizit zwischen Beschichtung und Träger gelöst werden [30].

Die aus der Korrosion resultierende beträchtliche Oberflächenveränderung wird die Messergebnisse mit Sicherheit beeinflussen, zumal sie im Nasenbereich stattfindet und damit die Strömung um das gesamte Profil beeinträchtigt.

4 Ergebnisse

Die im folgenden betrachteten Auftriebs-

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 c s} \quad (4.1)$$

und Widerstandsbeiwerte

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 c s} \quad (4.2)$$

stellen wie übliche eine Entdimensionierung der Auftriebskraft F_L bzw. des Strömungswiderstands F_D mit dem dynamischen Druck der Anströmung und der Fläche des Profils dar. Weitere verwendete Größen sind die Anströmgeschwindigkeit U_∞ , die Dichte des Strömungsmediums ρ und Spannweite s und Profiltiefe c des Ruders.

In die Reynoldszahl

$$Re = \frac{U_\infty c}{\nu} \quad (4.3)$$

geht noch die kinematische Viskosität ν der Salzlösung ein.

Die Stärke elektromagnetische Anregung wird durch den elektromagnetohydrodynamischen Impulskoeffizienten

$$C_{\mu EMHD} = \frac{1}{2} \cdot \frac{j_0 B_0 a}{\rho U_\infty^2} \cdot \frac{A_{EM}}{c \cdot s} \quad (4.4)$$

charakterisiert. Er gibt das Verhältnis von der integral eingetragenen elektromagnetischen Kraft zur Trägheitskraft an. In (4.4) bezeichnet B_0 die magnetische Induktion in Normalenrichtung an der Oberfläche der Magnete und j_0 die mittlere Stromdichte, die man erhält, wenn man den Gesamtstrom auf ein Viertel der mit Elektroden und Magneten bestückten Ruderfläche A_{EM} bezieht. Da die Stromdichte bei periodischer Anregung zeitabhängig ist, wird in Analogie zu (2.10) der effektive Impulskoeffizient

$$C'_{\mu eff} = \frac{1}{2} \cdot \frac{j_{0eff} B_0 a}{\rho U_\infty^2} \cdot \frac{A_{EM}}{c \cdot s} \quad (4.5)$$

mit dem Effektivwert der angelegten Stromdichte j_{0eff} gebildet. Für die bei allen, mit Ausnahme der in Abschnitt 4.4 beschriebenen, Versuchen verwendete Sinusspannung gilt $j_{0eff} = \frac{\sqrt{2}}{2} j_{0peak}$. Die Frequenz der Anregung f_e wird mit der Profiltiefe c und der Geschwindigkeit der Anströmung U_∞ entdimensioniert:

$$F^+ = \frac{f_e c}{U_\infty}. \quad (4.6)$$

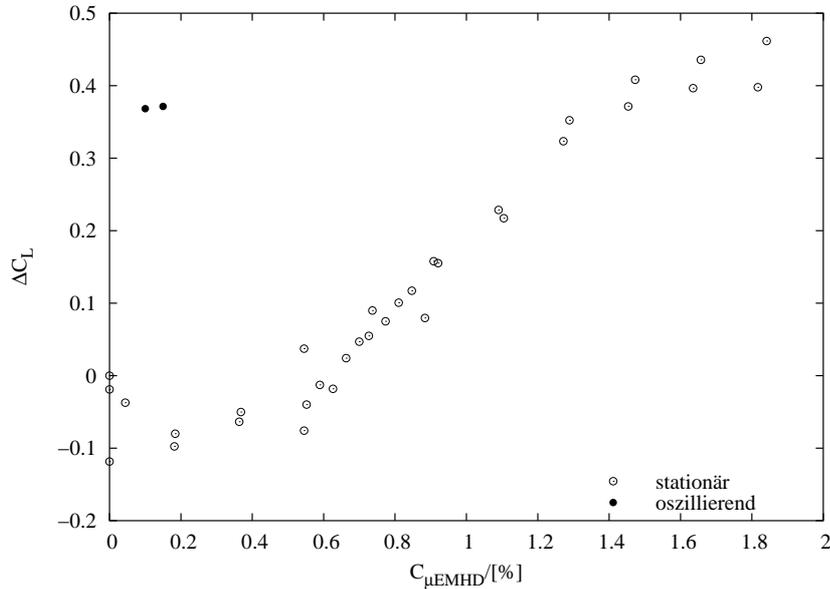


Abb. 4.1: Vergleich der Auftriebserhöhung am 17° angestellten Ruder bei stationärer Lorentzkraft und oszillierender Anregung, $Re = 5 \cdot 10^4$.

4.1 Vergleich mit stationärer Anregung

Ein wesentliches Ziel der hier vorgestellten Versuche ist es, die zumindest qualitative Vergleichbarkeit der durch elektromagnetische Anregung möglichen Strömungsbeeinflussung mit den aus der Literatur bekannten experimentellen Ergebnissen zur periodischen Anregung abgelöster Strömungen zu demonstrieren. Der wesentliche Aspekt ist die Reduzierung des für eine bestimmte Auftriebssteigerung erforderlichen Impulseintrags.

Abbildung 4.1 zeigt den Anstieg des Auftriebsbeiwertes über dem Impulsbeiwert für das 17° angestellte FZR-Ruder bei $Re = 5 \cdot 10^4$. Der für die stationäre Anregung verwendete Impulsbeiwert ist der in (4.4) definierte, bei der oszillierenden Anregung wird wie in (4.5) angegeben der Effektivwert der Stromdichte verwendet. Beim stationär erfolgenden Impulseintrag bleibt der Auftriebsbeiwert bei kleinen $C_{\mu EMHD}$ zunächst konstant, bzw. nimmt sogar leicht ab. Dann erfolgt im Bereich $0.6\% \leq C_{\mu EMHD} \leq 1.4\%$ ein steiler Anstieg, der dem Anlegen der Grenzschicht an die Profilkontur zuzuordnen ist. Der Auftriebsanstieg im Bereich $C_{\mu EMHD} > 1.4\%$ ist nur noch schwach, da er allein durch Zirkulationserhöhung bewirkt wird. Das vollständige Wiederanlegen der Strömung erfolgt also bei etwa $C_{\mu EMHD} \approx 1.4$ und resultiert in einer Auftriebssteigerung von $\Delta C_L \approx 0.4$. Die periodische Anregung hingegen erreicht schon bei einem Impulseintrag von $C'_{\mu eff} \approx 0.1\%$ mit $F^+ = 1$ eine

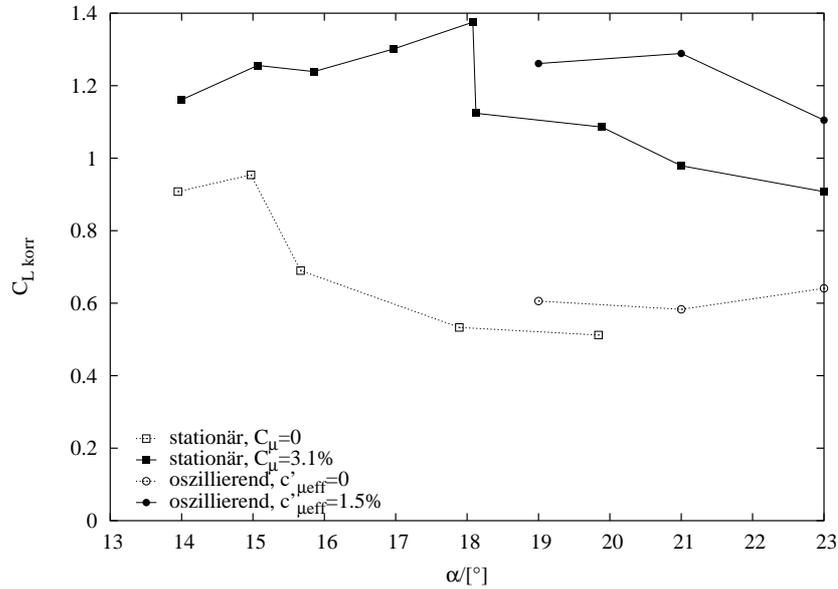


Abb. 4.2: Vergleich von stationärer Anregung (\square , \blacksquare) und oszillierender Anregung der jeweils optimalen Frequenz (\circ , \bullet) für $Re = 3 \cdot 10^4$.

Auftriebssteigerung von $\Delta C_L \approx 0.37$. Ein Auftriebsgewinn, der dem bei stationär wirkenden Lorentzkraft vergleichbar ist, lässt sich in dieser Konfiguration mit oszillierenden Lorentzkraften also mit etwa 7% des Impulseintrages realisieren.

Die Abbildungen 4.2 bis 4.4 zeigen Auftriebsbeiwerte aufgetragen über dem Anstellwinkel bei verschiedenen Impulskoeffizienten und Reynoldszahlen. Die mit oszillierender Beeinflussung erreichten Auftriebsbeiwerte wurden dabei korrigiert. Die Korrektur sollte dazu dienen, die durch die korrosionsbedingte Veränderung der Profilverdickung (siehe Abbildung 3.4 bedingte Veränderung des Auftriebsverhaltens auszugleichen. Dazu wurde der Auftriebsbeiwert, den das unbeeinflusste Profil bei einem Anstellwinkel von 13° (angelegte Strömung) erreicht, auf den entsprechenden Wert gesetzt, der in [1] am FZR-Ruders gemessen wurde. Dieser Punkt wurde als Referenzpunkt für die Abtragung der bei höheren Winkeln und bei beeinflusster Strömung erreichten Auftriebsbeiwerte benutzt.

Abbildung 4.2 gibt die so erhaltenen Auftriebsbeiwerte für $Re = 3 \cdot 10^4$ wieder. Die unbeeinflusste Strömung reißt bei einem Anstellwinkel von 15° ab. Mit einer stationär eingetragenen Lorentzkraft von $C_\mu = 3.1\%$ wird die Strömungsablösung auf ca. 18° verschoben, der maximal erreichbare Auftriebsbeiwert von 0.95 auf etwa 1.38 erhöht. Bei oszillierender Beeinflussung mit $C'_{\mu,eff} = 1.5\%$ ist die Strömung bei $\alpha = 21^\circ$ noch angelegt. Der maximal erreichte Auftriebsbeiwert ist etwa 1.29. Ein vergleichbarer Auftriebsgewinn wird also mit etwa dem halben Impulseintrag erzielt.

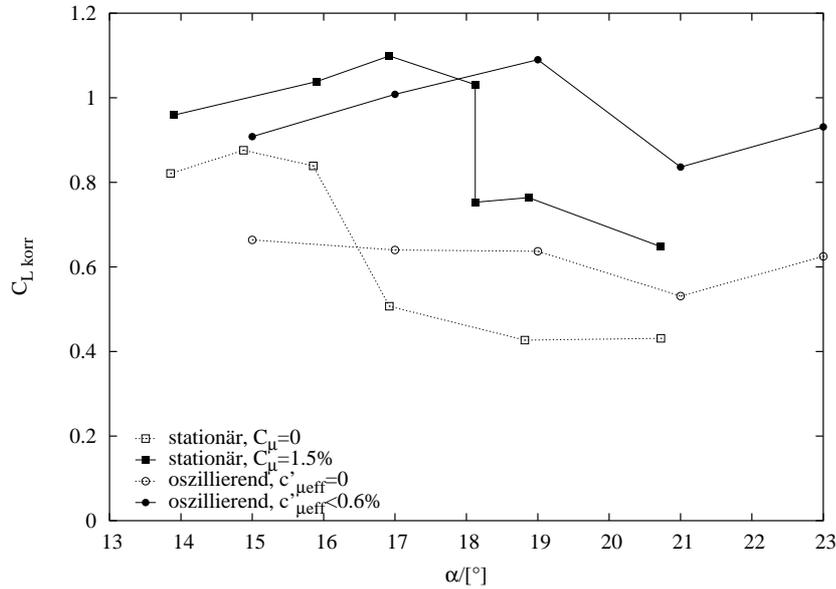


Abb. 4.3: Vergleich von stationärer Anregung (\square , \blacksquare) und oszillierender Anregung der jeweils optimalen Frequenz (\circ , \bullet) für $Re = 5 \cdot 10^4$.

In Abbildung 4.3 sind die Auftriebsbeiwerte für $Re = 5 \cdot 10^4$ dargestellt. Die unbeeinflusste Strömung reisst am original FZR-Ruder bei etwa $\alpha = 16^\circ$ ab, am korrodierten Ruder ist sie offensichtlich schon bei 15° Anstellwinkel abgelöst. Der am unbeeinflussten Profil maximal erreichte Auftriebsbeiwert beträgt $C_{Lmax} \approx 0.88$ bei $\alpha = 15^\circ$. Eine stationäre Lorentzkraft mit $C_\mu = 1.5\%$ verschiebt den Strömungsabriß auf 18° und erhöht den maximalen Auftriebskoeffizienten auf $C_{Lmax} \approx 1.1$. Bei einer oszillierenden Anregung mit $C'_{\mu,eff} < 0.6\%$ ist die Strömung noch bei $\alpha = 19^\circ$ angelegt, der maximal erreichbare Auftriebsbeiwert ist $C_{Lmax} \approx 1.09$. Eine vergleichbare Auftriebssteigerung wird bei einer Reynoldszahl von $Re = 5 \cdot 10^4$ also mit etwa einem Drittel des Impulseintrags erzielt, wenn dieser oszillierend anstatt stationär erfolgt. Unterstellt man die Sinnfälligkeit des oben geschilderten Korrekturverfahrens, läßt sich aus Abbildung 4.3 auch ableiten, dass die oszillierende Anregung bei angelegter Strömung den Auftriebsbeiwert kaum beeinflusst (überlappende Messwerte bei $\alpha = 15^\circ$). Ausserdem fehlt die bei stationärer Lorentzkraft ebenfalls auftriebssteigernde Zirkulationserhöhung. Die Kurven für oszillierende und stationäre Anregung sind im Winkelbereich $15 < \alpha < 17^\circ$ parallelverschoben um den der Zirkulationserhöhung zuzurechnenden Betrag. Demzufolge ist auch der Anstellwinkel, der bei oszillierender Kraftereinwirkung eingestellt werden muss, um einen bestimmten Auftriebsbeiwert zu erzielen, höher als bei stationärer Beeinflussung. Diesen Auslegungen steht allerdings entgegen, dass die unbeeinflusste Strömung am korrodierten Ruder bereits bei $\alpha = 15^\circ$

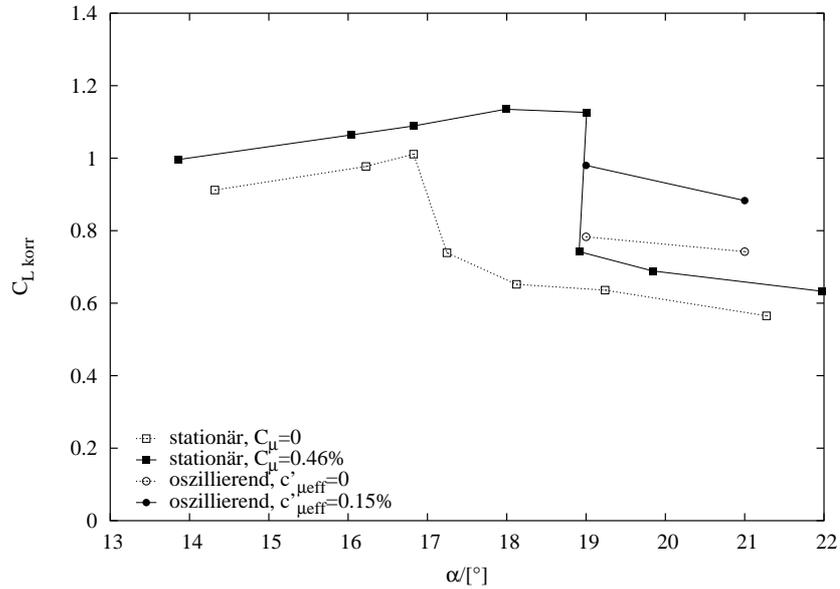


Abb. 4.4: Vergleich von stationärer Anregung (□, ■) und oszillierender Anregung der jeweils optimalen Frequenz (○, ●) für $Re = 1 \cdot 10^5$.

abgelöst ist.

Abbildung 4.4 zeigt Messwerte für C_L über α für $Re = 1 \cdot 10^5$. Hier liegen für oszillierende Anregung lediglich zwei Messpunkte vor, die unterhalb der mit stationärer Beeinflussung erreichbaren Werten liegen. Die Messungen bei dieser Reynoldszahl wurden am Ende der Versuchsreihe vorgenommen. Die Elektroden waren deshalb sehr stark angegriffen und die Profilform dadurch deutlich verändert und vermutlich strömungsmechanisch ausgesprochen ungünstig. Diese Messungen sollen deshalb nicht näher diskutiert werden.

4.2 Visualisierungen

Um die Wirkung der oszillierenden Kraft auf die Strömungsstrukturen zu visualisieren, wurden im kleinen Elektrolytkanal des FZR Experimente an einer geneigten ebenen Platte durchgeführt. Analog zum Vorgehen am FZR-Ruder ist eine bestehende Platte durch Isolieren des überwiegenden Teils der Elektrodenfläche so modifiziert

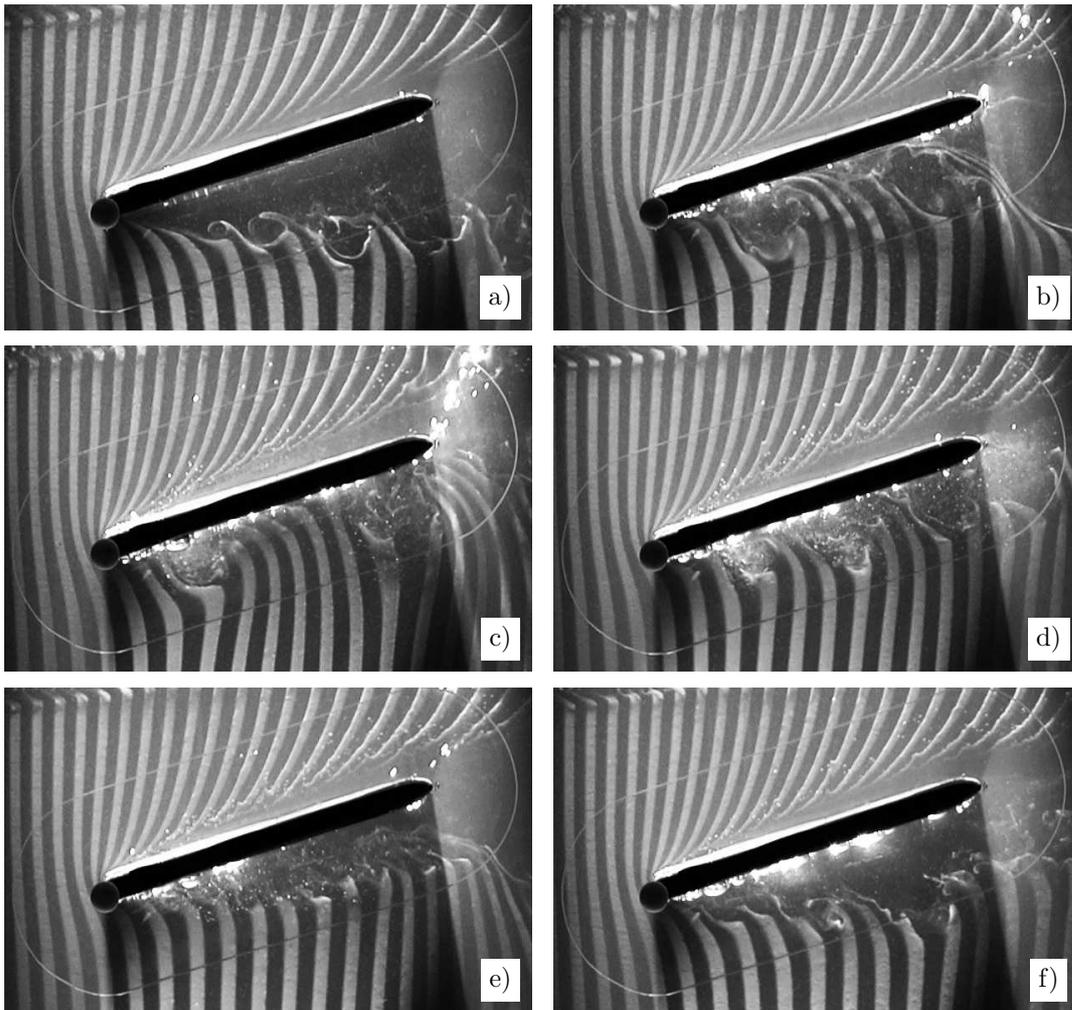


Abb. 4.5: Anregung der abgelösten Scherschicht an einer 15° angestellten ebenen Platte bei $Re = 1.4 \cdot 10^4$. a) unbeeinflusste Strömung; b) $c'_{\mu eff} = 4.45\%$, $F^+ = 1.36$; c) $c'_{\mu eff} = 8.9\%$, $F^+ = 1.36$; d) $c'_{\mu eff} = 8.9\%$, $F^+ = 2.95$; e) $c'_{\mu eff} = 8.9\%$, $F^+ = 5.91$; f) $c'_{\mu eff} = 8.9\%$, $F^+ = 11.82$.

worden, dass nur noch an der Vorderkante der Platte ein 10 mm langer aktiver Bereich verblieb. Die Elektrodenbreite a beträgt bei der Platte ebenfalls 10 mm.

Abbildung 4.5 zeigt eine Auswahl der aufgezeichneten Strömungszustände bei einem Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ und einer Reynoldszahl von $Re = 1.4 \cdot 10^4$. Die unbeeinflusste Strömung 4.5a löst an der Plattenvorderkante ab, die entstehende Scherschicht rollt sich in Kelvin–Helmholtz–Wirbeln auf, die nach kurzer Zeit, vermutlich durch Endeffekte, zerstört werden. Der Anstellwinkel der Platte liegt mit 15° weit oberhalb des kritischen Winkels von 5° („deep stall“). Eine periodische Anregung mit $F^+ = 1.36$ und $c'_{\mu eff} = 4.45\%$ (4.5b) verändert die Strömung deutlich. Nunmehr rollen scheinbar zwei große Wirbel an der Plattenoberfläche ab, zwischen ihnen befindet sich ein Gebiet mit deutlich angelegter Strömung. Das Bild weist große Ähnlichkeit mit Abbildung 2.4 aus [8] auf. Eine Verdopplung des effektiven Impulscoeffizienten auf $c'_{\mu eff} = 8.9\%$ bei konstant gehaltener Frequenz (4.5c) führt zu einer Verkleinerung der Wirbelkerne und einer Vergrößerung des Bereichs mit sichtbar angelegter Strömung. In den folgenden Aufnahmen wird nun bei konstant gehaltenem Impulscoeffizient die charakteristische Frequenz der Anregung erhöht. In 4.5d beträgt sie $F^+ = 2.95$, nunmehr bewegen sich drei deutlich unterscheidbare Wirbel entlang der Plattenoberfläche. Bei $F^+ = 5.91$ (4.5e) sind keine einzelnen Wirbel mehr zu identifizieren. Die zur Visualisierung dienenden Wasserstoffbläschen werden nicht mehr in Plattennähe transportiert. Trotzdem weitet sich die Strömung auf, das Ablösegebiet ist schmaler als bei unbeeinflusster Strömung. Eine weitere Verdopplung der charakteristischen Anregungsfrequenz auf $F^+ = 11.82$ (4.5f) führt zu einer weiteren Vergrößerung des Ablösegebietes, das hier fast wieder die Ausmasse wie in 4.5a erreicht hat. Die Bildung der charakteristischen Kelvin–Helmholtz–Wirbel wird jedoch durch die Anregung noch verhindert.

Insgesamt zeigen die Visualisierungen also das nach Abschnitt 2 zu erwartende Bild. Die Scherschicht ist für Anregungen bei Frequenzen um $F^+ = 1$ empfänglich und reagiert darauf mit einer starken Aufweitung, die zum Verschwinden des Ablösungsgebietes führt. Die deutlich ausgeprägten Wirbelstrukturen schliessen auch die mögliche Erklärung des Wiederanlegens durch eine erzwungene Transition der Grenzschicht aus. Diese Aussage wird dadurch gestützt, dass eine Anregung mit gleichem effektiven Impulseintrag, jedoch höherer Frequenz nicht in der Lage ist, den beschriebenen Effekt zu bewirken.

4.3 Einfluss der Anregungsfrequenz bei verschiedenen festen Winkeln

Bei den im folgenden vorgestellten Kraftmessungen wurde bei festgehaltenem Anstellwinkel und konstantem effektiven Impulskoeffizienten die Frequenz der Speisepannung durchgestimmt. Die Abfolge der Abbildungen bei einer Reynoldszahl ist nach steigendem Anstellwinkel geordnet.

4.3.1 $Re = 4.9 \cdot 10^4$

Für die Reynoldszahl von $Re = 4.9 \cdot 10^4$ liegen die meisten Messungen vor. Es wurden bei Anstellwinkeln von $\alpha = 13^\circ, 15^\circ, 17^\circ, 19^\circ, 21^\circ$, und 23° , verschiedene effektive Impulskoeffizienten und Erregerfrequenzen eingestellt.

Abbildung 4.6 zeigt den Einfluss einer periodischen Anregung von $C'_{\mu eff} = 0.30\%$ auf Auftrieb und Widerstand des 13° angestellten FZR-Ruders. Aus dem geringen Widerstandsbeiwert bei unbeeinflusster Strömung lässt sich schliessen, dass die Grenzschicht bei diesem Anstellwinkel noch angelegt ist. Es existiert also keine Scherschicht die angeregt werden koennte. demzufolge gibt es, unabhängig von der Anregungsfrequenz, auch keinen signifikanten Effekt auf den Auftrieb bzw. den Widerstand des Profils. In Abbildung 4.7 sind Messwerte für das 15° angestellte Profil wiedergegeben. Es zeigt sich ein deutlicher Einfluss der Anregung. Dieser ist allerdings nicht frequenzabhängig. Auch die Erhöhung des effektiven Impulskoeffizienten von $C'_{\mu eff} = 0.15\%$ auf $C'_{\mu eff} = 0.30\%$ verändert weder den Widerstands- noch den Auftriebsbeiwert signifikant. Diese Tatsachen deuten darauf hin, dass die Anregung eine Transition der Grenzschicht bewirkt und die turbulente Grenzschicht in der Lage ist, beim gegebenen Anstellwinkel der Profilkontur zu folgen. Dieser Effekt wäre auch mit einem Turbulator, z.B. dem in [1] benutzten Turbulenzdraht, zu erzielen.

Eine weitere Erhöhung des Anstellwinkels auf 17° ändert die Situation. Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen nun eine deutliche Frequenzabhängigkeit der erzielten Auftriebserhöhung bzw. Widerstandsverminderung. In Abbildung 4.8 ist er gleiche Frequenzbereich ($0 \leq F^+ \leq 100$) aufgetragen, wie in der zu $\alpha = 15^\circ$ gehörende Abbildung 4.7. Im direkten Vergleich wird der scharfe Peak um $F^+ \approx 1$ im Frequenzspektrum deutlich. höhere Frequenzen erzielen immer noch eine gewisse Auftriebssteigerung, diese ist aber mit $\Delta C_L \approx 0.05$ wesentlich kleiner als der bei $F^+ \approx 1$ erreichte Auftriebsgewinn von $\Delta C_L \approx 0.35$. Die Wirksamkeit der hohen Frequenz könnte wiederum mit der Transition der Grenzschicht erklärt werden. Auch die turbulente Grenzschicht ist jedoch nicht mehr in der Lage, den bei 17° Anstellwinkel auftretenden Druckanstieg ohne Ablösung zu überwinden. Abbildung 4.9 gibt einen kleinen Ausschnitt aus dem in 4.8 gezeigten Frequenzbereich wieder. Hier wird auch der Einfluss des effektiven Impulskoeffizienten auf die erzielte Auftriebserhöhung deutlich. Während bei $C'_{\mu eff} = 0.10\%$ nur ein geringer Auftriebsanstieg zu verzeichnen ist, liegt er bei $C'_{\mu eff} = 0.15\%$ höher. Die zugehörigen optimalen Anregungsfrequenzen

sind im Bereich $1 \leq F^+ \leq 2$. Eine weitere Erhöhung des Impulskoeffizienten auf $C'_{\mu_{eff}} = 0.20\%$ steigert den erzielbaren Auftrieb nicht weiter, verschiebt jedoch den Frequenzbereich der optimalen Anregung hin zu höheren Frequenzen auf $2 \leq F^+ \leq 3$. Dieses Verhalten ist sehr ähnlich dem, das in Abbildung 2.6 nach [4] für ein an der Profilverderrkante mit oszillierendem Ausblasen angeregtes NACA 0015 dargestellt wurde.

Die beiden Abbildungen 4.10 und 4.11 sind bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 19^\circ$ aufgenommen. Die Daten in 4.11 wurden zu Beginn der Versuche, also noch mit einer intakten Profilverderrkante aufgenommen. Die in 4.10 Daten aufgetragenen Daten gehören zu Versuchen mit stark korrodierten Elektroden. Auffällig ist einerseits, das durch die Beeinflussung der Widerstandsbeiwert nicht mehr wie bis zu $\alpha = 17^\circ$ abgesenkt, sondern gegenüber dem unbeeinflussten Zustand angehoben wird. Dieses Verhalten ist besonders deutlich am intakten Profil. Die Erklärung dafür sollte in der durch die Auftriebserhöhung bewirkte Zunahme des induzierten Widerstands liegen. Das Phänomen wurde auch schon in [1] bei stationärer Beeinflussung und hohen Anstellwinkeln beobachtet. Deutlich ist auch zu sehen, dass der maximal erreichbare Auftriebsbeiwert stark vom Zustand der Profilverderrkante abhängt. Er beträgt beim intaktem Profil $C_{Lmax} \approx 1.09$, beim angegriffenem nur noch $C_{Lmax} \approx 0.93$. Zudem ist der Peak beim unbeschädigten Ruder wesentlich schärfer.

In den Abbildungen 4.12 und 4.13, die Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte bei Anstellwinkeln von $\alpha = 21^\circ$ und $\alpha = 23^\circ$ wiedergeben, deuten die geringen maximal erreichbaren Auftriebsbeiwerte darauf hin, das die Strömung nicht vollständig wieder angelegt werden konnte. Beim Vergleich der beiden Abbildungen untereinander sollte berücksichtigt werden, das Abbildung 4.13 ($\alpha = 23^\circ$) einem weniger beschädigten Profil zuzuordnen ist.

4.3 Einfluss der Anregungsfrequenz bei verschiedenen festen Winkeln

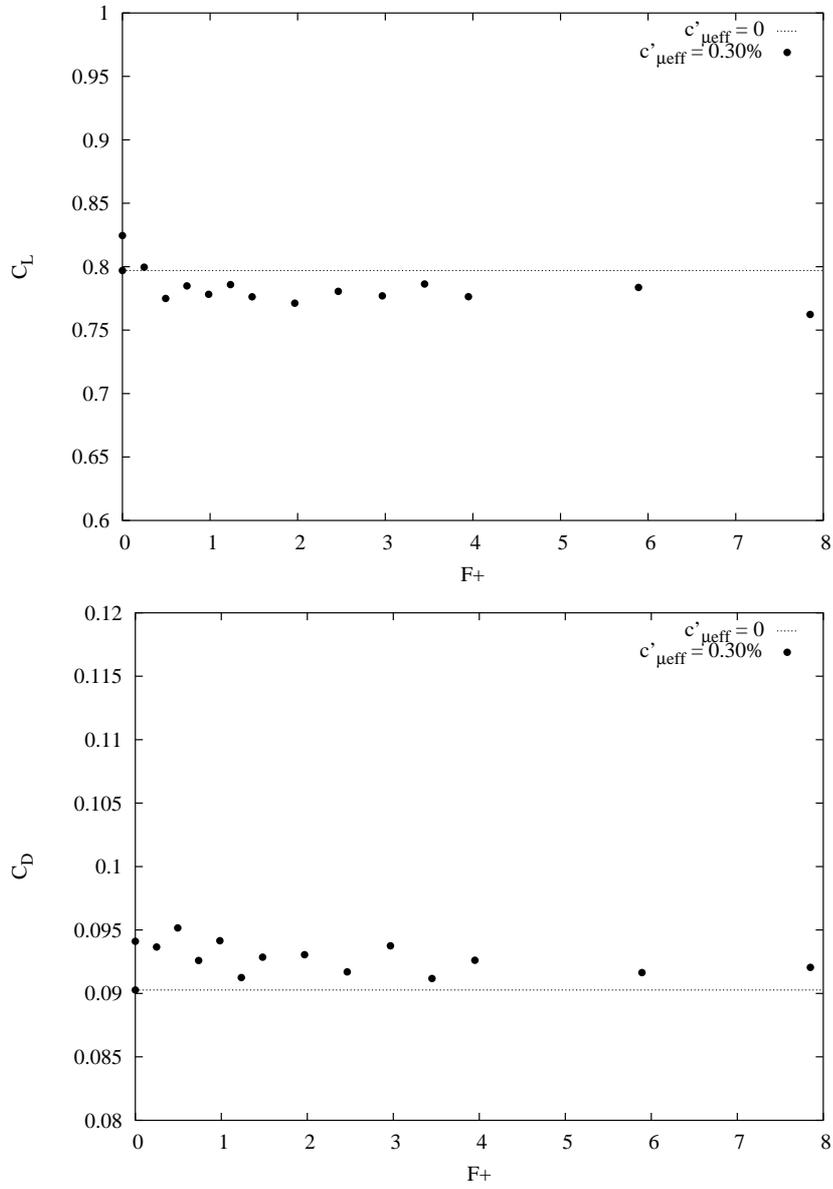


Abb. 4.6: $Re = 4.9 \cdot 10^4$, $\alpha = 13^\circ$

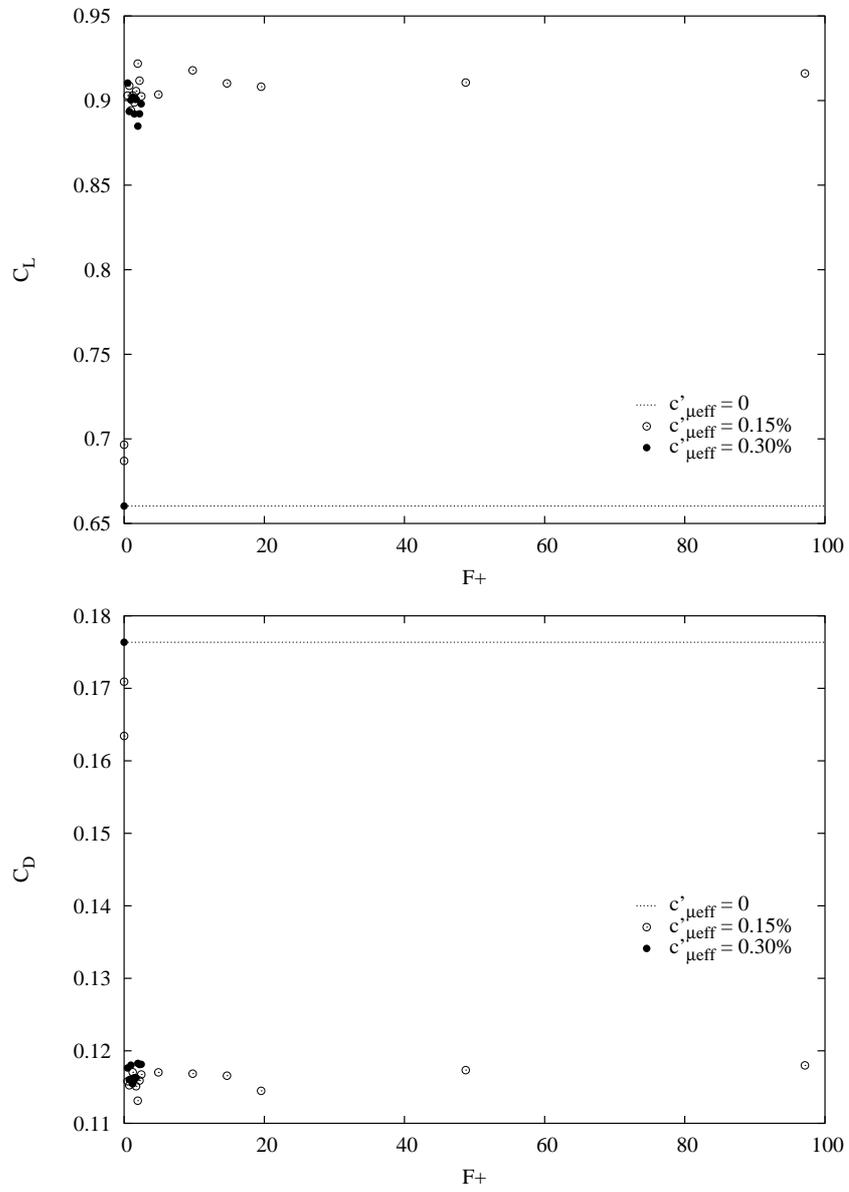


Abb. 4.7: $Re = 4.9 \cdot 10^4$, $\alpha = 15^\circ$

4.3 Einfluss der Anregungsfrequenz bei verschiedenen festen Winkeln

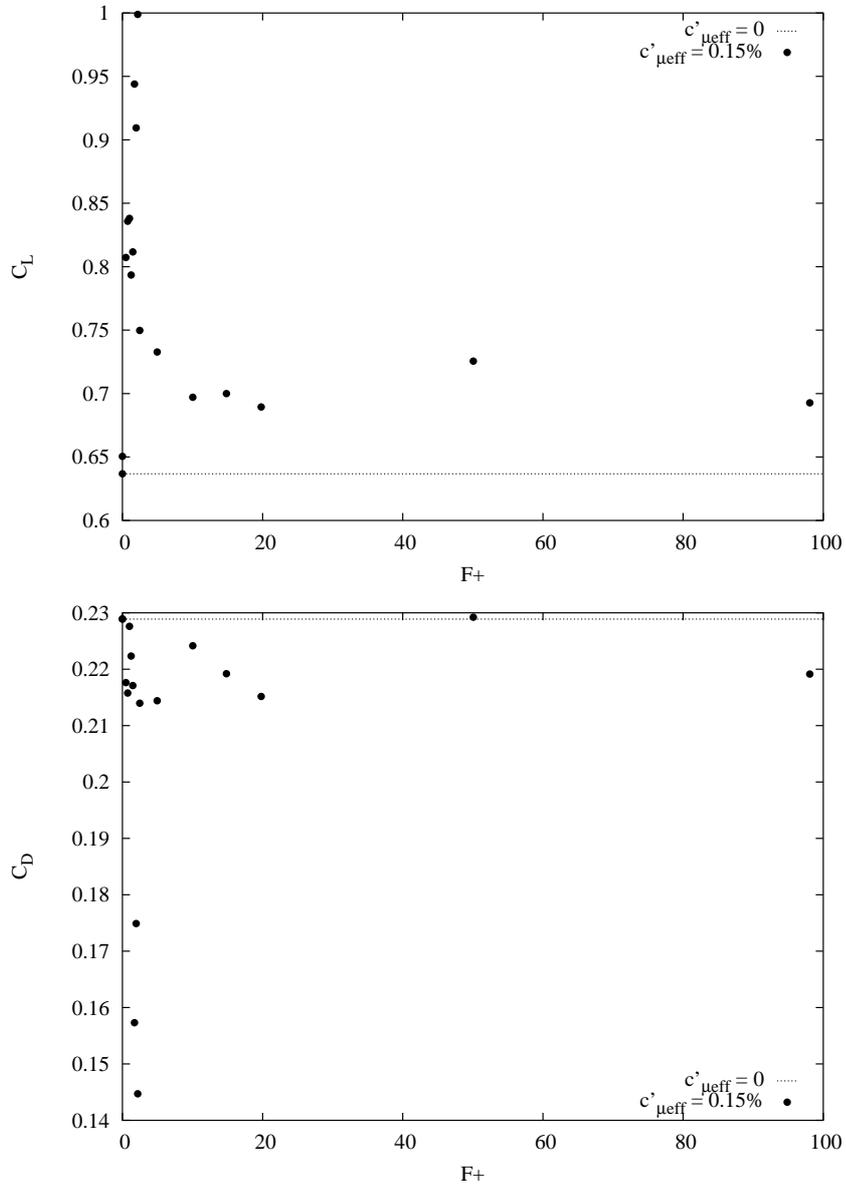


Abb. 4.8: $Re = 4.9 \cdot 10^4$, $\alpha = 17^\circ$

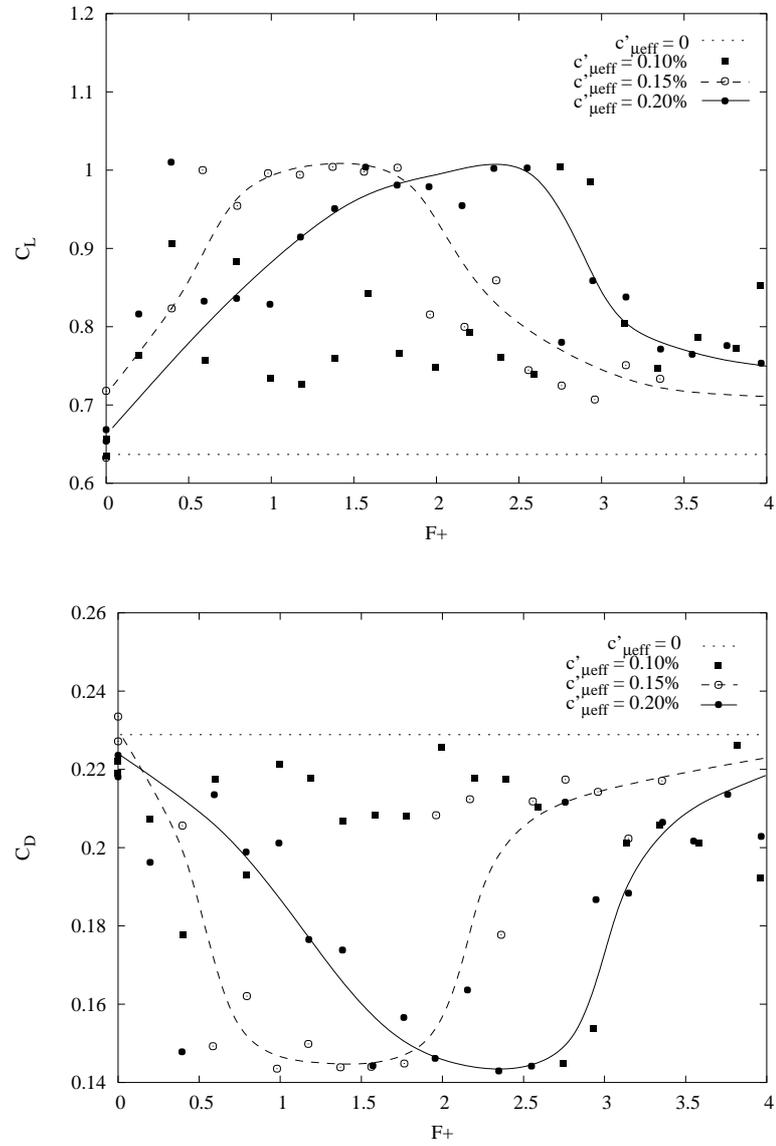


Abb. 4.9: $Re = 4.9 \cdot 10^4$, $\alpha = 17^\circ$

4.3 Einfluss der Anregungsfrequenz bei verschiedenen festen Winkeln

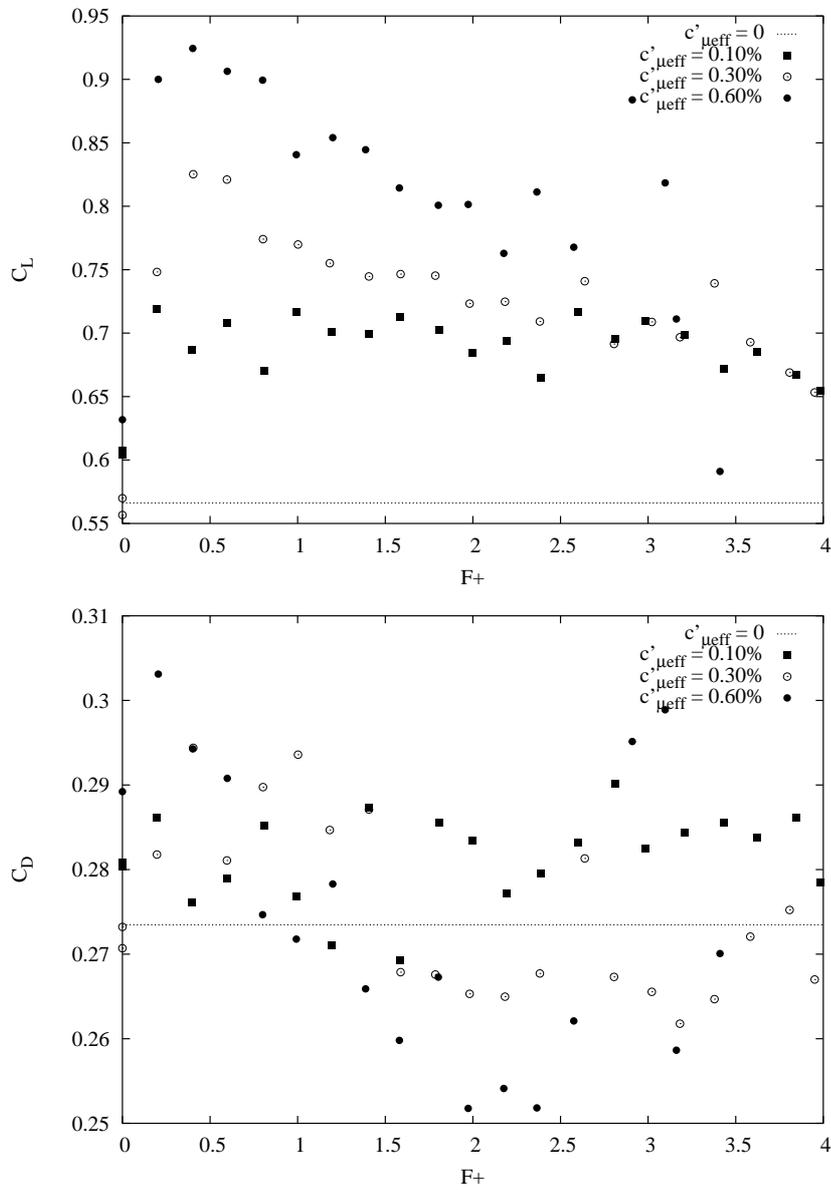


Abb. 4.10: $Re = 4.9 \cdot 10^4$, $\alpha = 19^\circ$, Profilvorderkante stark korrodiert

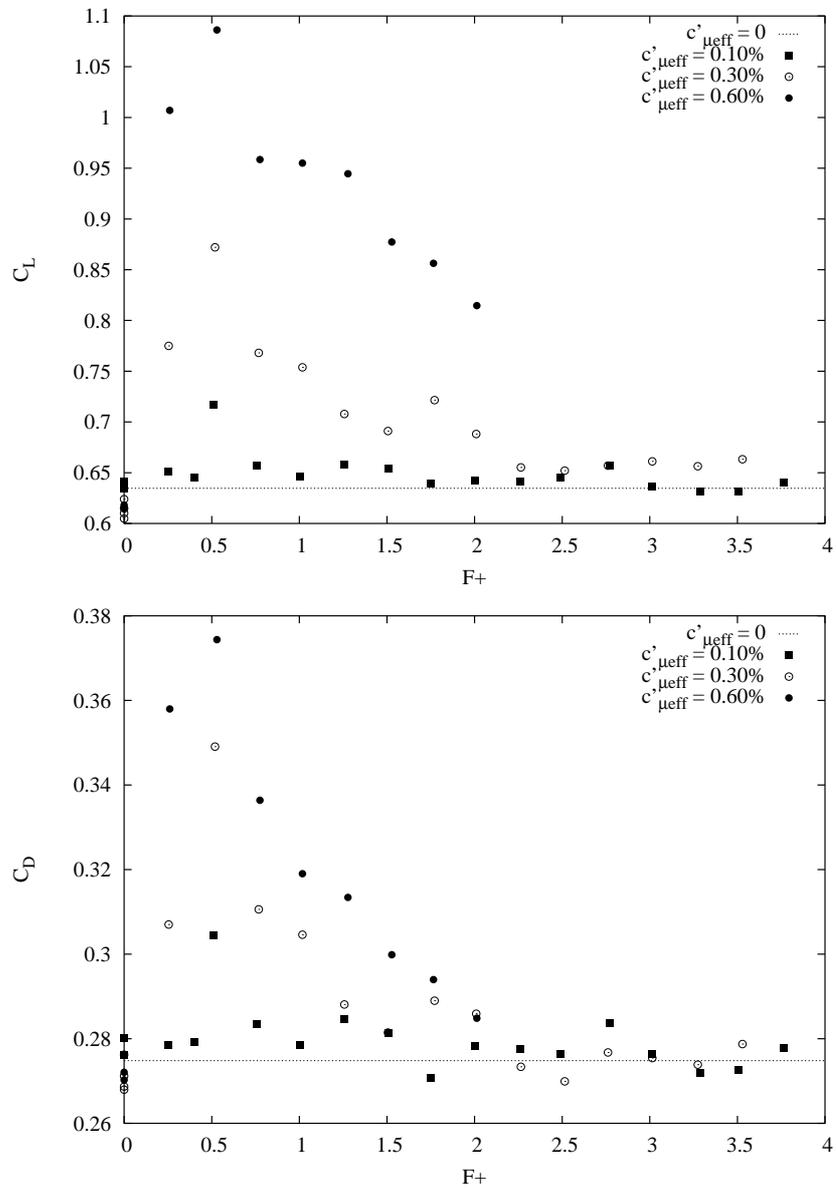


Abb. 4.11: $Re = 4.9 \cdot 10^4$, $\alpha = 19^\circ$, Profilvorderkante intakt

4.3 Einfluss der Anregungsfrequenz bei verschiedenen festen Winkeln

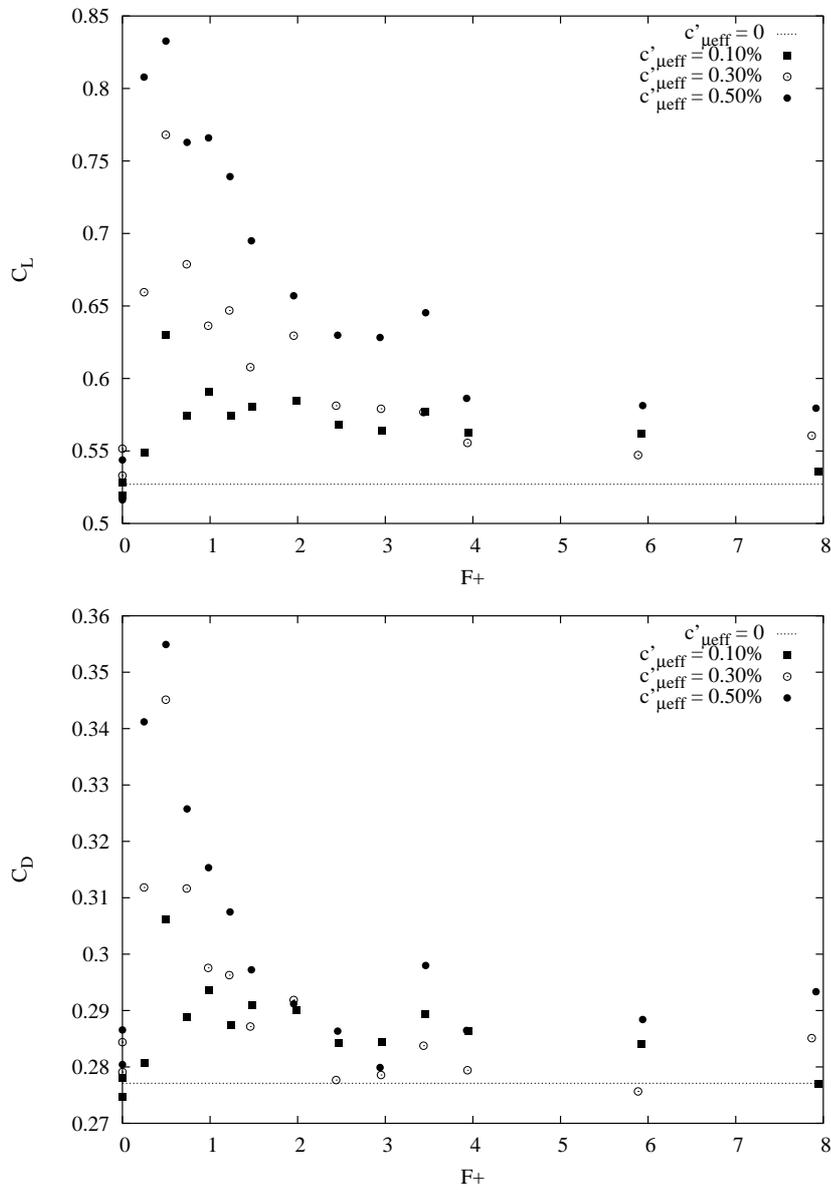


Abb. 4.12: $Re = 4.9 \cdot 10^4$, $\alpha = 21^\circ$

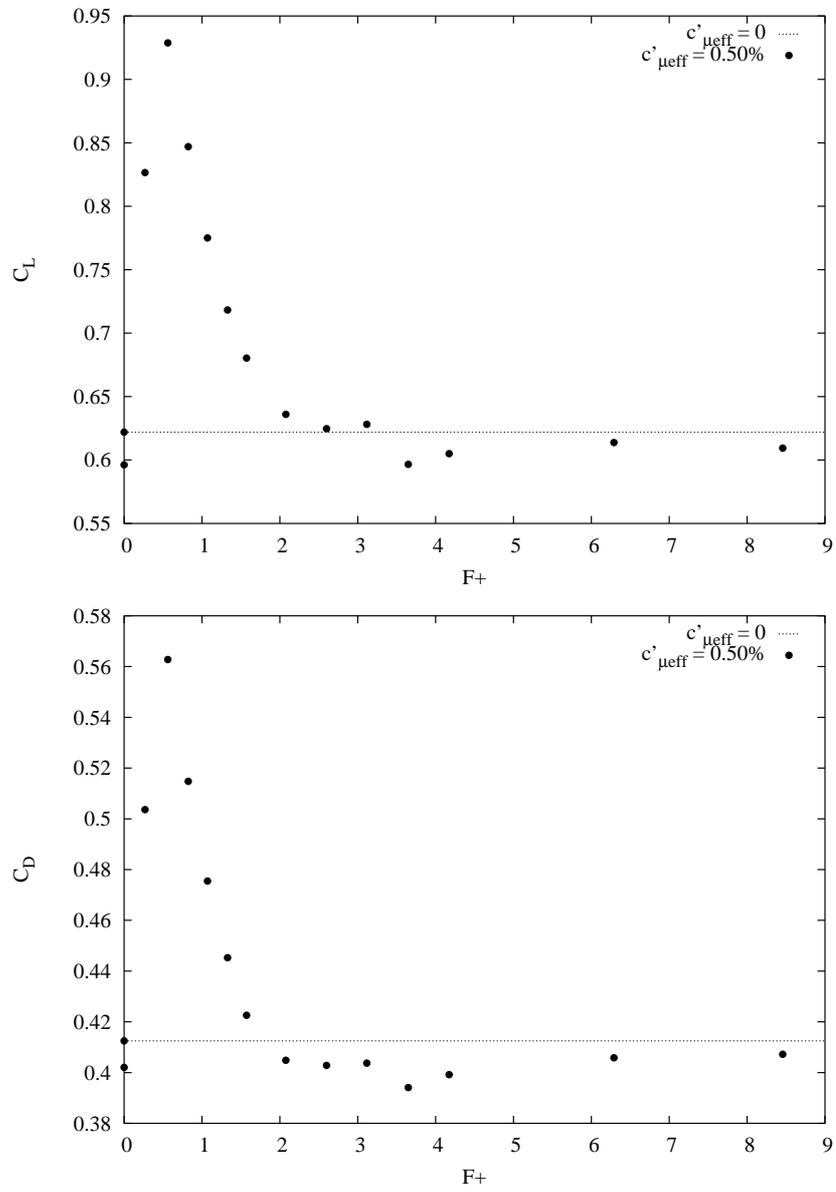


Abb. 4.13: $Re = 4.9 \cdot 10^4$, $\alpha = 23^\circ$

4.3.2 $Re = 3 \cdot 10^4$

Die für eine Reynoldszahl von $Re = 3 \cdot 10^4$ aufgenommenen Daten bestätigen das im vorigen Abschnitt gegebene Gesamtbild.

Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 13^\circ$ (Abbildung 4.14), bei dem die unbeeinflusste Strömung noch nicht vom Profil ablöst, bewirkt die Anregung im ganzen untersuchten Frequenzbereich keine nennenswerte Veränderung von Widerstands- oder Auftriebsbeiwert.

Abbildung 4.15 zeigt Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte am 19° angestellten FZR-Ruder. Bei allen eingestellten effektiven Impulskoeffizienten scheint eine Anregungsfrequenz von $F^+ = 0.5$ optimal zu sein. Eine Steigerung des Impulskoeffizienten bei $F^+ = 0.5$ resultiert bis $C'_{\mu_{eff}} = 0.70\%$ in einer etwa linearen Zunahme des Auftriebskoeffizienten. Weitere Steigerungen führen scheinbar zu einer Sättigung. Der maximal erreichbare Auftriebskoeffizient bei $C'_{\mu_{eff}} = 1.10\%$ und $C'_{\mu_{eff}} = 1.50\%$ liegt jeweils bei $C_{Lmax} \approx 1.2$.

Bei der Strömung um das mit $\alpha = 21^\circ$ angestellte Profil tritt die eben beschriebene Sättigung nicht auf, wie aus Abbildung 4.16 zu ersehen ist. Der maximal erreichte Auftriebsbeiwert liegt mit $C_{Lmax} \approx 1.23$ ($F^+ = 0.25$ nur wenig oberhalb des bei $C'_{\mu_{eff}} = 1.50\%$ und $\alpha = 19^\circ$ gemessenen). Die hier vorliegende Strömung ist deshalb wahrscheinlich nicht vollständig wieder angelegt. Eine weitere Steigerung des Anstellwinkels auf $\alpha = 23^\circ$ (Abbildung 4.17) ergibt für $C'_{\mu_{eff}} = 1.50\%$ nun geringere maximale Auftriebsbeiwerte ($C_{Lmax} \approx 1.04$). Der Auftriebsgewinn gegenüber dem unbeeinflussten Zustand beträgt jedoch noch beträchtliche $\Delta C_L \approx 0.46$. Auffällig sind die niedrigen optimalen Anregungsfrequenzen von $F^+ = 0.25$.

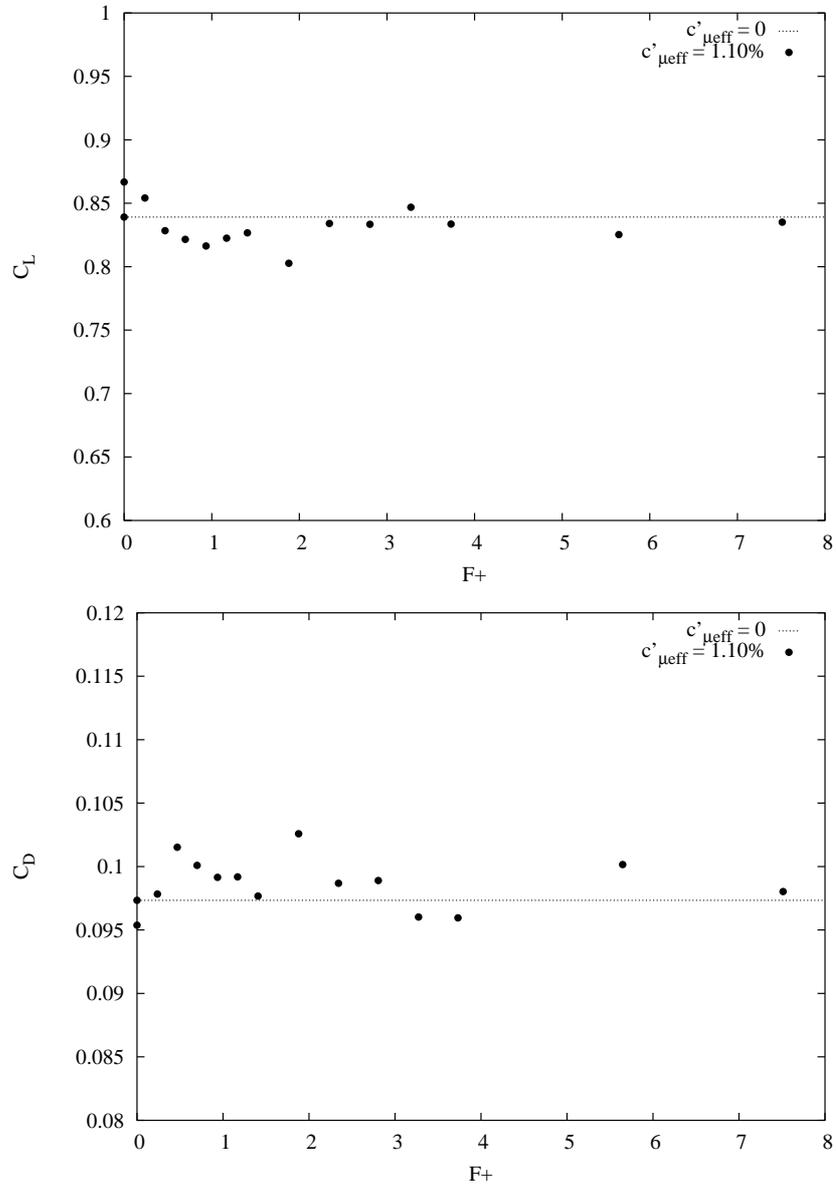


Abb. 4.14: $Re = 3 \cdot 10^4$, $\alpha = 13^\circ$

4.3 Einfluss der Anregungsfrequenz bei verschiedenen festen Winkeln

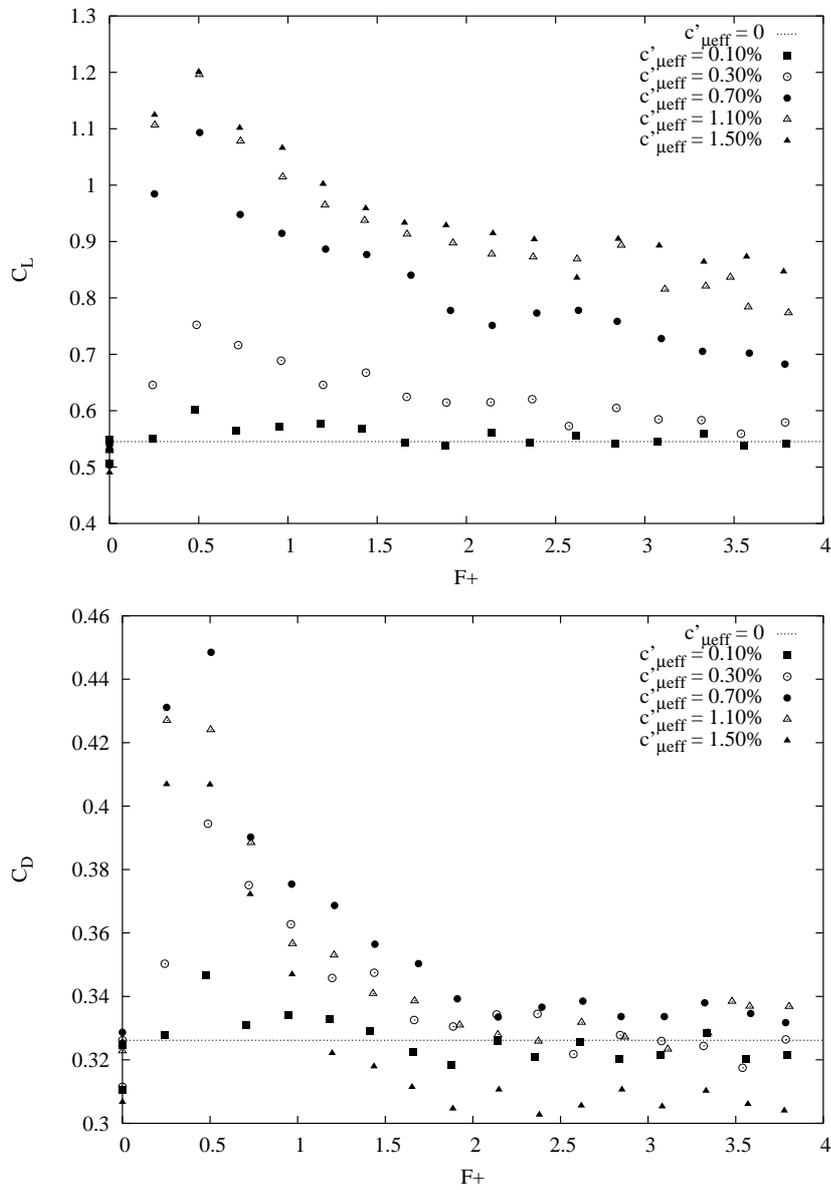


Abb. 4.15: $Re = 3 \cdot 10^4$, $\alpha = 19^\circ$

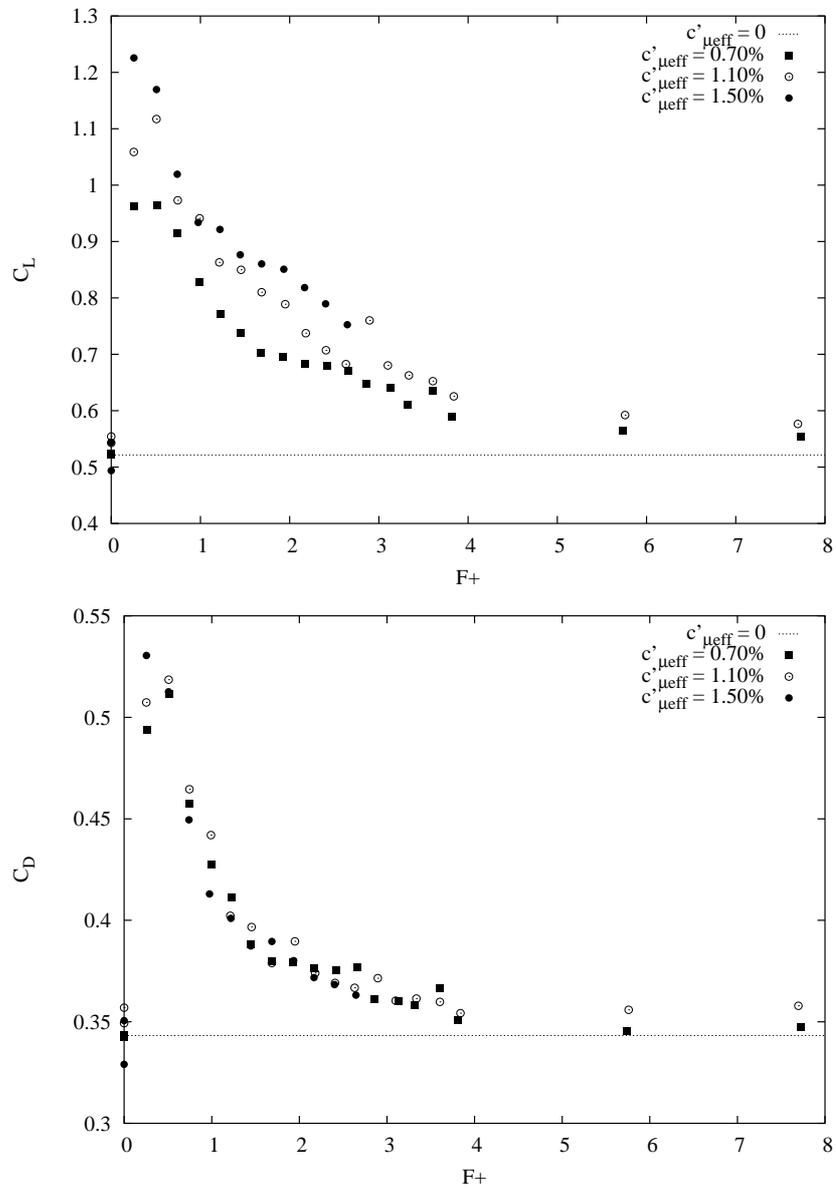


Abb. 4.16: $Re = 3 \cdot 10^4$, $\alpha = 21^\circ$

4.3 Einfluss der Anregungsfrequenz bei verschiedenen festen Winkeln

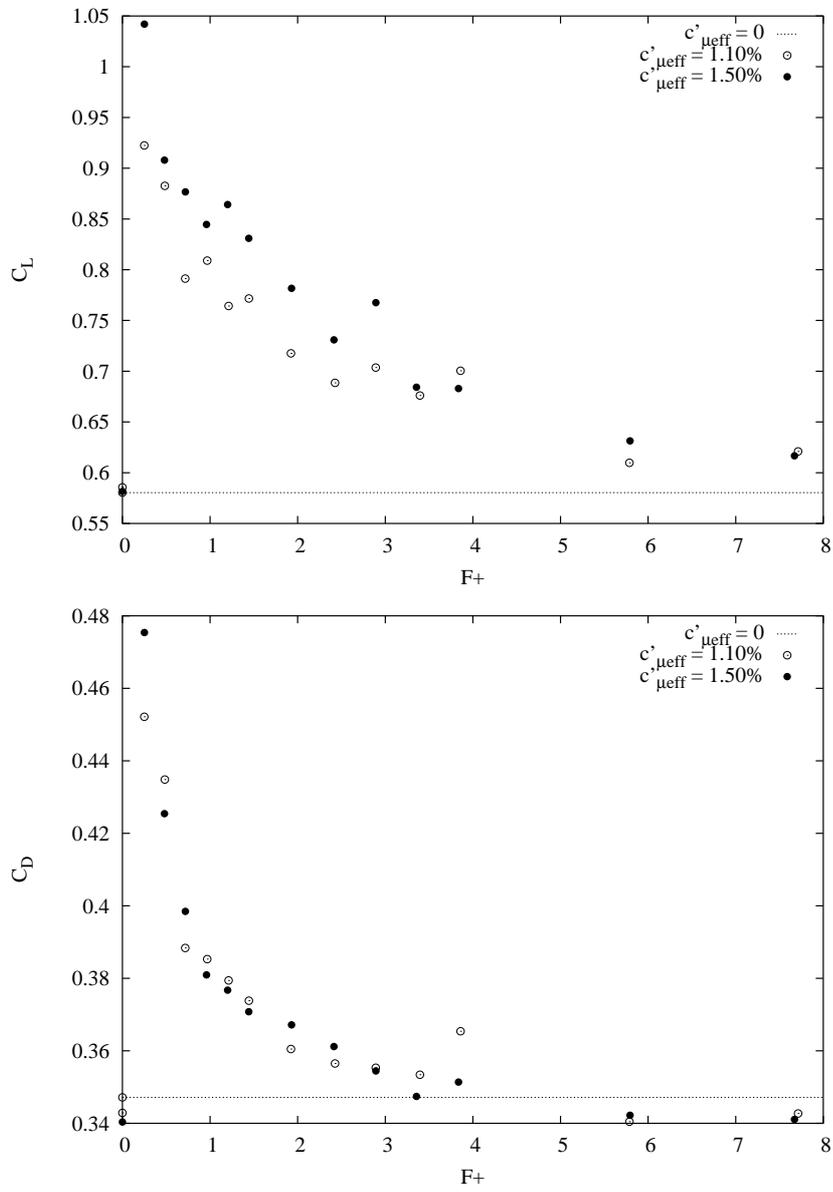


Abb. 4.17: $Re = 3 \cdot 10^4$, $\alpha = 23^\circ$

4.3.3 $Re = 9.7 \cdot 10^4$

Wie schon erwähnt, wurden die Messungen bei $Re = 9.7 \cdot 10^4$ am Ende der Versuchsserie durchgeführt. Das Profil war zu dieser Zeit also bereits deutlich angegriffen. Die Absolutwerte von Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten können deshalb nicht ohne Abstriche einem tatsächlichen PTL IV zugeordnet werden. Trotzdem geben auch diese Messungen zumindest qualitativ das gleiche Bild wie die im vorhergehenden beschriebenen. Zudem sind die angelegten Impulskoeffizienten durchweg recht klein. Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 13^\circ$ (Abbildung 4.18) und einem effektiven Impulskoeffizienten von $C'_{\mu_{eff}} = 0.10\%$ zeigen sich keine Auswirkungen der Anregung auf die Widerstands- und Auftriebsbeiwerte des Profils bei angelegter Strömung. Die in den Abbildungen 4.19 und 4.20 wiedergegebenen Messwerte für $\alpha = 19^\circ$ und $\alpha = 21^\circ$ belegen, dass die Anregung bei abgelöster Strömung den Auftriebsbeiwert des Profils erhöht. Die Steigerungen sind jedoch vergleichsweise gering, was angesichts der niedrigen Impulskoeffizienten auch nicht allzu sehr überrascht.

4.3 Einfluss der Anregungsfrequenz bei verschiedenen festen Winkeln

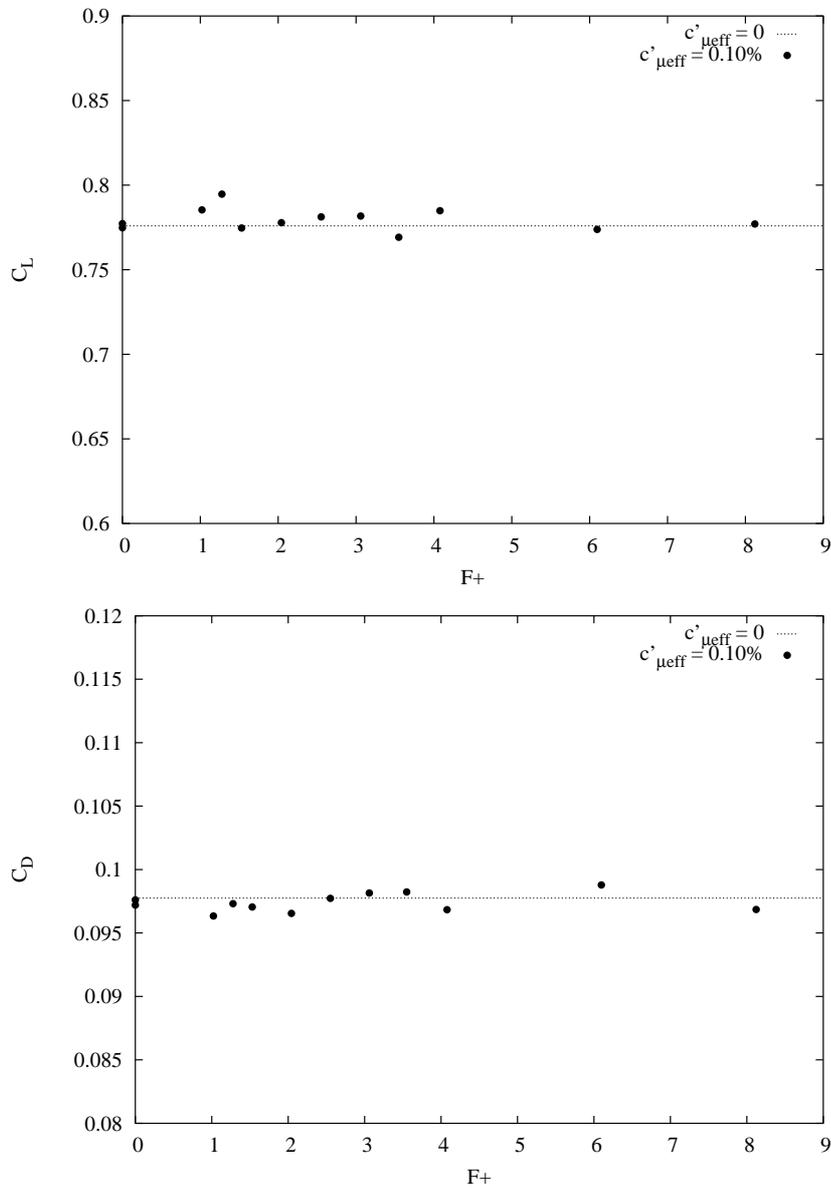


Abb. 4.18: $Re = 9.7 \cdot 10^4$, $\alpha = 13^\circ$

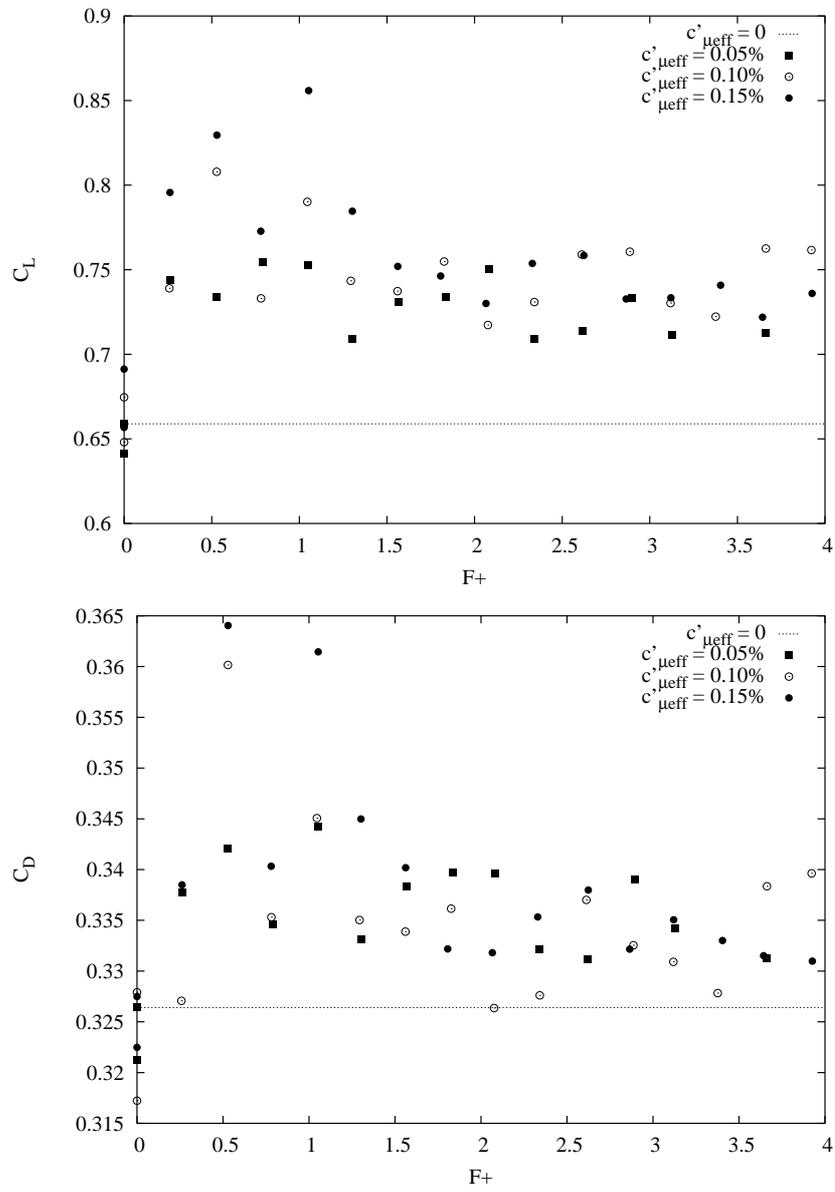


Abb. 4.19: $Re = 9.7 \cdot 10^4$, $\alpha = 19^\circ$

4.3 Einfluss der Anregungsfrequenz bei verschiedenen festen Winkeln

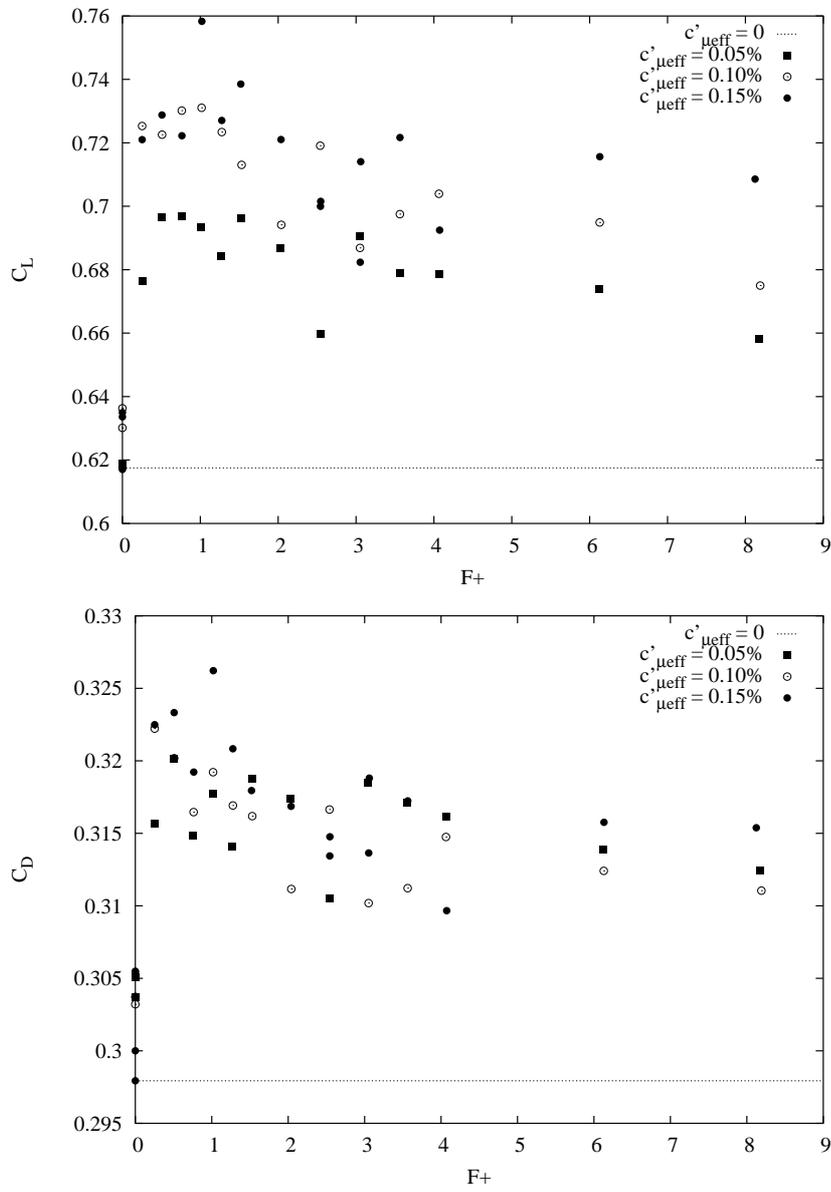


Abb. 4.20: $Re = 9.7 \cdot 10^4$, $\alpha = 21^\circ$

4.4 Wellenform der Anregung

In diesem Abschnitt werden Messungen vorgestellt, die die Auftriebszunahme mit wachsendem Impulscoeffizienten bei konstanter Anregungsfrequenz $F^+ = 0.5$ und festgehaltenem Anstellwinkel untersuchen. Ausserdem kamen zusätzlich zur bisher durchgängig verwendeten sinusförmigen Anregung auch Dreiecks- und Rechteckschwingungen zum Einsatz. Bei Untersuchungen an Lambda-Flügeln [31] wurde kein Einfluß der Wellenform der Anregung auf die erzielbare Auftriebssteigerung festgestellt. Aus den hier vorliegenden Ergebnisse ist ebenfalls keine eindeutige Abhängigkeit ersichtlich.

Abbildung 4.21 zeigt die Entwicklung des Auftriebscoeffizienten bei $Re = 4.9 \cdot 10^4$ und $\alpha = 19^\circ$. Im linken Diagramm ist der effektive Impulscoeffizient auf der Abszisse abgetragen, im rechten Diagramm der mit den Spitzenwerten gebildete Impulscoeffizient:

$$C'_{\mu peak} = \frac{1}{2} \cdot \frac{j_{0peak} B_0 a}{\rho U_\infty^2} \cdot \frac{A_{EM}}{c \cdot s}. \quad (4.7)$$

Bei der Rechteckspannung ist $C'_{\mu peak} = C'_{\mu eff}$, da Effektiv- und Spitzenwert des Stromes gleich sind. Für die Sinusspannung gilt die Beziehungen $j_{0eff} = \frac{\sqrt{2}}{2} j_{0peak}$, für die Dreiecksspannung $j_{0eff} = \frac{1}{\sqrt{3}} j_{0peak}$. In Abbildung 4.21 zeigt sich zunächst

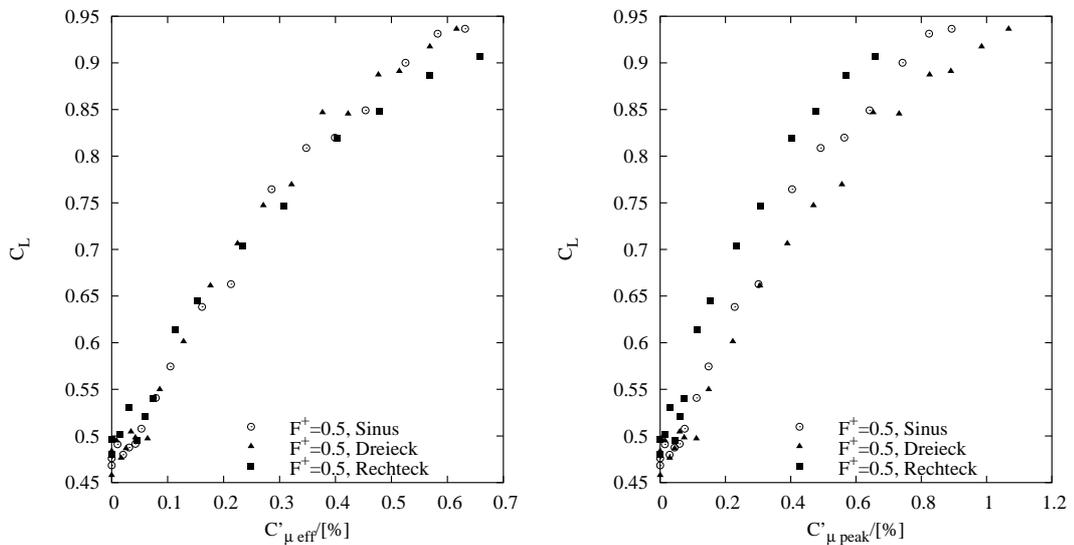


Abb. 4.21: Einfluss der Wellenform auf den mit einer periodischen Anregung von $F^+ = 0.5$ erzielbare Auftriebssteigerung bei $Re = 4.9 \cdot 10^4$ und $\alpha = 19^\circ$ über dem mit Effektivwerten (links) und Spitzenwerten (rechts) gebildeten Impulscoeffizienten.

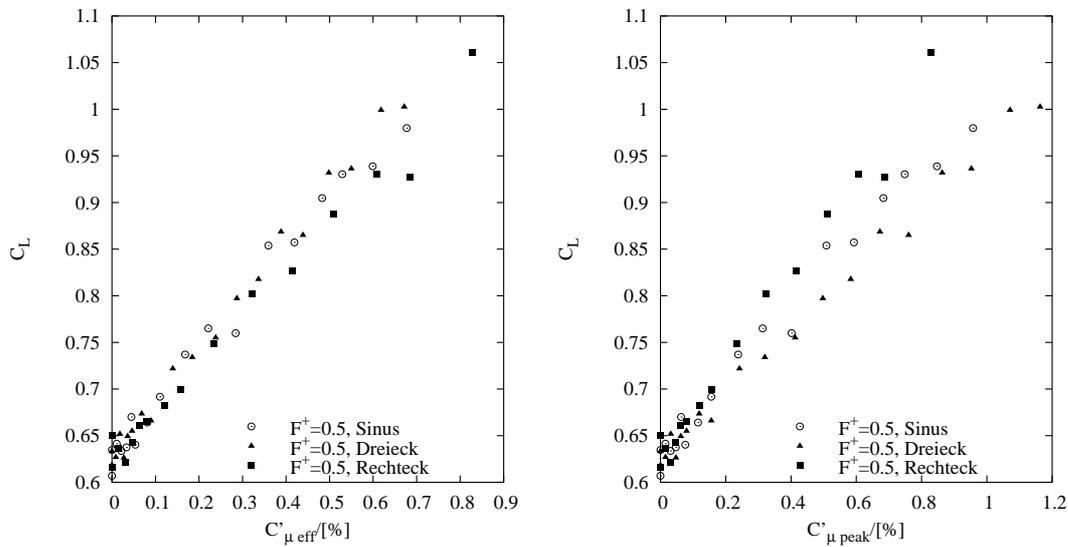


Abb. 4.22: Einfluss der Wellenform auf den mit einer periodischen Anregung von $F^+ = 0.5$ erzielbare Auftriebssteigerung bei $Re = 4.9 \cdot 10^4$ und $\alpha = 23^\circ$ über dem mit Effektivwerten (links) und Spitzenwerten (rechts) gebildeten Impulskoeffizienten.

und unabhängig von der Wellenform, dass eine Sättigung der Auftriebssteigerung bei den betrachteten Impulskoeffizienten noch nicht eintritt. Die mit einem bestimmten $C'_{\mu eff}$ erreichte Auftriebssteigerung ist für $C'_{\mu eff} > 0.2\%$ bei Anregung mit einer Dreiecks- oder Sinusspannung vergleichbar groß, die Rechteckspannung scheint im Mittel etwas weniger Wirkung zu erzielen. Trägt man die Auftriebsbeiwerte über den Spitzenwerten ab (rechtes Diagramm von Abbildung 4.21), zeigen die unterschiedlichen Anregungsarten deutlich unterscheidbare Verläufe. Der größte Effekt wird mit einer Rechteckspannung erzielt, darauf folgt die Sinusspannung und dann die Dreiecksspannung.

Ein qualitativ gleiches Bild ergibt sich für einen Anstellwinkel von $\alpha = 23^\circ$ (Abbildung 4.22). Inwieweit der Effekt von der Anregungsfrequenz abhängt, wurde nicht untersucht.

5 Zusammenfassung

An der HSVA wurde eine Versuchsreihe zur periodischen Anregung abgelöster Strömungen mit elektromagnetischen Kräften an einem PTL IV Profil durchgeführt. Ziel der Versuche war es, die mit der Lorentzkraft gefundenen Ergebnisse mit den aus der Literatur für die oszillatorische Anregung mittels konventioneller Mittel (z.B. periodisches Ausblasen) bekannten Daten zu vergleichen.

Der untersuchte Reynoldszahlbereich erstreckte sich von $3.0 \cdot 10^4 \leq Re \leq 9.7 \cdot 10^4$. Im Vergleich zur Wirkung einer stationären Lorentzkraft ist der für eine vergleichbare Auftriebssteigerung einzutragende Impuls deutlich (bis zum Faktor 14) geringer. Da die periodische Anregung auf eine Scherschicht wirken soll, muss eine solche vorhanden sein, d.h. eine Auftriebssteigerung tritt nur bei im unbeeinflussten Zustand abgelösten Strömungen ein. Bei kleinen Winkeln gibt es keine Zirkulationserhöhung, der zeitliche Mittelwert des eingetragenen Impulses ist Null. Die Anregung sollte so nahe wie möglich am Ursprung der Scherschicht, also in der Regel an der Profilvorderkante erfolgen.

Alle wesentlichen Phänomene: charakteristische Anregungsfrequenz, Anregungsamplituden, resultierende Auftriebssteigerungen, lassen sich sehr gut mit den bei anderen Anregungsmethoden aufgefundenen vergleichen. Dies berechtigt zu dem Schluss, dass die Lorentzkraft als ein weiterer Aktuator mit einer den bekannten Anregungsmethoden vergleichbaren Wirksamkeit betrachtet werden kann. Damit kann man erwarten, dass sich die Aussage über die 2 Größenordnungen höhere Effizienz der periodischen Anregung im Vergleich zur stationären Beeinflussung auch auf die elektromagnetische Anregung übertragen lässt.

Literaturverzeichnis

- [1] WEIER, T., FEY, U., MUTSCHKE, G., GERBETH, G., LAMMERS, G., HOFFMANN, L., JENSEN, G., LIELAUSIS, O. und PLATACIS, E.: *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder*. Technischer Bericht FZ Rossendorf, 1999.
- [2] WEIER, T., FEY, U., GERBETH, G., LAMMERS, G., HOFFMANN, L., JENSEN, G., LIELAUSIS, O. und PLATACIS, E.: *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder II*. Technischer Bericht FZ Rossendorf, 2001.
- [3] WEIER, T., GERBETH, G., LAMMERS, G., HOFFMANN, L., LIELAUSIS, O. und PLATACIS, E.: *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder III*. Technischer Bericht FZ Rossendorf, 2001.
- [4] GREENBLATT, D. und I.J. WYGNANSKI: *The control of flow separation by periodic excitation*. Prog. Aero. Sci., 36:487–545, 2000.
- [5] SIGURDSON, L.W.: *The structure and control of a turbulent reattaching flow*. J. Fluid Mech., 298:139–165, 1995.
- [6] SEIFERT, A., A. DARABI und I. WYGNANSKI: *Delay of Airfoil Stall by Periodic Excitation*. Journal of Aircraft, 33(4):691–698, 1996.
- [7] HSIAO, F.-B., C.-F. LIU und J.-Y. SHYU: *Control of Wall-Separated Flow by Internal Acoustic Excitation*. AIAA Journal, 28(8):1440–1446, 1990.
- [8] WYGNANSKI, I. und A. SEIFERT: *The Control of Separation by Periodic Oscillations*. In: *18th AIAA Aerospace Ground Testing Conference*, Colorado–Springs, CO, June 20–23 1994. also as AIAA–94–2608 paper.
- [9] SEIFERT, A. und L.G. PACK: *Oscillatory Control of Separation at High Reynolds numbers*. In: *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, January 12–15 1998. also as AIAA–98–0214 paper.
- [10] GREENBLATT, D. und I. WYGNANSKI: *Dynamic Stall Control by Oscillatory Forcing*. In: *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, January 12–15 1998. also as AIAA–98–0676 paper.
- [11] SEIFERT, A. und L.G. PACK: *Oscillatory Excitation of Unsteady Compressible Flows over Airfoils at Flight Reynolds numbers*. In: *37th AIAA Aerospace*

- Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, January 11–14 1999. also as AIAA–99–0925 paper.
- [12] SEIFERT, A. und L.G. PACK: *Dynamics of Active Separation Control at High Reynolds numbers*. In: *38th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, January 10–13 2000. also as AIAA–2000–0409 paper.
- [13] GREENBLATT, D. und I.J. WYGNANSKI: *Dynamic Stall Control by Periodic Excitation, Part 1: NACA 0015 Parametric Study*. *J. Aircraft*, 38(3):430–438, 2001.
- [14] GREENBLATT, D. und I.J. WYGNANSKI: *Dynamic Stall Control by Periodic Excitation, Part 2: Mechanisms*. *J. Aircraft*, 38(3):439–447, 2001.
- [15] GREENBLATT, D. und I.J. WYGNANSKI: *Use of Periodic Excitation to Enhance Airfoil Performance at Low Reynolds Numbers*. *J. Aircraft*, 38(1):190–192, 2001.
- [16] WU, J.-Z., X.-Y. LU, A.G. DENNY, M. FAN und J.-M. WU: *Post-stall flow control on an airfoil by local unsteady forcing*. *J. Fluid Mech.*, 371:21–58, 1998.
- [17] DONOVAN, J.F., L.D. KRAL und CARY A.W.: *Active Flow Control Applied To an Airfoil*. In: *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, January 12–15 1998. also as AIAA–98–0210 paper.
- [18] RAVINDRAN, S.S.: *Active Control of Flow Separation Over an Airfoil*. Technischer Bericht NASA–TM–1999–209838, NASA, December 1999.
- [19] SCHATZ, M. und F. THIELE: *Numerical Study of High–Lift Flow with Separation Control by Periodic Excitation*. In: *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, January 8–11 2001. also as AIAA–2001–0296 paper.
- [20] WYGNANSKI, I.: *Boundary Layer and Flow Control by Periodic Addition of Momentum*. In: *4th AIAA Shear Flow Control Conference*, Snowmass Village, CO, June 29 – July 2 1997. also as AIAA–97–2117 paper.
- [21] JIMÉNEZ, J.: *Turbulence*. In: BATCHELOR, G.K., H.K. MOFFAT und M.G. WORSTER (Herausgeber): *Perspectives in Fluid Dynamics*, Kapitel 5, Seiten 255–265. CUP, Cambridge, UK, 2000.
- [22] DRAZIN, P.G. und W.H. REID: *Hydrodynamic Stability*. CUP, Cambridge, UK, 1981.
- [23] HO, C.-M. und P. HUERRE: *Perturbed Free Shear Layers*. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 16:365–424, 1984.

- [24] HUERRE, P.: *Open Shear Flow Instabilities*. In: BATCHELOR, G.K., H.K. MOFFAT und M.G. WORSTER (Herausgeber): *Perspectives in Fluid Dynamics*, Kapitel 4, Seiten 159–167. CUP, Cambridge, UK, 2000.
- [25] TRITTON, D.J.: *Physical Fluid Dynamics*. OUP, Oxford, 1988.
- [26] KIYA, M., M. SHIMIZU und O. MOCHIZUKI: *Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble*. J. Fluid Mech., 342:119–139, 1997.
- [27] POISSON-QUINTON, P. H.: *Einige physikalische Betrachtungen über das Ausblasen an Tragflügeln*. Jahrbuch der WGL, Seiten 29–51, 1956.
- [28] JOSLIN, R.D., L.G. HORTA und F.-J. CHEN: *Transitioning Active Flow Control to Applications*. In: *30th AIAA Fluid Dynamics Conference*, Norfolk, VA, June 28 – July 1 1999. also as AIAA-99-3575 paper.
- [29] ATTINELLO, JOHN S.: *Design and engineering features of flap blowing installations*. In: LACHMANN, G. V. (Herausgeber): *Boundary Layer and Flow Control*, Band I, Seiten 463–515. Pergamon Press, Oxford, 1961.
- [30] BUSSE, B. und KOTOWSKI, S.: *Umpolbare Elektroden für Seewasserelektrolyse und andere Prozesse*. In: ZIERNGIEBEL, E. (Herausgeber): *Technische Elektrolysen*, Band 98 der Reihe *Dechema-Monographien*, Seiten 357–366. Dechema, Verlag Chemie, 1985.
- [31] BOURAS, C., H. NAGIB, F. DURST und U. HEIM: *Lift and Drag Control on a Lambda Wing Using Leading-Edge Slot Pulsation of Various Wave Forms*. Bulletin of the American Physical Society, 45(9):30, 2000.

Im Zeitraum 01.05.–31.12.2002 am FZR durchgeführte
Experimente im Rahmen des Projekts **Kontrolle der
nichtlinearen Dynamik von Strömungsgrenzschichten
durch elektromagnetische Kräfte**
gefördert durch das VDI-Technologiezentrum Physikalische
Technologien, Düsseldorf

Elektromagnetisches Hochleistungsrudder V Oszillierende Anregung der abgelösten Strömung II

Tom Weier, Gunter Gerbeth

4. September 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Oszillierende Anregung abgelöster Strömungen	5
3	Versuchsaufbau	8
3.1	Der geschlossene Elektrolytkanal des FZR	8
3.2	Turbulenzgrad und –spektrum	10
3.3	Kraftmesseinrichtung	13
3.4	Stromversorgung der Elektroden	15
3.5	Die Profile	15
	PTL IV	17
	NACA 0015	19
3.6	Korrosionsverhalten der Elektroden am NACA 0015	23
4	Messungen	37
4.1	Strömungsbeeinflussung mit stationären elektromagnetischen Kräften am PTL IV	38
4.2	Periodische Lorentzkräfte am NACA 0015	41
4.2.1	Verhalten bei konstantem Anstellwinkel	41
	Einfluss der Anregungsfrequenz	41
	Einfluss der Anregungsamplitude	52
	Einfluss der Wellenform der Anregung	55
4.2.2	Profilkennlinien bei verschiedenen Reynoldszahlen	69
4.2.3	Direkter Vergleich der zeitlich periodischen elektromagnetischen Anregung mit oszillierendem Ausblasen und Absaugen	78
4.2.4	Einfluss der periodischen Anregung auf den erzielbaren Maxi- malauftrieb	81
5	Zusammenfassung	85
	Literaturverzeichnis	86

1 Einleitung

Die 2002 durchgeführten und in [1] beschriebenen Versuche zur Anregung der abgelösten Strömung mit oszillierenden Lorentzkräften zeigten eine gute Vergleichbarkeit der Effekte mit denen, die mit alternativen Methoden zum periodischen Impulseintrag erzielt wurden. Die prominenteste Methode in der Luftfahrtforschung ist dabei oszillierendes Absaugen und Ausblasen von Luft, das seit dem Anfang der 90er Jahre des vorigen Jahrhunderts intensiv untersucht wird.

Die in [1] beschriebenen Experimente wurden mit einem bereits vorhandenen, an die Versuche mit oszillierenden Lorentzkräften nachträglich angepassten PTL IV Profil vorgenommen. Besonders die starke Korrosion der Elektroden, deren Beschichtung nicht für den Fall ständig wechselnder Stromrichtung kombiniert mit sehr hohen Stromdichten ausgelegt war, führte zu Unsicherheiten in der quantitativen Interpretation der Ergebnisse. Außerdem konnte auf Basis des damals vorhandenen Datenmaterials keine Aussage zur Erreichbarkeit einer erwarteten größenordnungsmäßigen Effizienzsteigerung durch die Verwendung oszillierender Kräfte im Vergleich zu stationärer Beeinflussung getroffen werden.

Ziel der hier vorgestellten Arbeiten ist es, durch geeignete Auswahl des Elektrodenmaterials und der anderen Ruderbestandteile einen korrosionsbeständigen Versuchsaufbau zu realisieren, der es ermöglicht, für einen quantitativen Vergleich mit Literaturdaten geeignete Versuchsdaten zu ermitteln und diese dann auch zu gewinnen. Aufgrund seiner tatsächlichen Verwendung als Stabilisierungsflosse und wegen des in der frei zugänglichen Literatur verfügbaren Datenmaterials wurde als Profil ein NACA 0015 ausgewählt.

Der Beschreibung der Versuche ist ein kurzes Kapitel mit einer Diskussion neuerer Erkenntnisse zur oszillatorischen Beeinflussung abgelöster Strömungen vorangestellt, welches die Ausführungen im entsprechenden Abschnitt von [1] ergänzen soll.

2 Oszillierende Anregung abgelöster Strömungen

Im vorhergehenden Messbericht [1] wurde der Stand des Wissens auf dem Gebiet der periodischen Anregung abgelöster Strömungen kurz skizziert. Da dieses Gebiet zur Zeit intensiv untersucht wird, ist es nur allzu natürlich, dass zwischenzeitlich neue Arbeiten zum Thema erschienen, bzw. bisher unberücksichtigte zur Kenntnis gelangten. Abgesehen von Detailbetrachtungen z.B. zur Rolle des Nasenradius der untersuchten Profile [2], zum Einfluss der Kompressibilität und des Anregungsorts bei hohen Reynoldszahlen [3] etc. scheint die Diskussion um die optimale entdimensionierte Anregungsfrequenz besonders interessant.

Die entdimensionierte Anregungsfrequenz

$$F^+ = \frac{f_e \cdot x_{TE}}{U_\infty} \quad (2.1)$$

wird mit der dimensionsbehafteten Frequenz der Anregung f_e , der Entfernung von Aktuator zur Profilhinterkante x_{TE} und der Anströmgeschwindigkeit U_∞ gebildet. In der überwiegenden Mehrzahl der im Übersichtsbeitrag von Greenblatt und Wygnanski [4] besprochenen Experimente lagen die effektiven Anregungsfrequenzen im Bereich $0.3 \leq F^+ \leq 4$. Dieses Ergebnis befindet sich in Übereinstimmung mit der ebenfalls in [4] dargelegten Theorie der angeregten Scherschicht. Durch Anregung kann das Aufweitungsverhalten der die Grenze des Ablösungsgebietes bildenden Scherschicht so beeinflusst werden, dass ein Anlegen der Scherschicht an die Profilloberfläche erfolgt. Dieser Effekt tritt bei entdimensionierten Frequenzen $F^+ = O(1)$ auf.

Von einigen Autoren, namentlich Amitay und Glezer [5–7], wird angegeben, dass auch mit entdimensionierten Frequenzen von $F^+ = O(10)$ signifikante Verbesserungen des Profilverhaltens, d.h. eine Verminderung bzw. Unterdrückung von Strömungsablösungen, erzielt werden können. Bei solch hohen Frequenzen ist eine Anregung der Scherschicht nicht mehr wahrscheinlich. In [5] untersuchten die Autoren experimentell den Einfluss der Anregungsfrequenz auf die abgelöste Strömung an der Saugseite eines stark modifizierten NACA 0024 Profils bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 17.5^\circ$ und einer Reynoldszahl von $Re = 3.1 \cdot 10^5$. Es wurden Anregungsfrequenzen von $F^+ = 0.95, 2.05, 3.3, 10, 14.7$ und 20 bei einem Impulskoeffizienten

$$c'_{\mu eff} = \frac{\bar{I}}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 c} = 0.35\% \quad (2.2)$$

untersucht. \bar{I} steht für den zeitgemittelten Impulseintrag, der durch die Integration der vom Aktuator angeregten, quadrierten Schwankungsgeschwindigkeiten gewonnen

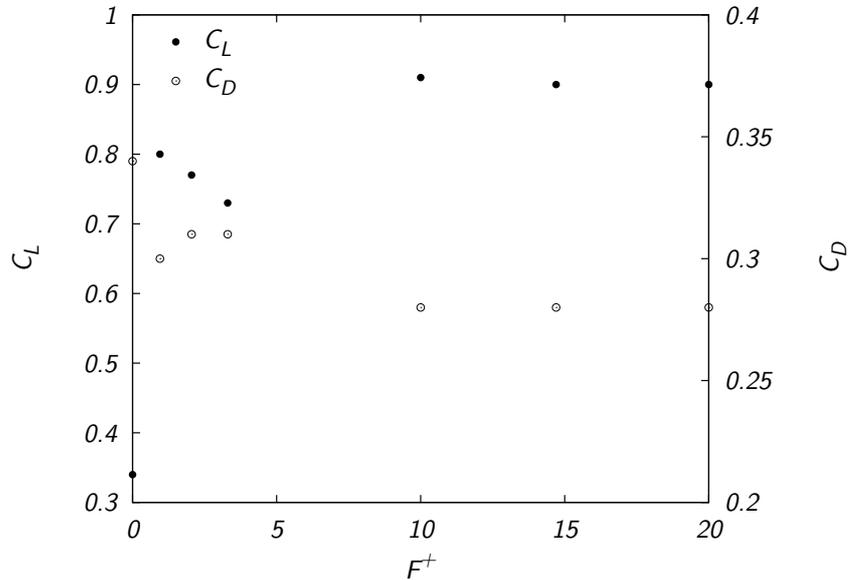


Abb. 2.1: Variation von Auftriebs- und Widerstandskoeffizient mit der entdimensionierten Anregungsfrequenz an einem modifizierten NACA 0024 bei $\alpha = 17.5^\circ$, $Re = 3.1 \cdot 10^5$ und $c'_{\mu eff} = 0.35\%$. Daten aus [5], Tabelle 5.

wird, ρ für die Dichte des Fluids und c für die Profiltiefe. Amitay und Glezer beobachteten bei kleinen Anregungsfrequenzen $F^+ \leq 3.3$ deutliche Wirbelstrukturen auf der beeinflussten Profelseite. Die Gesamtströmung legt wieder an, jedoch bildet sich in Profilnähe eine relativ dicke Schicht mit geringer Geschwindigkeit und deutlichen Geschwindigkeitsfluktuationen. Bei Anregung mit Frequenzen $F^+ \geq 10$ wird ebenfalls ein Anlegen der saugseitigen Strömung erreicht, dabei ist der Auftriebsgewinn etwas höher (siehe Abbildung 2.1). Ausserdem lassen sich in der profilnahen Strömung keine kohärenten Strukturen mehr feststellen, deren Entstehung der Anregung zugeordnet werden könnte. Die wiederangelegte saugseitige Grenzschicht ist wesentlich dünner als bei $F^+ \leq 3.3$ und folgt der Profilkontur bis zur Hinterkante.

Die Ursache für dieses Verhalten wird in einer „lokalen Modifikation der effektiven Profilform“ durch das Zusammenwirken der Aktuation und der Hauptströmung vermutet. Für in [6] referierte Experimente an einem mit „synthetic jet“-Aktuatoren ausgerüsteten Kreiszyylinder wurde die Bildung eines „quasi-stationären Wechselwirkungsbereichs“ zwischen Außenströmung und Aktuatoren in Oberflächennähe beobachtet. Ebenfalls in [6] werden Strömungsvisualisierungen einer Kreiszyklinderumströmung vorgestellt, bei denen die von Kármánsche Wirbelstrasse durch oszillierende Anregung am hinteren Staupunkt unterdrückt wurde. Die Autoren geben an, dass

dafür allerdings ein Impulskoeffizient von $c'_{\mu eff} = O(0.1)$ erforderlich war. Die vollständige Unterdrückung der Wirbelablösung bei einer mit oszillierenden Lorentzkräften beeinflussten Kreiszyylinderumströmung mit $Re = 540$ wurde von den Autoren des vorliegenden Berichts bereit vor einiger Zeit demonstriert [8]. Auch hier war zu beobachten, dass der Effekt bei Vergleichsweise hohen entdimensionierten Anregungsfrequenzen auftritt ($F^+ = 1.5$, die charakteristische Ablösefrequenz der Wirbel am Zylinder (Strouhal-Zahl) liegt bei etwa 0.2). Der aufzuwendende Impulskoeffizient lag mit $c'_{\mu eff} = 5.4$ jedoch um ein Vielfaches höher, als der bei stationärer Beeinflussung zur Stabilisierung der Zylinderumströmung nötige ($C_\mu \approx 0.7$). Der eigentliche Effekt, dass hochfrequente Oszillationen mit starker Amplitude stabilisierend auf die Umströmung eines Kreiszyinders wirken können, wurde bereits in den 70er Jahren von Taneda [9] beobachtet.

McCormick [10] untersuchte eine Profilmströmung mit oszillierender Anregung der abgerissenen Strömung besonders im Hinblick auf die Rolle der Anregungsamplitude bei Anregungsfrequenzen von $F^+ = 0.25 \dots 3.5$ und $Re = 2.5 \cdot 10^5$. In [10] werden Strömungsvisualisierungen vorgestellt, die auf qualitativ unterschiedliche Wirkungen der Anregung bei verschiedenen Amplituden hindeuten. McCormick findet für $c'_{\mu eff} = 0.5\%$ eine Anregung der Scherschicht mit den charakteristischen Wirbelstrukturen. Für $c'_{\mu eff} = 1.0 \dots 1.5\%$ stellt sich eine vollständig angelegte Strömung ohne kohärente Strukturen ein. Die weitere Steigerung des Impulskoeffizienten $c'_{\mu eff} = 4.0 \dots 6.8\%$ resultiert in einem erneuten Auftreten von Wirbeln, deren Drehrichtung jedoch gegenüber denen im Bereich $c'_{\mu eff} < 0.5\%$ beobachteten, entgegengesetzt ist. Das von Amitay und Glezer [5] am modifizierten NACA 0024 beobachtete Zusammentreffen von niedriger Anregungsamplitude und Rezeptivität im Frequenzbereich $F^+ \geq 10$ ist in diesem Zusammenhang bemerkenswert. Beim Betrachten von Abbildung 2.1, fällt auf, dass das Auftriebsmaximum bei $F^+ \approx 1$ untypisch schwach ausgeprägt ist. Die Autoren geben für das verwendete Profil keine Kennlinie an, berichten jedoch, dass die unkontrollierte Strömung bereits bei Anstellwinkeln $\alpha > 5^\circ$ ablöst. Bei einem nichtmodifizierten NACA 0025 und $Re = 3.2 \cdot 10^6$ beginnt die Strömung bereits bei $\alpha \approx 7^\circ$ an der Hinterkante abzulösen, die Strömungsablösung ist jedoch, wie für volle Profile typisch, ein allmählicher Prozeß und das NACA 0025 erreicht seinen Maximalauftrieb von $C_L \approx 1.04$ erst bei $\alpha \approx 22^\circ$ [11]. Der Anstellwinkel des modifizierten NACA 0024 von Amitay und Glezer betrug 17.5° , die Reynoldszahl lag bei $Re = 3.1 \cdot 10^5$. Vergleicht man diese Daten mit den oben für das NACA 0025 angeführten, scheint eine durch die Anregung hervorgerufene bzw. beschleunigte Transition der Grenzschicht am Profil als Ursache für das Wiederanlegen der Strömung nicht vollständig ausschließbar zu sein. Ein solches Verhalten der Strömung konnte bei der elektromagnetischen Anregung mehrfach beobachtet werden und wird in Abschnitt 4.2.1 besprochen.

3 Versuchsaufbau

3.1 Der geschlossene Elektrolytkanal des FZR

Für die Versuche wurde der geschlossene Elektrolytkanal des FZR genutzt. Dieser Kanal wird mit 0.25 molarer Natronlauge betrieben. Gegenüber Salzwasser bietet diese Lösung für die Experimente eine Reihe von Vorteilen, die größtenteils in den unterschiedlich verlaufenden elektrochemischen Reaktionen an den Anoden begründet sind. Bei der Verwendung einer NaCl-Lösung, wie bei sämtlichen Versuchen an der HSVA der Fall, entsteht bei Stromfluss an den Anoden Chlor. Da Chlor neben seiner Giftigkeit ausserordentlich korrosive Eigenschaften zeigt, ist das Anodenmaterial enormen Belastungen ausgesetzt. Auch wenn Seewasser chemisch gesehen einer NaCl-Lösung wesentlich ähnlicher ist als einer NaOH-Lauge, ist der Unterschied für die physikalischen Vorgänge unerheblich. Wichtig ist allein die Leitfähigkeit des Mediums. Es liegt also nahe, eines mit weniger unangenehmen Eigenschaften für die Versuche zu verwenden. Die schwache Natronlauge hat eine Leitfähigkeit von $\sigma = 2.5\text{S/m}$, also etwa die Hälfte der sonst verwendeten Kochsalzlösung. Aus arbeitsschutztechnischer Sicht ist die Lauge in der genannten Konzentration noch nicht als „ätzend“, sondern lediglich als „reizend“ eingestuft. Ihr hoher pH-Wert hat den Vorteil, normalen Stahl zu passivieren. Schließlich bildet sich bei Stromfluss an den Anoden Sauerstoff, der zwar ebenfalls korrosiv wirkt, aber in wesentlich geringerem Maße als Chlor. Eine eingehendere Diskussion der Korrosionsproblematik findet sich in Abschnitt 3.6.

Der Kanal, eine Skizze zeigt Abbildung 3.1, ist aus Edelstahl mit der Materialnummer 1.4571 gefertigt. Dieses Material, sogenannter „Seewasser-fester Stahl“ wurde ausgewählt, um einen eventuellen, kurzzeitigen Betrieb mit NaCl-Lösungen zu ermöglichen. Die Düse hat ein Kontraktionsverhältnis von 4.2. Diese Düse ist der eines Göttinger Wasserkanals nachempfunden. Ihre Formgebung realisiert gleichzeitig den Übergang von der kreisförmigen Vorkammer zur rechteckigen Messstrecke. Diese ist 1.2m lang und weist einen Querschnitt von $0.3 \times 0.4\text{m}$ auf. Der hinter der Messstrecke angeordnete Krümmer leitet in einen Multidiffusor über, dessen Formgebung wiederum den Übergang vom rechteckigen Krümmer zum kreisförmigen Krümmer vor dem Pumpengehäuse ermöglicht. Die Axialpumpe, Lauf- und Leitrad bestehen aus GFK, erzeugt bei maximaler Drehzahl (600 min^{-1}) eine Geschwindigkeit von ca. 5 m/s in der Messstrecke. Die Pumpe ist über einen Keilriementrieb mit einer 5:1 Untersetzung an einen wassergekühlter Drehstrommotor mit 15 kW elektrischer Leistung angeschlossen. Dieser wird von einem UNITEC 2040 Frequenzumrichter (18.5 kW) der

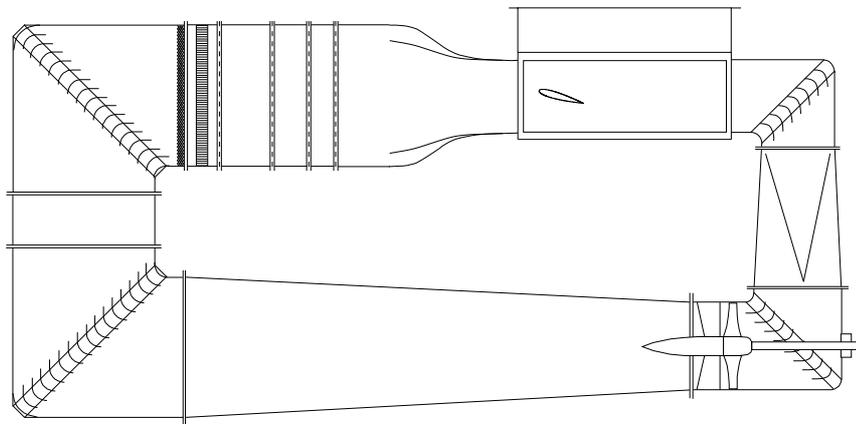


Abb. 3.1: Skizze des geschlossenen Elektrolytkanals am FZR.

Firma SSB-Antriebstechnik angesteuert, der als Vektorregler mit Drehzahlgeber geschaltet ist. Die Motordrehzahl ist dadurch stufenlos zwischen nahezu Null und 3000 min^{-1} einstellbar. Die Abhängigkeit zwischen Motordrehzahl und Geschwindigkeit in der Messstrecke ist in sehr guter Näherung linear und für den hier untersuchten Ge-

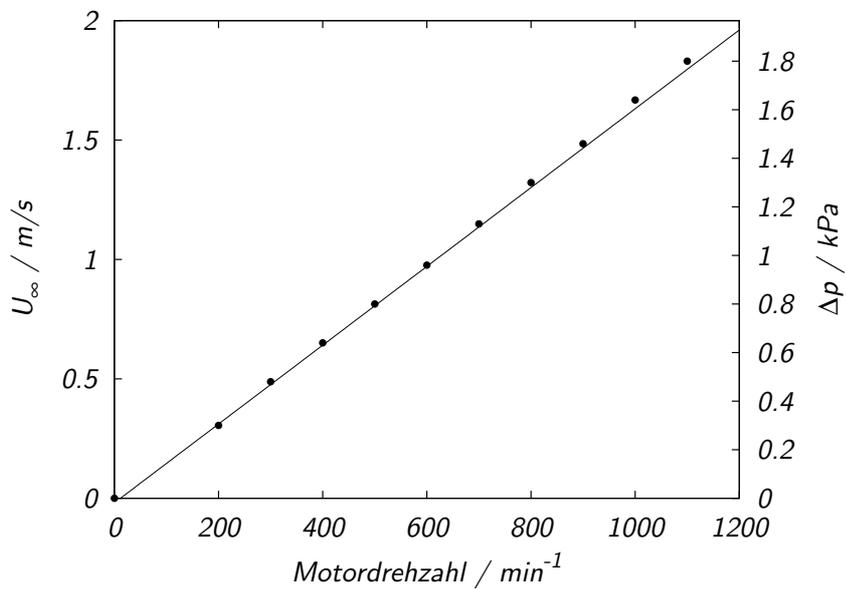


Abb. 3.2: Abhängigkeit von Geschwindigkeit in der Messstrecke und Druckabfall in der Düse von der Motordrehzahl.

schwindigkeitsbereich in Abbildung 3.2 dargestellt.

Hinter der Pumpe liegt der Hauptdiffusor, der zwischen dem Pumpenausstritt (Durchmesser 480mm) und dem aufwärts führenden Krümmer, der bereits den Düsen Eintrittsdurchmesser von 800mm besitzt, vermittelt. Nach einem sehr kurzen Rohrstück konstanten Durchmessers und dem zweiten grossen Krümmer, alle Krümmer sind mit Umlenkblechen versehen, folgt die Düsenvorkammer. Dort strömt die Lösung zunächst durch zwei kurze Gleichrichter, die auch bei geringen Geschwindigkeiten effektiv arbeiten [12]. Dann passiert die Strömung vier Siebe mit abnehmender Maschenweite, um nach einer Beruhigungsstrecke wieder durch die Düse in die Messstrecke einzutreten.

Der Druck wird mittels jeweils vier Druckerbohrungen vor und hinter der Düse abgegriffen, um den Druckabfall zu messen. Dazu dient ein Digibar II der Hottinger Baldwin Messtechnik GmbH mit einem Messbereich von ± 100 mbar. Die Kenntnis des Druckabfalls erlaubt die Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit in der Messstrecke. Die so ermittelten Werte wurden durch LDA Messungen bestätigt.

3.2 Turbulenzgrad und –spektrum

Da die Turbulenz im Kanal die Profilmströmung und damit die Profileigenschaften stark beeinflusst, ist es nötig, die Turbulenz zumindest mit Kennwerten zu erfassen. Dazu wurde mittig in der Messstrecke, 10cm hinter der Düse eine Heißfilmsonde positioniert. Für die Messung kam ein DISA 55M10 Hitzdraht–Anemometer zum Einsatz. Die von diesem Gerät abgegebene Brückenspannung wurde durch einen als Tiefpass geschalteten Krohn–Hite 3342 Filter mit 500Hz Grenzfrequenz gefiltert. Die Digitalisierung des gefilterten Signals erfolgte mit 1kHz über einen speziell gefertigten, batteriebetriebenen 16bit Analog–Digital–Wandler. Diese Maßnahme erwies sich wegen der durch den Frequenzumrichter verursachten, starken elektromagnetischen Störungen als unumgänglich (siehe dazu auch Abschnitt 3.3). Die Einzelmessungen umfassten jeweils 65536 Messwerte und dauerten entsprechend ca. 66 Sekunden. Das eingestellte Überhitzungsverhältnis betrug 1.05. Eine zylindrische Heißfilmsonde 1210–20W von TSI diente als Sensor. Sie war mittels eines 5 m langen BNC Kabels und einer TSI 1158–18 Sondenhalterung an die Brücke angeschlossen. Der verwendete Sensor ist ein Standardsensor für die Anwendung in wässrigen Medien. Das aktive Element bildet ein auf einem zylindrischen Quarzträger aufgebrachtener Platinfilm, der wiederum von einer Quarzschicht elektrisch vom umgebenden Medium isoliert wird. Der Sensordurchmesser beträgt $50.8 \mu\text{m}$, die aktive Länge 1.02 mm.

Die Temperatur blieb über die Dauer der Messungen auf $\leq 1/10$ K genau konstant, es ergaben sich auch keine Verschmutzungsprobleme am Sensor, wie dies im Umwelttank der HSVA der Fall war (siehe [13, 14]). Auf eine Geschwindigkeitskalibrierung

des Sensors wurde dennoch verzichtet und der Turbulenzgrad

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(u'^2 + v'^2 + w'^2)}}{\bar{U}} \quad (3.1)$$

mit der in [15] und [16] beschriebenen Methode aus den gemessenen Spannungen ermittelt. Zunächst betrachtet man nur die vom Sensor gemessenen Längsschwankungen u' und schreibt den Turbulenzgrad ohne die Querkomponenten v' und w' bezogen auf die mittlere Geschwindigkeit \bar{U} als

$$Tu = \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{U}}. \quad (3.2)$$

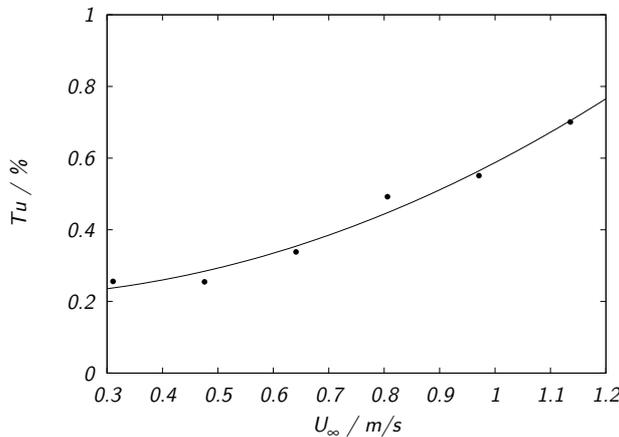
Mit Hilfe des Kingschen Gesetzes

$$E^2 = E_0^2 + B \cdot U^{\frac{1}{n}}, \quad (3.3)$$

das die Reaktion eines Heißfilms auf Geschwindigkeitsschwankungen beschreibt, kann man für kleine Turbulenzgrade anschreiben:

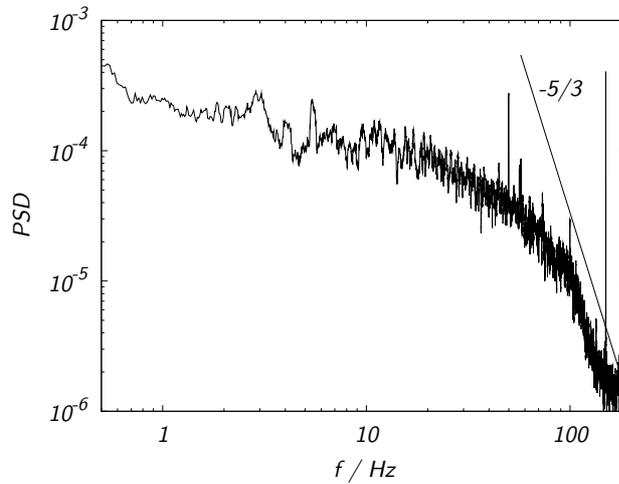
$$Tu = \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{U}} = \frac{2n}{1 - E_0^2/E^2} \frac{\sqrt{e'^2}}{\bar{E}}. \quad (3.4)$$

Dadurch entfällt die Notwendigkeit, den im Kingschen Gesetz (3.3) enthaltenen Faktor B durch Kalibrierung zu ermitteln. Es muss nur noch die ohne Strömung gemessene Brückenspannung E_0 ermittelt werden, für den Exponenten n wird in [16] ein



$U_\infty/\text{m/s}$	$Tu/\%$
0.31	0.256
0.48	0.255
0.64	0.338
0.81	0.492
0.97	0.551
1.14	0.701

Abb. 3.3: Turbulenzgrad in Abhängigkeit von der mittleren Geschwindigkeit in der Messstrecke.

Abb. 3.4: Energiespektrum bei $U_\infty = 0.80$ m/s.

Wert von 2.2 empfohlen. Nun ist lediglich noch die Brückenspannung bei Anströmung E zu messen, um den Turbulenzgrad bestimmen zu können.

Um einen Vergleich der hier ermittelten Turbulenzgrade mit den in den Experimenten an der HSVA gemessenen zu erlauben, wurden die Messwerte der gleichen Vorbehandlung unterzogen. Statt einer einfachen Mittelwertbildung wurde ein Polynom zweiten Grades an die Messwerte angepasst und vor der Bildung der Schwankungsquadrate e'^2 von den Messwerten subtrahiert. Der Wert des Polynoms bei der halben Messzeit ergab die mittlere Spannung \bar{E} .

In Abbildung 3.3 und der zugehörigen Tabelle sind die Messergebnisse für die Turbulenzgrade bei den hauptsächlich in den weiteren Versuchen benutzten Anströmgeschwindigkeiten zusammengefasst. Jeder Wert ist wiederum die Mittelung von fünf unabhängigen Messungen. Die Turbulenzgrade nehmen mit wachsender Geschwindigkeit zu, liegen aber durchaus im Bereich des für Wasserkanäle üblichen und für kleinere Geschwindigkeiten deutlich unterhalb der im Umwelttank der HSVA gemessenen Werte [13, 14].

Abbildung 3.4 zeigt das Energiespektrum, d.h. das Powerspektrum der Fluktuationsquadrate

$$E(f) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} u'^2(t) \cdot e^{2\pi i f t} dt \right| \quad (3.5)$$

eines bei $U_\infty = 0.80$ m/s aufgenommenen Signals nach dessen Behandlung mit oben beschriebener Methode. Dabei bezeichnen t die Zeit und f die Frequenz, statt u' wurde wieder e' betrachtet, da das Powerspektrum beider Signale identisch ist [17]. Gleichung (3.5) wird in ihrer diskreten Form verwendet, die Integrationsgrenzen ergeben

sich aus der Länge des aufgenommenen Signals. Im dem Trägheitsbereich zuzuordnenden Frequenzband ist zum Vergleich die für lokal isotrope Turbulenz zu erwartende Proportionalität $E(f) \sim f^{-5/3}$ eingezeichnet.

3.3 Kraftmesseinrichtung

Für die Messung der auf das Profil wirkenden Kräfte wurde eine 5-Komponenten Waage eingesetzt. Diese Waage ist an der TU Dresden, Institut für Luft- und Raumfahrt, Laboratorium Niedergeschwindigkeitswindkanal, gefertigt worden. Den Kraftaufnehmer bilden zwei Doppelbiegebalken, die einschließlich der Verbindungsflansche aus einem Stück gehärteten Federstahl bestehen. Die Dehnung des Grundmaterials wird über Dehnmessstreifen bestimmt, die an den Stellen örtlich hoher mechanischer Spannungen angebracht sind. Mit der Waage lassen sich Widerstand und Auftrieb des Profils, sowie die Momente um die drei Raumachsen messen. Die Messbereichsbergrenzen für Widerstand und Auftrieb betragen jeweils 1 kN.

Für die Auswertung der Brückenspannungen war ein Gleichspannungsverstärker vorgesehen. Die Messsignale sollten über eine Analog/Digital-Wandlerskarte in einem PC aufgezeichnet werden, dem gleichzeitig, mittels eines zusammen mit der Waage von der TU Dresden zur Verfügung gestellten Programms, die Signalauswertung zugeordnet war. Beim Betrieb der Waage bei laufendem Kanal zeigte sich allerdings, dass sich mit dieser Konfiguration keine aussagefähigen Kraftmessungen bewerkstelligen lassen, da vom Frequenzumrichter verursachte elektromagnetische Störungen das Messsignal vollständig maskierten. Um dieses Problem zu lösen, mussten eine Reihe von Maßnahmen ergriffen werden. Die Stromversorgung der Dehnmessstreifenbrücken wurde vom Netz getrennt und auf Batteriebetrieb umgestellt. Für die Brückenspannungen wurde ein neuer Gleichspannungsverstärker aufgebaut, dessen Stromversorgung ebenfalls über Batterien gewährleistet wird. Dieser Verstärker ist direkt an der Waagenaufhängung befestigt, der Aufbau ist darauf eingerichtet, die Kabellänge zwischen Verstärker und Dehnmessstreifenbrücke zu minimieren. Direkt auf der Verstärkerplatine befindet sich ein 16bit Analog/Digital-Wandler pro Kanal. Die digitalisierten Signale werden über Optokoppler und Lichtwellenleiter an den PC weitergeleitet. Mit diesem Aufbau gelang eine nahezu vollständige Eliminierung der elektromagnetischen Störungen.

Die Waage ist starr am Profil befestigt. Zur Änderung des Neigungswinkels des Profils dient eine 360° Verdrehvorrichtung. Eine Profildrehung resultiert deshalb in einer Rotation des Waagenkoordinatensystems (Index w) relativ zum Kanalkoordinatensystem. Die gemessenen Kräfte sind immer im Kanalkoordinatensystem angegeben,

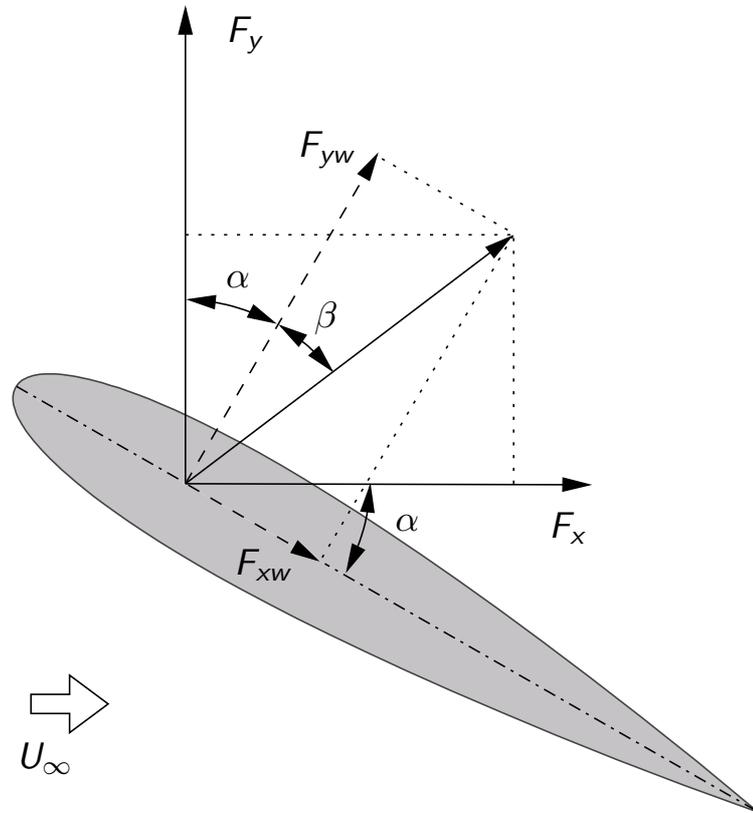


Abb. 3.5: Profil mit Waagenkoordinatensystem (Index w) und Kanalkoordinatensystem.

eine Umrechnung kann über folgende Gleichungen erfolgen

$$\begin{aligned}
 F_x &= \sqrt{F_{xw}^2 + F_{yw}^2} \left(\sin \left(\alpha + \arctan \frac{F_{xw}}{F_{yw}} \right) \right) \\
 F_y &= \sqrt{F_{xw}^2 + F_{yw}^2} \left(\cos \left(\alpha + \arctan \frac{F_{xw}}{F_{yw}} \right) \right).
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

Zur Illustration sind die Größen in Abbildung 3.5 zusammen mit einem angestellten Profil skizziert. Die Messstrecke besitzt ihre größere Ausdehnung (40 cm) in vertikaler Richtung, deshalb sind die Profile zur Minimierung der Kanalversperrung in horizontaler Lage vermessen worden. Da die Profilachse bei beiden vermessenen Rudern nicht im Profilschwerpunkt liegt, ergibt sich für jeden Winkel eine andere Verteilung des Rudergewichts auf die Achsen des Waagenkoordinatensystems. Die Messungen wurden deshalb grundsätzlich so ausgeführt, dass während einer Messreihe der Anstellwinkel konstant blieb und vor jeder Messung ein Nullpunktsabgleich erfolgte.

Prinzipbedingt weist die Messkette Dehnmessstreifen–Verstärker eine mitunter recht beträchtliche Nullpunktsdrift auf [18]. Deshalb wurde vor und nach jeder Messung der aktuelle Wert des Nullpunkts bei Stillstand des Kanals bestimmt und die Messung bei zu großen Abweichungen gegebenenfalls verworfen. Die horizontale Lage der Ruderachse zieht die Notwendigkeit einer flüssigkeitsdichten Durchführung der Achse durch die Wand der Messtrecke nach sich, da die Waage nicht wasserfest konstruiert ist. Die Dichtung wurde mit einem Radialwellendichtring realisiert. Da sich dieser bei Beanspruchung des Profils ebenfalls leicht verformen kann und somit Kräfte aufnimmt, wurde die Waage nach Einbau der Profile im Kanal jeweils nachkalibriert. Der Einfluss der Dichtung erwies sich im aufgenommenen und für die Messungen typischen Belastungsbereich ≤ 40 N als in guter Näherung linear. Die nötige Korrektur lag jeweils bei ca. 5% des Messwerts. Diese Korrektur erfasst gleichzeitig mögliche Kraftaufnahmen durch die zur Stromzuführung dienenden Kabel. Diese sind jedoch vergleichsweise dünn (2.5 mm^2 Kupferlitze), weshalb sie geringen Verformungen ohnehin keinen allzu großen Widerstand entgegensetzen sollten.

3.4 Stromversorgung der Elektroden

Für die Stromversorgung der Elektroden beim NACA 0015 diente ein Hochleistungsverstärker FM 1295 der Firma FM Elektronik, Berlin. Er ist in der Lage, ein Eingangssignal bis auf Spitzenwerte von 56A und 250V zu verstärken. Dieser Hochleistungsverstärker wurde von einem Frequenzgenerators Agilent 33120A gespeist, der programmgesteuert die jeweils gewünschte Wellenform, Frequenz und Amplitude bereitstellt. Um die vom Frequenzumrichter des Kanaltriebs verursachten Störungen vom Eingang des Hochleistungsverstärkers zu isolieren, war der Frequenzgenerator galvanisch vom Netz getrennt und die Verbindung zum PC über Optokoppler realisiert. Der zum Ruder fließende Strom wurde direkt über den Spannungsabfall an einen hochpräzisen Leistungswiderstand (shunt) bestimmt, ebenfalls mit 1kHz abgetastet und über Optokoppler im PC erfasst.

Zur Gleichstromversorgung des PTL IV kam ein ELV Switch Power Supply SPS 9001 M mit maximal 20 A Ausgangsstrom und 30 V Ausgangsspannung zum Einsatz.

3.5 Die Profile

Im vorliegenden Bericht werden sowohl Kraftmessungen an einem PTL IV, als auch an dem neugebauten NACA 0015 vorgestellt, wobei das PTL IV nur im Zusammenhang mit der Ablösungskontrolle mittels stationärer Lorentzkräfte kurz zur Sprache kommt. Trotzdem sollen die wesentlichen Eigenschaften beider Profile hier zusammengefasst werden.

Einen Überblick über die Profilform und die Ausdehnung des mit Magneten und

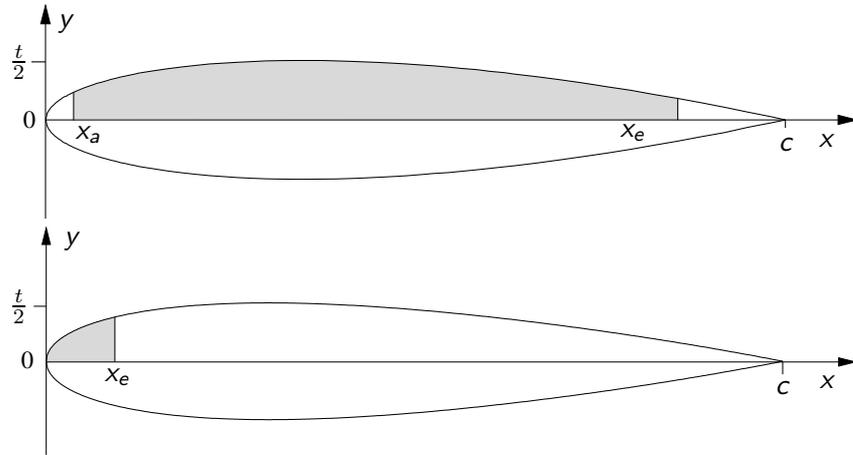


Abb. 3.6: PTL IV (oben) und NACA 0015 (unten) Profil, der mit Elektroden und Magneten bestückte Bereich ist grau hinterlegt.

Elektroden bestückten Bereichs vermittelt Abbildung 3.6. Die Formen beider Profile können durch das für die vierziffrige, symmetrische NACA Familie verwendete Polynom (siehe [19], S.113):

$$y(x) = \pm t(a_1\sqrt{x/c} + a_2(x/c) + a_3(x/c)^2 + a_4(x/c)^3 + a_5(x/c)^4) \quad (3.7)$$

		PTL IV	NACA 0015
Profiltiefe	c/mm	160	160
Spannweite	s/mm	240	240
Anfang Elektrode	x_a/mm	6	0
Ende Elektrode	x_e/mm	135	15
	s/c	1.5	1.5
Magnetbreite	a/mm	10	5
	a/c	0.0625	0.03125
Flussdichte	B_0/T	0.29	0.33

Tabelle 3.1: Parameter der beiden untersuchten Profile.

beschrieben werden. Hier bezeichnet t die maximale Dicke des Profils und c die Profiltiefe. Die Koeffizienten des Polynoms (3.7) sind:

	NACA	PTL IV
a_1	= 1.4845	1.2685
a_2	= -0.6300	-0.2921
a_3	= -1.7580	-1.3496
a_4	= 1.4215	0.4780
a_5	= -0.5075	-0.1048

Für das NACA 0015 Profil beträgt das Verhältnis von maximaler Dicke zu Profiltiefe $t/c = 15\%$, für das PTL IV 17%. Da sich die Untersuchung des Lorentzkrafteinflusses auf die Saugseite der symmetrischen Profile beschränkt, sind sie nur einseitig mit Magneten und Elektroden ausgerüstet. Die Parameter der beiden Profile sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Der augenfälligste Unterschied ist die Länge des Aktuatorbereichs, der beim PTL IV auf stationäre Anlegung ausgelegt ist und sich deshalb nahezu über die ganze Profiltiefe erstreckt, beim NACA 0015 jedoch auf den Bereich unmittelbar hinter der Profilverkante beschränkt ist. Im folgenden soll kurz auf die Eigenheiten der Konstruktion beider Profile eingegangen werden.

PTL IV

Eine fotografische Aufnahme des PTL IV mit Endscheiben nach Abschluss der Versuche zeigt Abbildung 3.7. Das Magnetsystem dieses Ruders ist aus NdFeB-Magneten aus dem Standardprogramm der Firma ibs-Magnet Berlin aufgebaut. Diese rechteckigen Magnete unterschiedlicher Länge wurden so in eine erodierte Gießform aus Aluminium gelegt, dass sie die Profilform mit möglichst geringen Abweichungen nachbildeten. Durch leicht unterschiedliche Platzierung und die Größenunterschiede der Magnete sind die relativ hohen Fluktuationen der örtlichen magnetischen Flussdichte in Normalenrichtung B_n , wie sie in Abbildung 3.8 aufgetragen ist, zu erklären.

Die Elektroden des PTL IV bestehen aus in die Form gebogenen, 1 cm breiten, Edelstahlblechen der Materialnummer 1.4301. Die in Abbildung 3.7 sichtbare unregelmäßige Verfärbung der Elektroden stammt von orientierenden Versuchen mit oszillierenden Kräften, bei denen ein Großteil der Elektrodenfläche mit einer Piccin-Beschichtung versehen war. Diese Beschichtung löste sich während der Versuche unregelmäßig stellenweise ab, wodurch sich ein Muster von Korrosionsspuren bildete. Insgesamt zeigten sich die Edelstahl Elektroden in der verdünnten Natronlauge erstaunlich stabil. Der korrosive Materialabtrag führte lediglich zu minimalen Veränderungen der Oberflächenform, die in keiner Weise mit der in der NaCl-Lösung beobachteten drastischen Materialzerstörung vergleichbar sind.

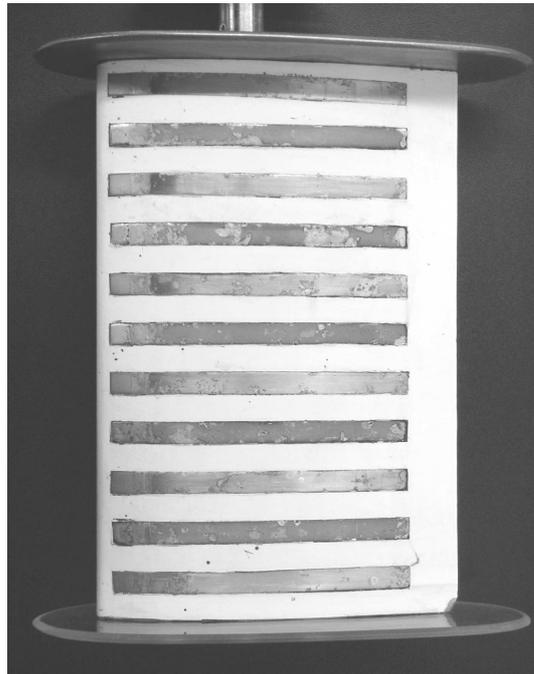


Abb. 3.7: Aufnahme des PTL IV nach Beendigung der Messungen.

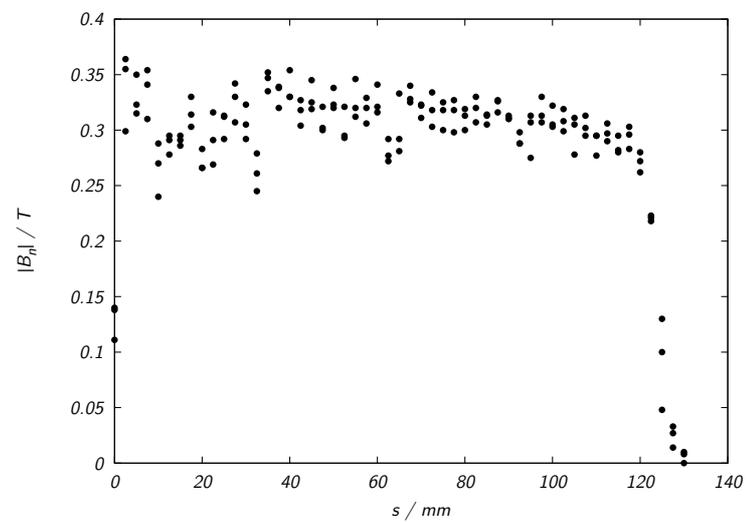


Abb. 3.8: Betrag der Normalkomponente der magnetischen Flußdichte über der Mitte der Magnetstreifen des PTL IV Profils. s bezeichnet hier die entlang der Oberflächenkontur abgetragene Strecke.

Der Ruderkörper wurde nach der Verkabelung der Elektroden durch Füllen der Gießform mit Epoxidharz, Epilox T19-32 der Firma Brenntag, hergestellt und nach dem Aushärten geschliffen und mit einem 2-Komponenten Auto-Lack (Fiat Weiß 210F) gespritzt. Die Kabel für die Stromversorgung der Elektroden sind durch die Ruderachse nach außen geführt.

Das Profil war während der Messungen mit Endscheiben aus 3 mm dickem Plexiglas (achsabgewantes Ruderende) bzw. 3mm dickem Edelstahl (Ruderende mit Achsdurchführung) ausgestattet, um definierte Randbedingungen zu schaffen. Die Außenkontur der Endscheiben folgt der des Ruders im Abstand von 30 mm, ist jedoch an der Ruderhinterkante nicht spitz, sondern symmetrisch zur Vorderkante rund. Die Kante der Endscheiben ist ebenfalls abgerundet.

NACA 0015

Für die Experimente mit oszillierenden Lorentzkräften wurde ein NACA 0015 Profil neu angefertigt. Die Breite der Elektroden und Magneten wurde aufgrund der Ergebnisse der Strömungssimulation [20], die eine Zunahme der Effektivität des Impulseintrags bei abnehmender Eindringtiefe der Lorentzkraft in die Strömung zeigten, mit 5 mm vorgesehen. Noch kleinere Abmessungen hätten die Fertigung wesentlich verkompliziert. Um die Elektroden auch bei hohen Stromdichten vor Korrosion zu schützen, wurde deren Grundkörper aus Titan gefertigt. Auf die Korrosionsproblematik wird im nächsten Abschnitt nochmals ausführlicher eingegangen. Sowohl die begleitenden Simulationen [20], als auch die in der Literatur zum oszillierenden Absaugen/Ausblasen (siehe z.B. [4, 21]) geschilderten Experimente ergaben, dass eine Anregung der Strömung unmittelbar an der Profilvorderkante die größtmögliche Wirksamkeit haben wird. Deswegen wurde die Außenform der Elektroden und Magnete an die Vorderkante des NACA 0015 angepasst. Die Fertigung der Elektroden erfolgte durch Erodieren aus 5 mm starkem Titan Grade 1 Blech. Die Magnete wurden ebenfalls erodiert, wobei hier zunächst ein Block aus NdFeB Typ 360/95 in Scheiben zu zerschneiden war, aus denen dann unter Beachtung der Vorzugsrichtung des Materials die Formen der späteren Magnete herausgearbeitet wurden. Nach dem Erodieren wurden die Elektroden von der DE NORA DEUTSCHLAND GmbH Hanau galvanisch mit einer 10 μ m starken Platinschicht überzogen und das Magnetmaterial bei ibs-Magnet Berlin magnetisiert. Da Seltenerdenmagnete besonders empfindlich auf jegliche Feuchtigkeit reagieren und ein schnell fortschreitendes Korrosionsverhalten zeigen, wurden die Magnete von der DiMer Beschichtungen GmbH mit einer 14 μ m dicken Ummantelung aus Parylene C (poly-para-chloro-Xylylene) versehen.

Eine Fotografie von zwei Elektroden- (Kathode und Anode) und einem Magnetsegment findet sich im unteren Teil von Abbildung 3.9. Die Bohrungen in den Elektroden dienen der späteren elektrischen Verbindung. Das Schweißen von Titan erfordert eine spezielle Ausrüstung, die am FZR nicht verfügbar ist, weswegen für die Kontaktie-

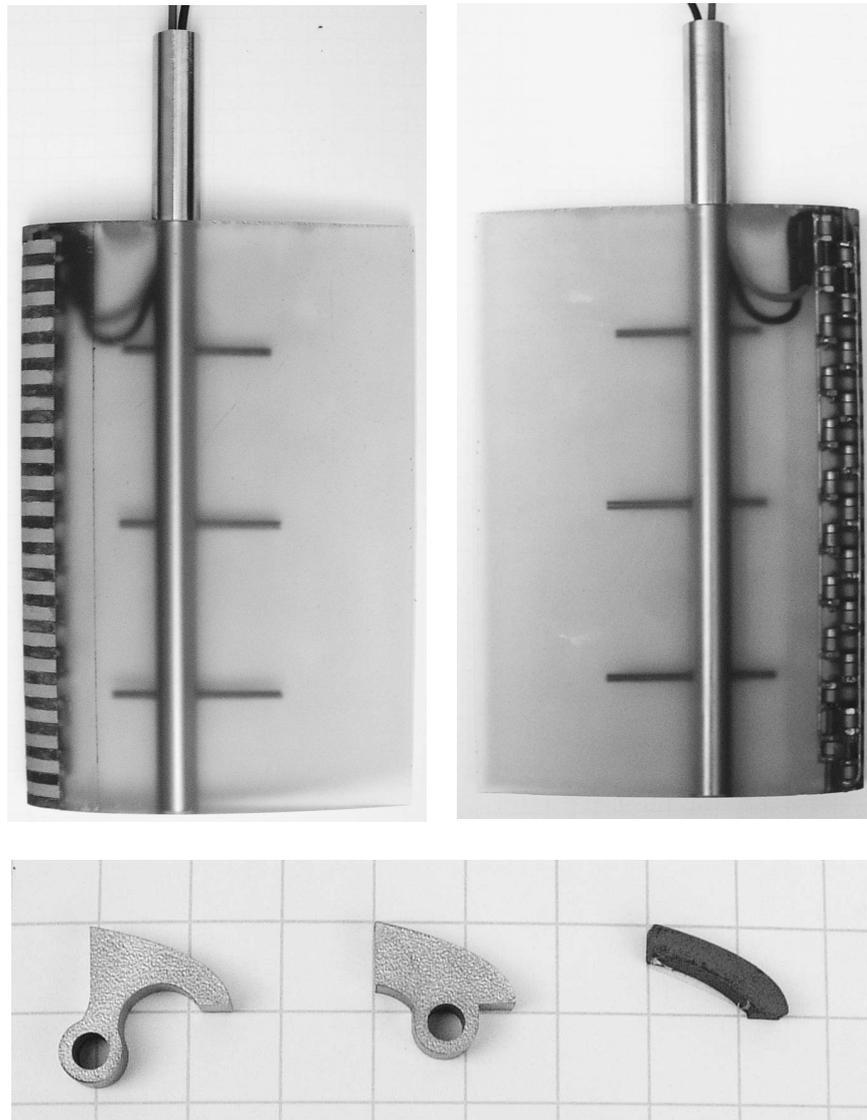


Abb. 3.9: Ansicht des in Epoxidharz ausgeformten NACA 0015: Saugseite links oben und Druckseite rechts oben. Die untere Aufnahme zeigt die verwendeten Elektroden- (links und Mitte) und Magnetsegmente (rechts).

zung nur noch eine kraftschlüssige Verbindung durch Schrauben in Frage kam. Die Formgebung der Elektroden ermöglicht die spätere kurzschlussfreie Verkabelung von Anoden einerseits und Kathoden andererseits. Das Magnetmaterial ist anisotrop und

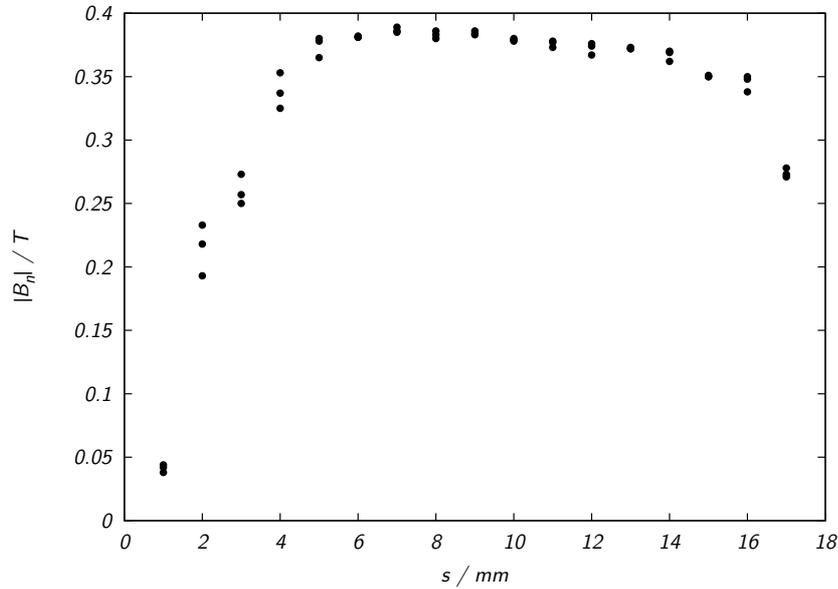


Abb. 3.10: Betrag der Normalkomponente der magnetischen Flußdichte über der Mitte eines Magneten an der Vorderkante des NACA 0015 Profils. s bezeichnet hier die entlang der Oberflächenkontur abgetragene Strecke.

hat eine bevorzugte Magnetisierungsrichtung. Die Magnetform wurde so aus dem Grundmaterial gearbeitet, dass über einen möglichst großen Bereich die Vorzugsrichtung normal zur Oberfläche steht und damit eine maximale magnetische Flussdichte über der Oberfläche erreicht wird. Die in Abbildung 3.10 dargestellten Messungen der Normalkomponente der magnetischen Flussdichte über der Magnetaußenfläche zeigt dementsprechend ein flaches Plateau in der Mitte der Magnete und einen starken Abfall des Feldes zur Vorderkante, einen weniger starken zur Magnethinterkante hin. Im Vergleich zum PTL IV (Abbildung 3.8) ist die Feldverteilung jedoch wesentlich ausgeglichener, was nicht verwundert, da jeweils nur ein Magnet in Strömungsrichtung verwendet wird.

Elektroden und Magnete wurden in der Gießform zusammengesetzt und zunächst mit einer geringen Menge Epoxidharz vergossen. Die Elektroden des so stabilisierten Elektroden/Magnet-Körpers sind daraufhin elektrisch verbunden worden. Die Kabel für die Stromversorgung der Elektroden werden wiederum in der Ruderachse geführt. Zur besseren Verbindung von Ruderachse und Epoxidharzkörper dienen quer in die Ruderachse eingeschraubte Gewindestangen. Das nach dem Vergießen der Form mit Epoxidharz (Epilox T19-32 der Firma Brenntag) frisch ausgeformte NACA 0015 Profil zeigt Abbildung 3.9 in Vorder- und Rückansicht. Verdrahtung und Aufbau des Elektroden/Magnet-Systems sind durch das transparente Epoxidharz hindurch gut



Abb. 3.11: Bild NACA 0015 in der Messstrecke, im Hintergrund Rückansicht der Verdrehrichtung und des Radialwellendichtrings.

sichtbar.

Nach dem Aushärten wurde das gesamte Ruder ausschließlich der Elektroden mit dem bereits beim PTL IV verwendeten und bewährten 2-Komponenten Auto-Lack (Fiat Weiß 210F) gespritzt und anschließend zum Aushärten bei 45°C im Trockenofen gelagert. Um eine Beeinträchtigung der Magnetisierung zu vermeiden, wurde von einer Erwärmung auf die eigentlich für das Aushärten vorgesehenen 60°C abgesehen. Der Lack zeigte sich trotzdem über die gesamte Dauer der Versuche beständig und unverändert.

Zum Abschluss der Arbeiten ist das Profil mit Endscheiben aus 3 mm dicken Plexiglas versehen worden. Ihre Kontur besteht aus zwei Halbkreisen mit 45 mm Radius an den Enden, die durch Geraden parallel zur Profilschneide verbunden sind. Die Kanten der Endscheiben sind wiederum abgerundet.

Das in der Messstrecke eingebaute NACA 0015 zeigt Abbildung 3.11. Im Hintergrund ist die Verdrehrichtung in Rückansicht und der den Radialwellendichtring tragende Edelstahleinsatz in der Plexiglasscheibe der Messstrecke zu sehen. Links zeigt sich

der Anschnitt der Düsenmündung.

3.6 Korrosionsverhalten der Elektroden am NACA 0015

Die ersten, in [1] beschriebenen Versuche zur Kontrolle abgelöster Profilmströmungen mit oszillierenden Lorentzkräften zeigten zwar eine gute Übereinstimmung aller wesentlichen Phänomene: charakteristische Anregungsfrequenz, Anregungsamplitude und resultierende Auftriebssteigerungen mit den bei anderen Anregungsmethoden gefundenen, jedoch verblieb wegen der im Laufe der Experimente stark korrodierten Elektroden eine Unsicherheit bei der quantitativen Interpretation der Ergebnisse.

Bei den Versuchen mit Gleichstrom konnte die Korrosionsproblematik, die bei Edelstahlelektroden in relativ kurzer Zeit zu einer Abtragung von Elektrodenmaterial im mm-Bereich führte, durch die Verwendung von mit Ruthenium/Iridium-Oxid beschichteten Titanelektroden gelöst werden [22]. Dieses Material hält jedoch einer Wechselbelastung bei hohen Stromdichten, wie sie für die oszillierende Anregung typisch ist, nicht lange stand [1]. Die Ursache für die verminderte Beständigkeit bei Wechselbelastung wird vom Hersteller der Beschichtung, der DE NORA DEUTSCHLAND GmbH, in der kathodischen Belastung mit hohen Stromdichten gesehen [23]. Die Edelmetalloxide werden bei sehr hohen kathodischen Stromdichten reduziert und gehen dadurch in Lösung. Ist die Ruthenium/Iridium-Oxid-Schicht vom Titangrundkörper abgetragen, wird dieser nun anodisch vom Chlor angegriffen. Dabei bildet sich Titanchlorid, das seinerseits in Lösung geht. Die damit verbundene charakteristische Blaufärbung konnte während der Versuche an der HSVA beobachtet werden.

Bei der hier verwendeten NaOH-Lösung stellt sich die Korrosionsproblematik etwas anders dar. Trotzdem werden die hohen Stromdichten, das NACA 0015 ist für eine Be-

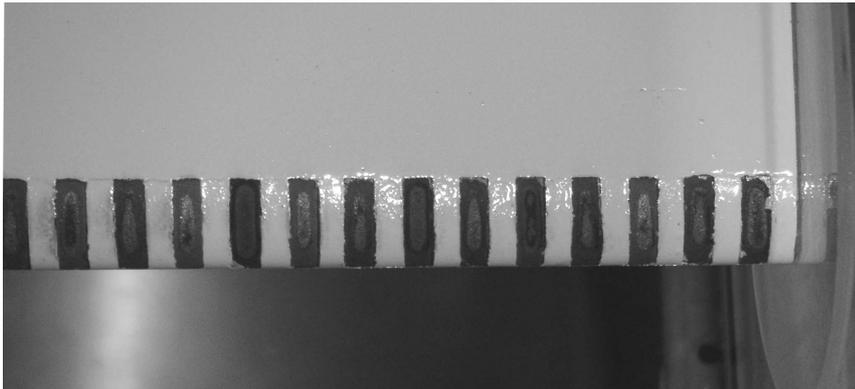


Abb. 3.12: Zustand der Elektroden nach den Messungen

lastung der Elektroden mit bis zu 30 kA/m^2 konzipiert, als kritisch für die Beständigkeit der Elektroden angesehen. Da die kathodischen Vorgänge, die zur Auflösung der Edelmetalloxidschicht führten, sich von denen in der NaCl-Lösung nicht unterscheiden, schied diese Beschichtung für die Anwendung aus. Nach eingehender Beratung mit der DE NORA DEUTSCHLAND GmbH wurde eine Platinierung als Beschichtung favorisiert.

Eine Detailaufnahme des Nasenbereichs des NACA 0015 nach Abschluss der Versuche zeigt Abbildung 3.12. Die Form der Elektroden ist nicht verändert, jedoch zeigt sich eine bereichsweise Verfärbung. Nach den Versuchen konnten jeweils Spuren einer schwarzen Substanz von den Elektroden entfernt werden. Es bestand die Befürchtung, dass es sich dabei um Titanoxid handeln könnte. Eine Analyse dieser Spuren mittels Raster-Elektronen-Mikroskopie mit energiedispersiver Röntgenanalyse (REM-EDX) ergab sehr geringe Anteile Platin, jedoch war Titan nicht nachweisbar. Das heißt, dass der Elektrodengrundkörper über die Versuchsdauer unverändert blieb. Die an der Elektrodenoberfläche feststellbaren Verfärbungen sind vermutlich auf oxidierte Substanzen aus der Lösung zurückzuführen.

Um die Konstanz der Profileigenschaften zu bestätigen, sind nach Abschluss der Versuche mit oszillierenden Lorentzkräften Profildaten im ausschlaggebenden Bereich der Anstellwinkel um den Abrisspunkt der Strömung herum aufgenommen worden. Ein Vergleich dieser Messungen mit den vor Beginn der Versuche mit Strombelastung der Elektroden aufgenommenen Kennlinien bei $Re = 5.2 \cdot 10^4 \dots Re = 2.57 \cdot 10^5$ zeigen die Abbildungen 3.13 bis 3.24. Die Messdaten zeigen eine sehr gute Übereinstimmung, wobei die Lage des kritischen Winkels für den Strömungsabriss im untersuchten Reynoldszahlbereich sehr sensitiv auf kleinste Änderungen in der Anströmung reagiert. Die Verschiebung des Strömungsabrisses um 1° in den Abbildungen 3.17 und 3.21 tut deshalb dieser Aussage keinen Abbruch, ebensowenig geringe Schwankungen der Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte (Definitionen in Abschnitt 4) im Bereich der abgelösten Strömung.

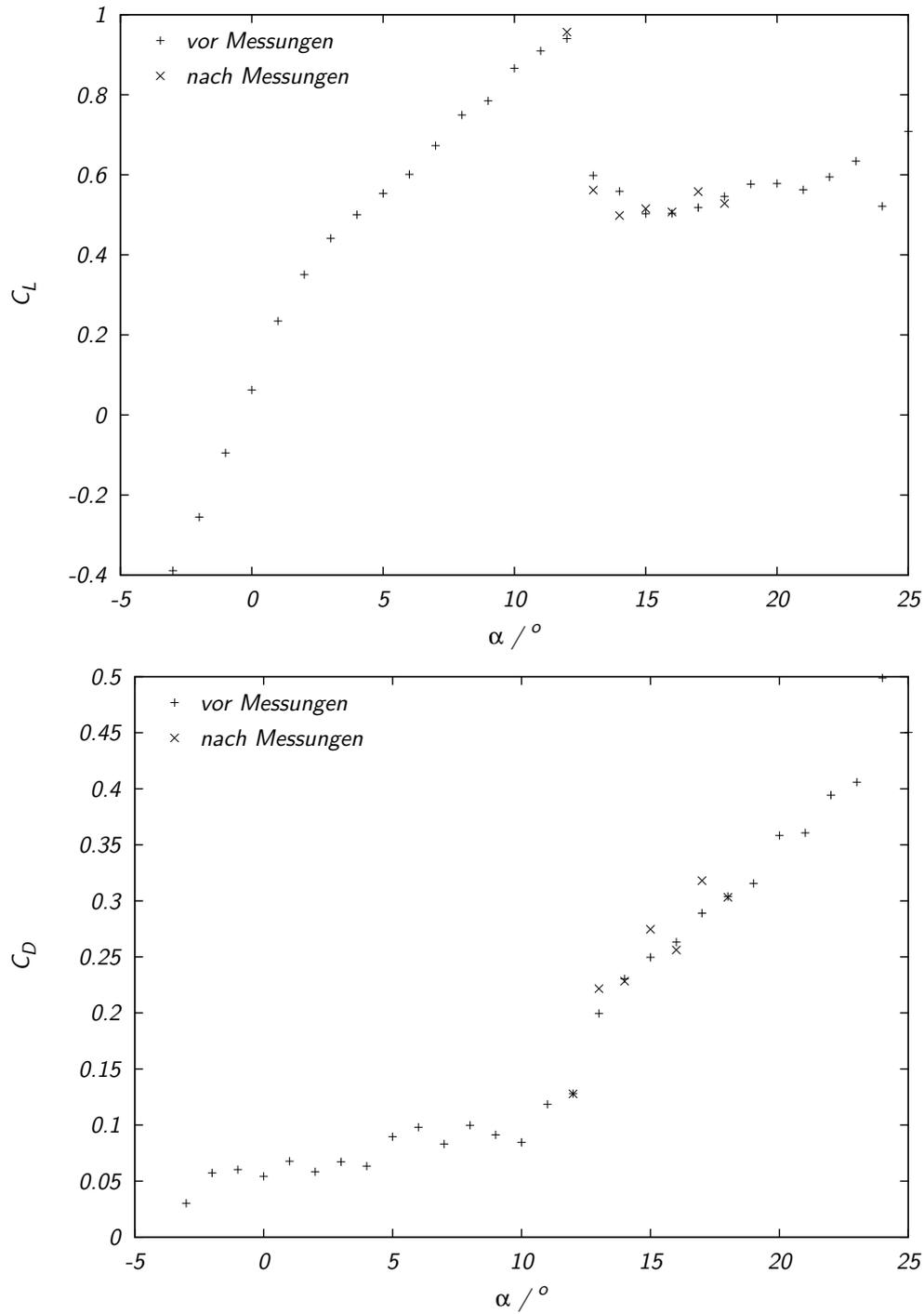


Abb. 3.13: Kennlinie des NACA 0015 vor und nach den Messungen mit oszillierender elektromagnetischer Beeinflussung bei $Re = 5.2 \cdot 10^4$

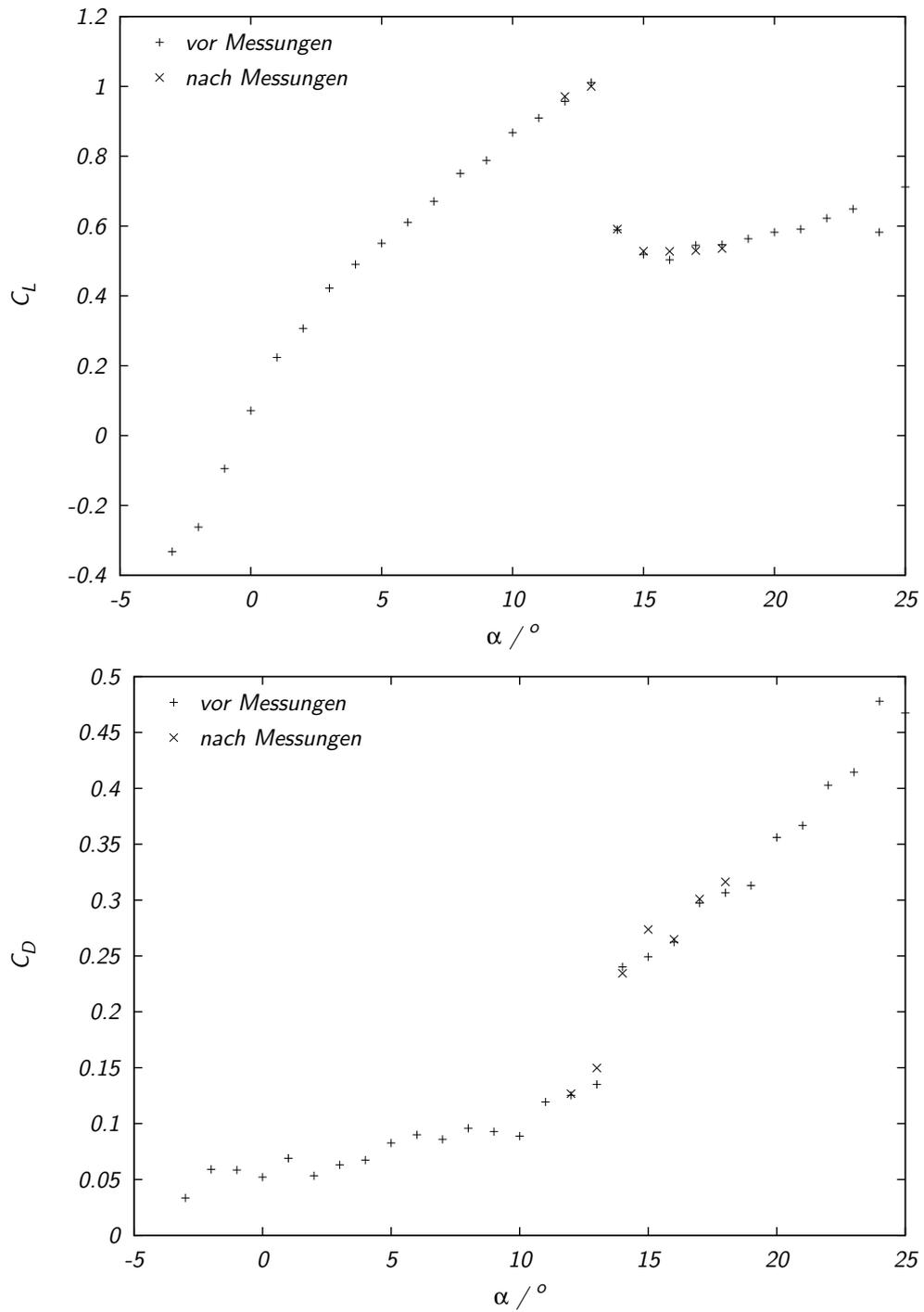


Abb. 3.14: Kennlinie des NACA 0015 vor und nach den Messungen mit oszillierender elektromagnetischer Beeinflussung bei $Re = 6.5 \cdot 10^4$

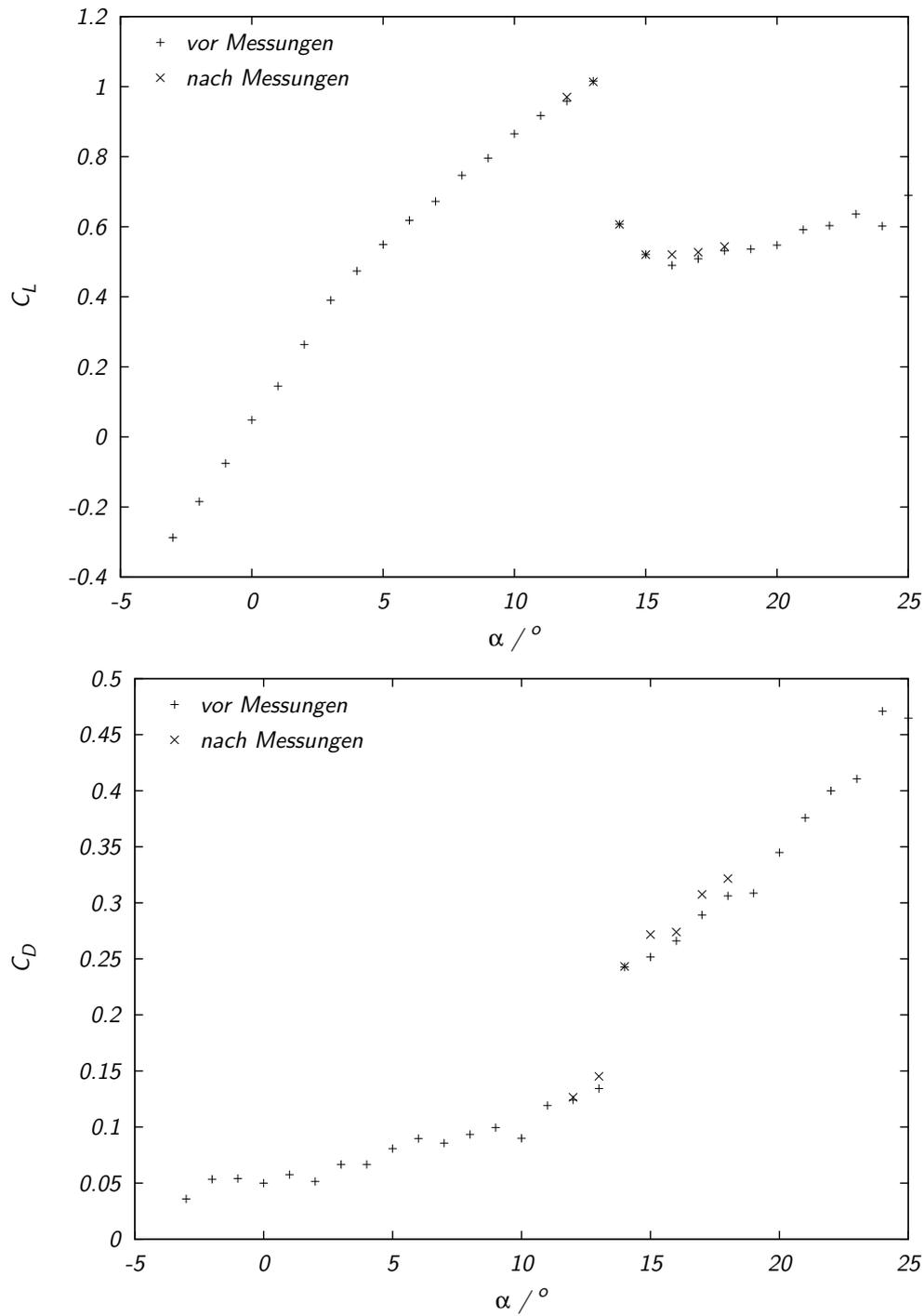


Abb. 3.15: Kennlinie des NACA 0015 vor und nach den Messungen mit oszillierender elektromagnetischer Beeinflussung bei $Re = 8.0 \cdot 10^4$

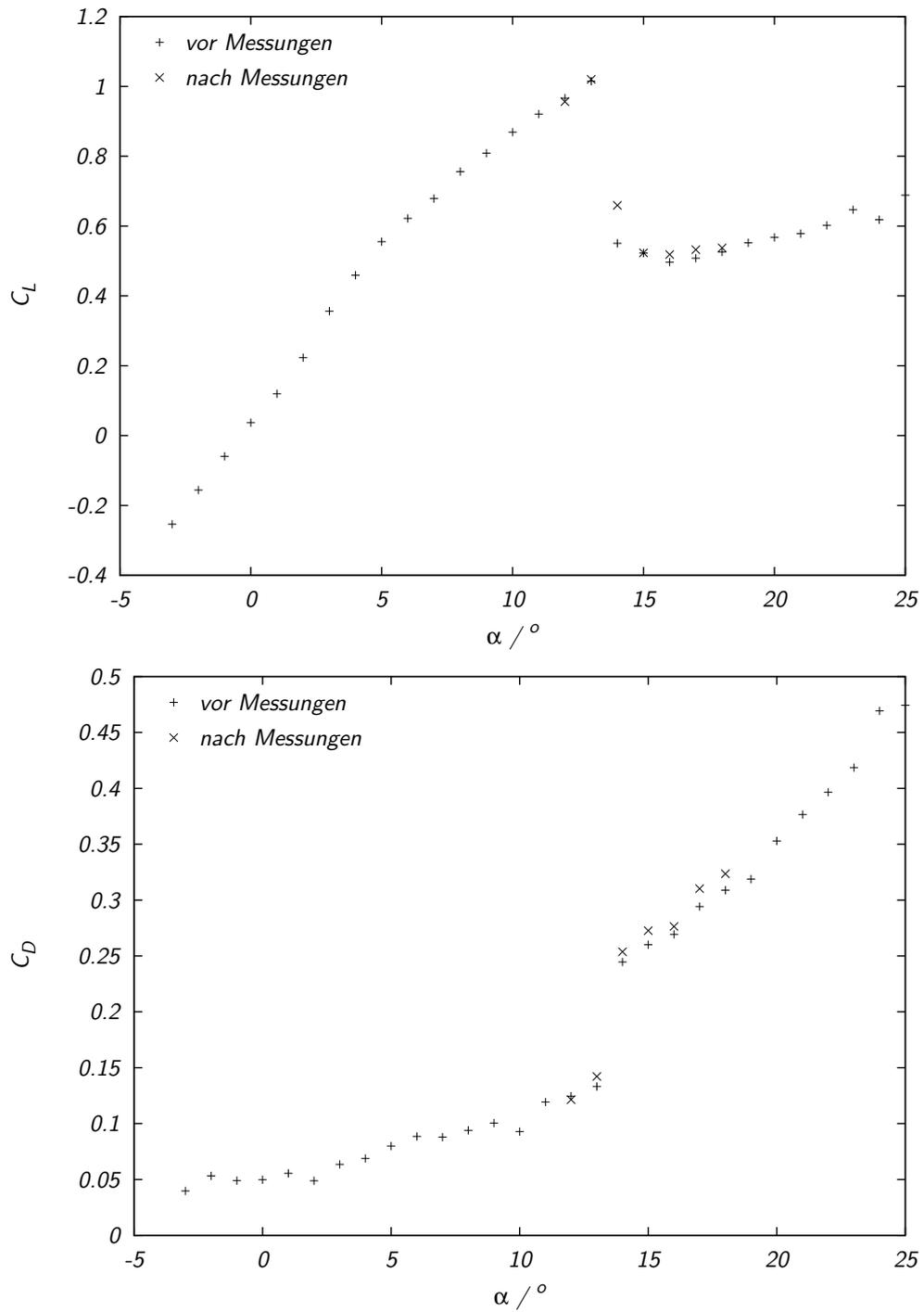


Abb. 3.16: Kennlinie des NACA 0015 vor und nach den Messungen mit oszillierender elektromagnetischer Beeinflussung bei $Re = 9.3 \cdot 10^4$

3.6 Korrosionsverhalten der Elektroden am NACA 0015

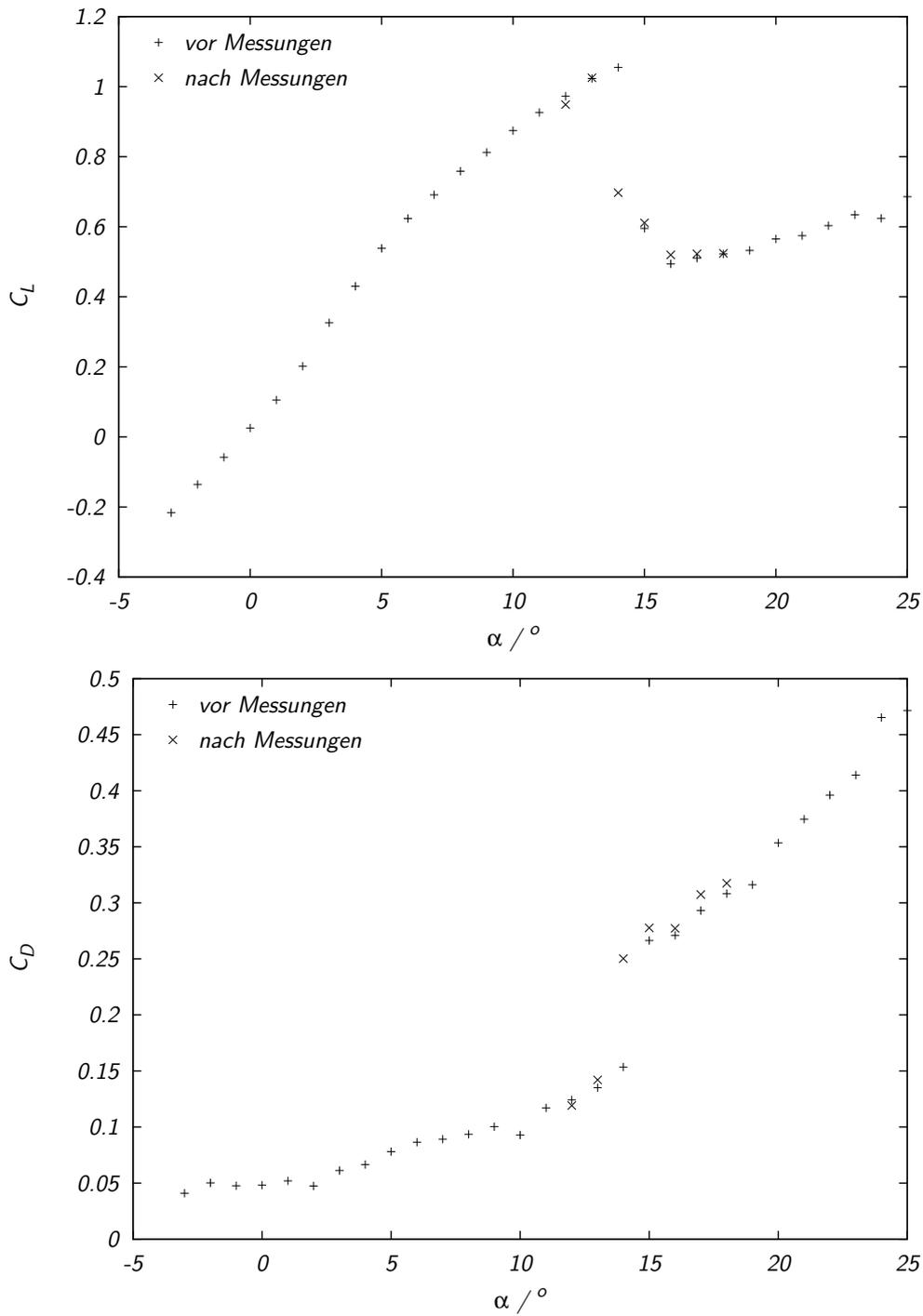


Abb. 3.17: Kennlinie des NACA 0015 vor und nach den Messungen mit oszillierender elektromagnetischer Beeinflussung bei $Re = 1.06 \cdot 10^5$

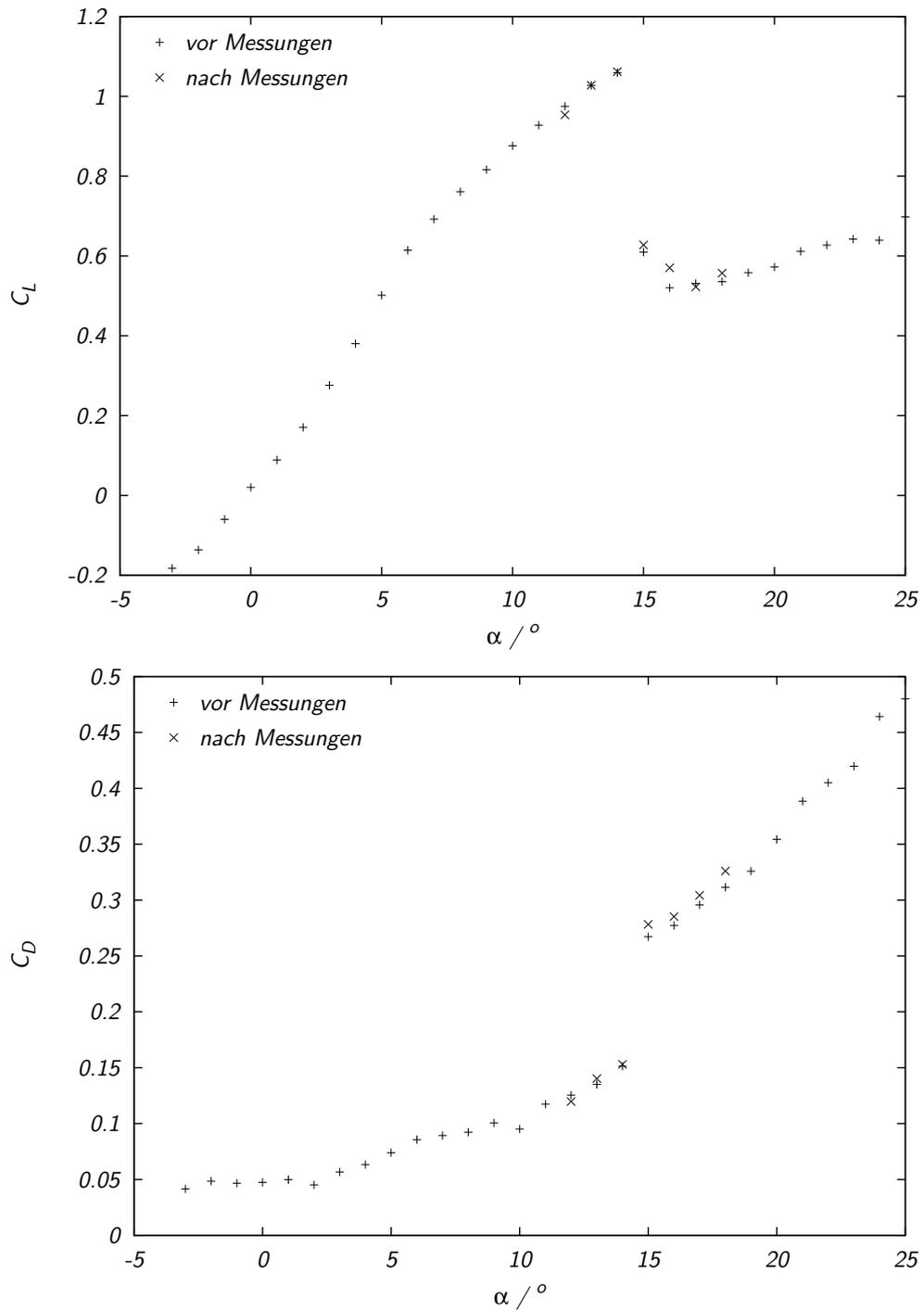


Abb. 3.18: Kennlinie des NACA 0015 vor und nach den Messungen mit oszillierender elektromagnetischer Beeinflussung bei $Re = 1.20 \cdot 10^5$

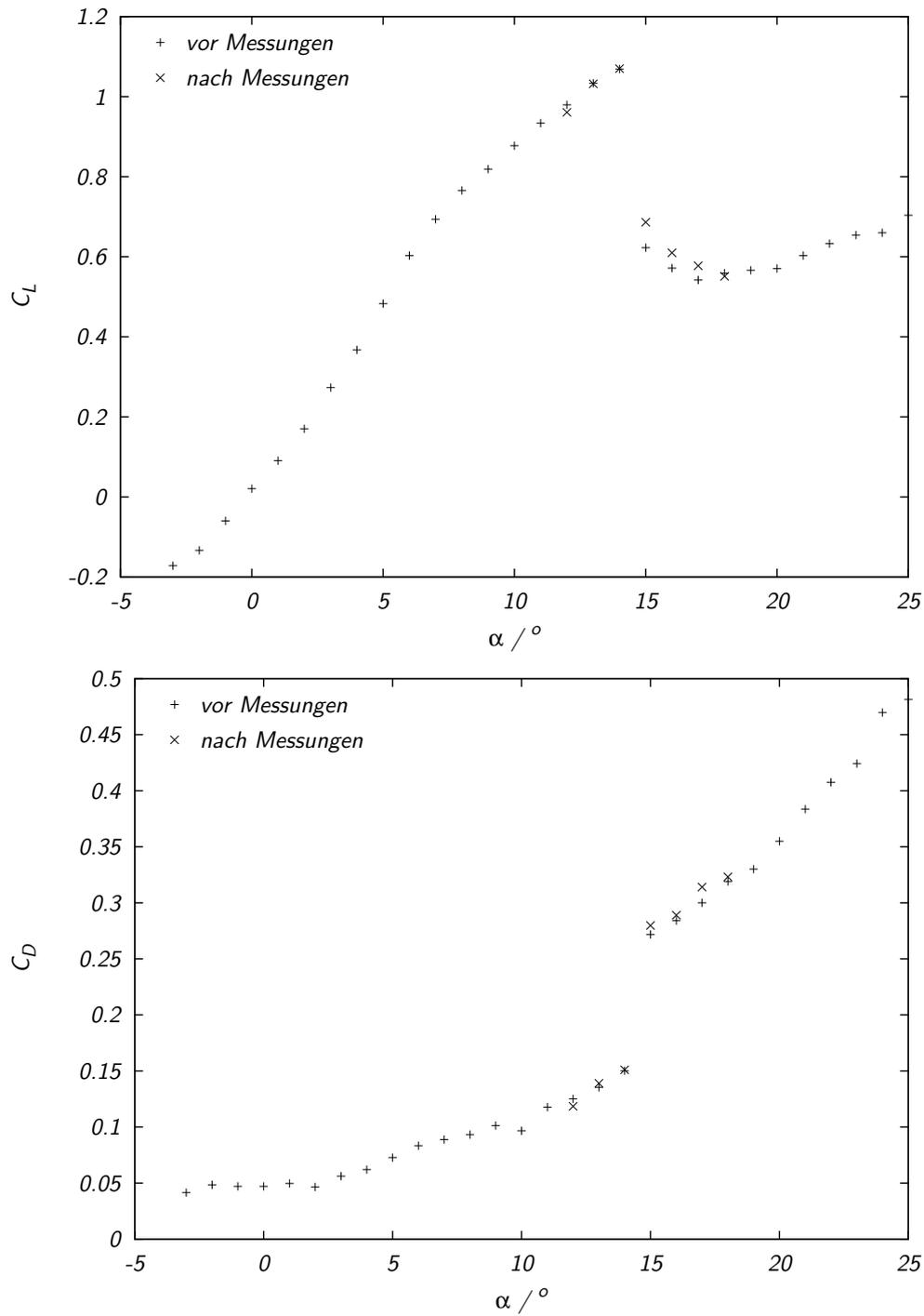


Abb. 3.19: Kennlinie des NACA 0015 vor und nach den Messungen mit oszillierender elektromagnetischer Beeinflussung bei $Re = 1.33 \cdot 10^5$

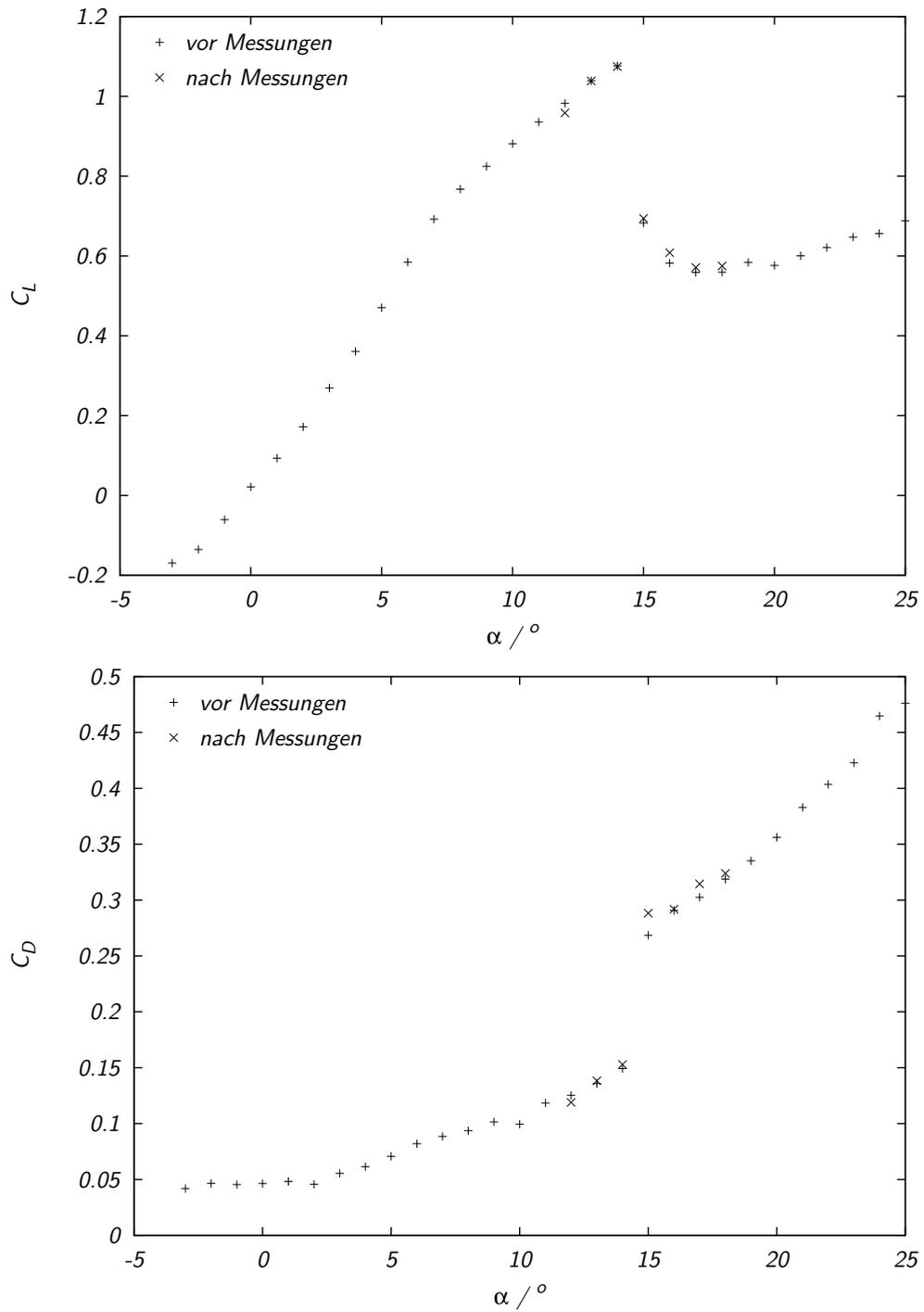


Abb. 3.20: Kennlinie des NACA 0015 vor und nach den Messungen mit oszillierender elektromagnetischer Beeinflussung bei $Re = 1.48 \cdot 10^5$

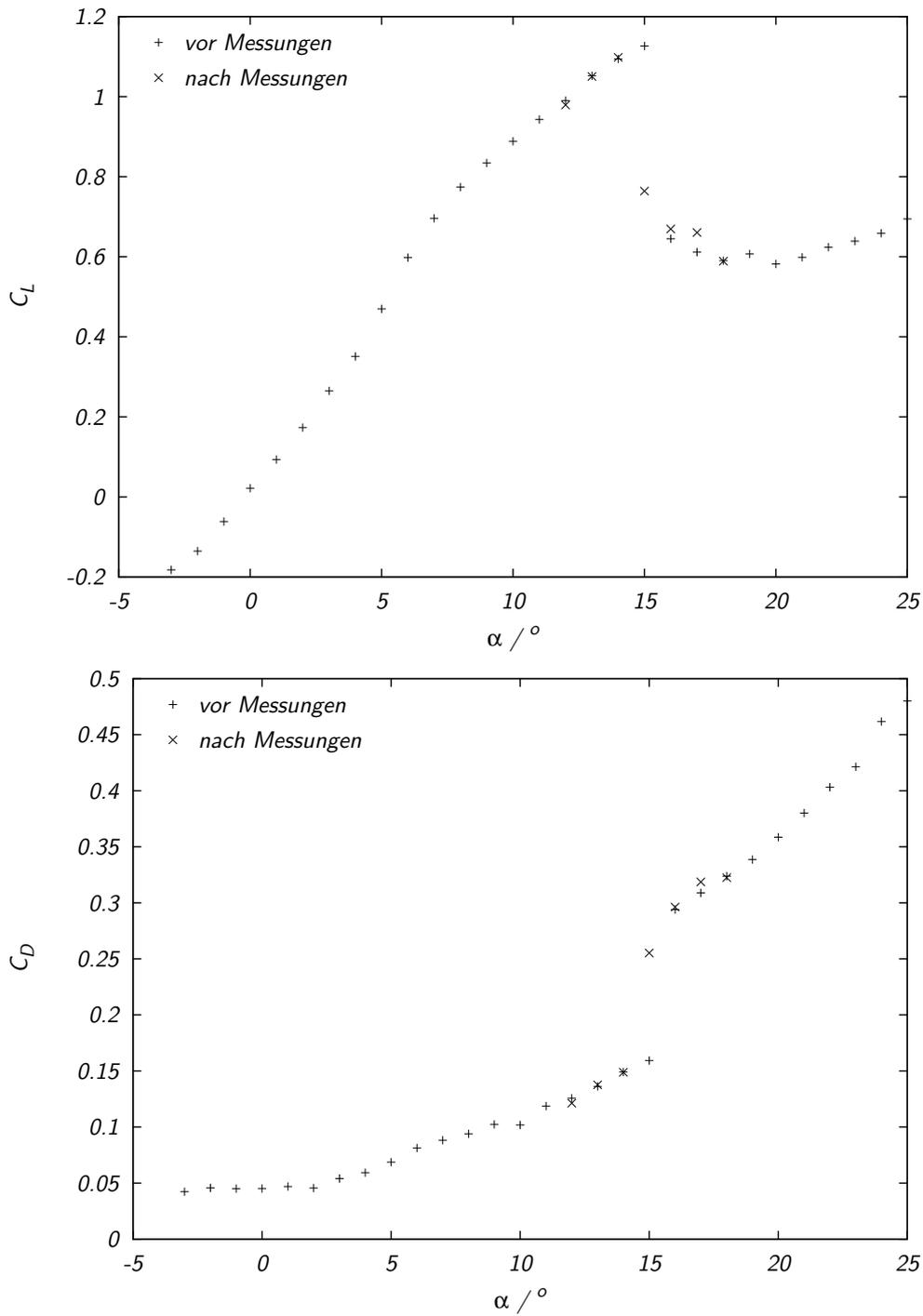


Abb. 3.21: Kennlinie des NACA 0015 vor und nach den Messungen mit oszillierender elektromagnetischer Beeinflussung bei $Re = 1.74 \cdot 10^5$

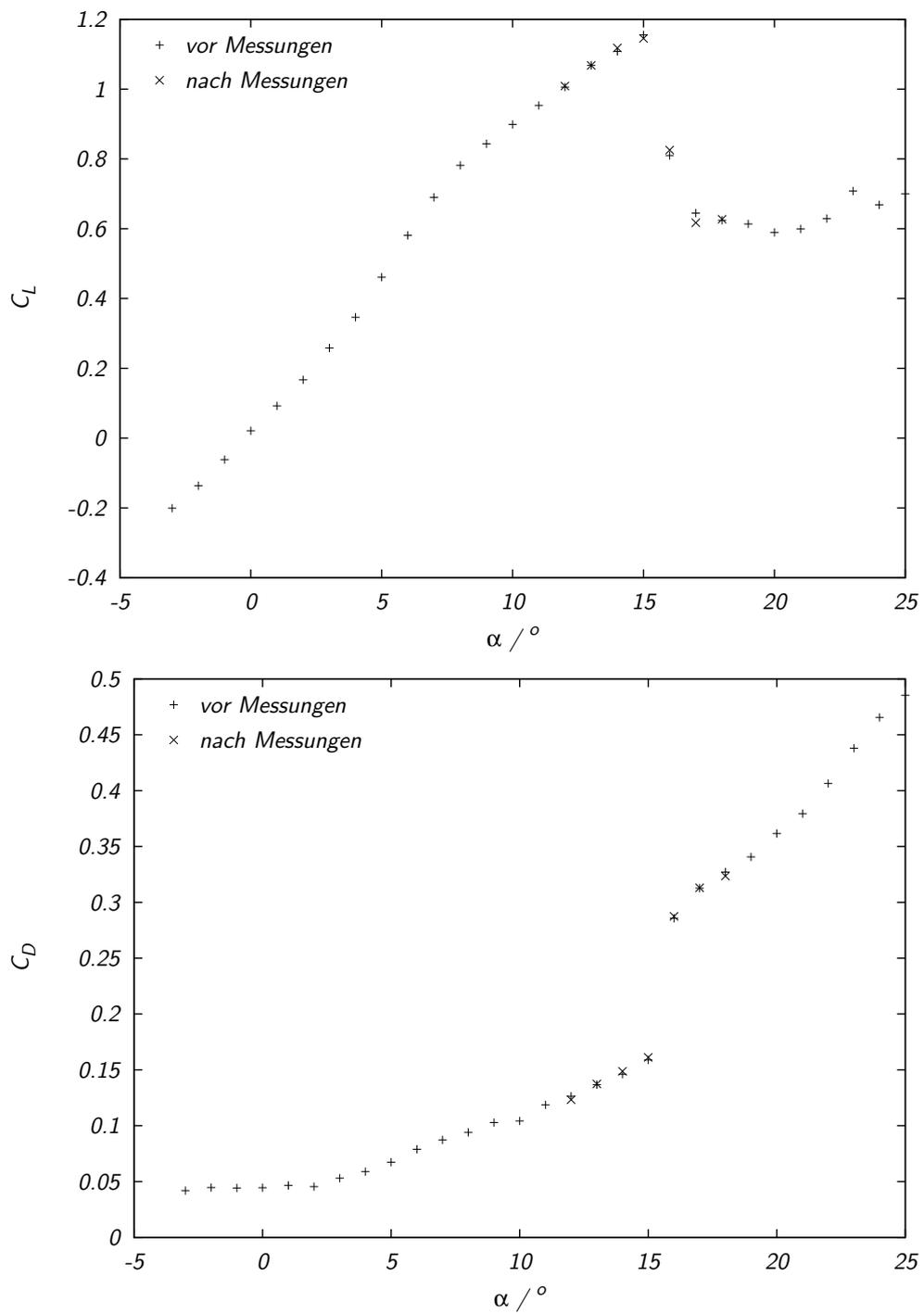


Abb. 3.22: Kennlinie des NACA 0015 vor und nach den Messungen mit oszillierender elektromagnetischer Beeinflussung bei $Re = 2.02 \cdot 10^5$

3.6 Korrosionsverhalten der Elektroden am NACA 0015

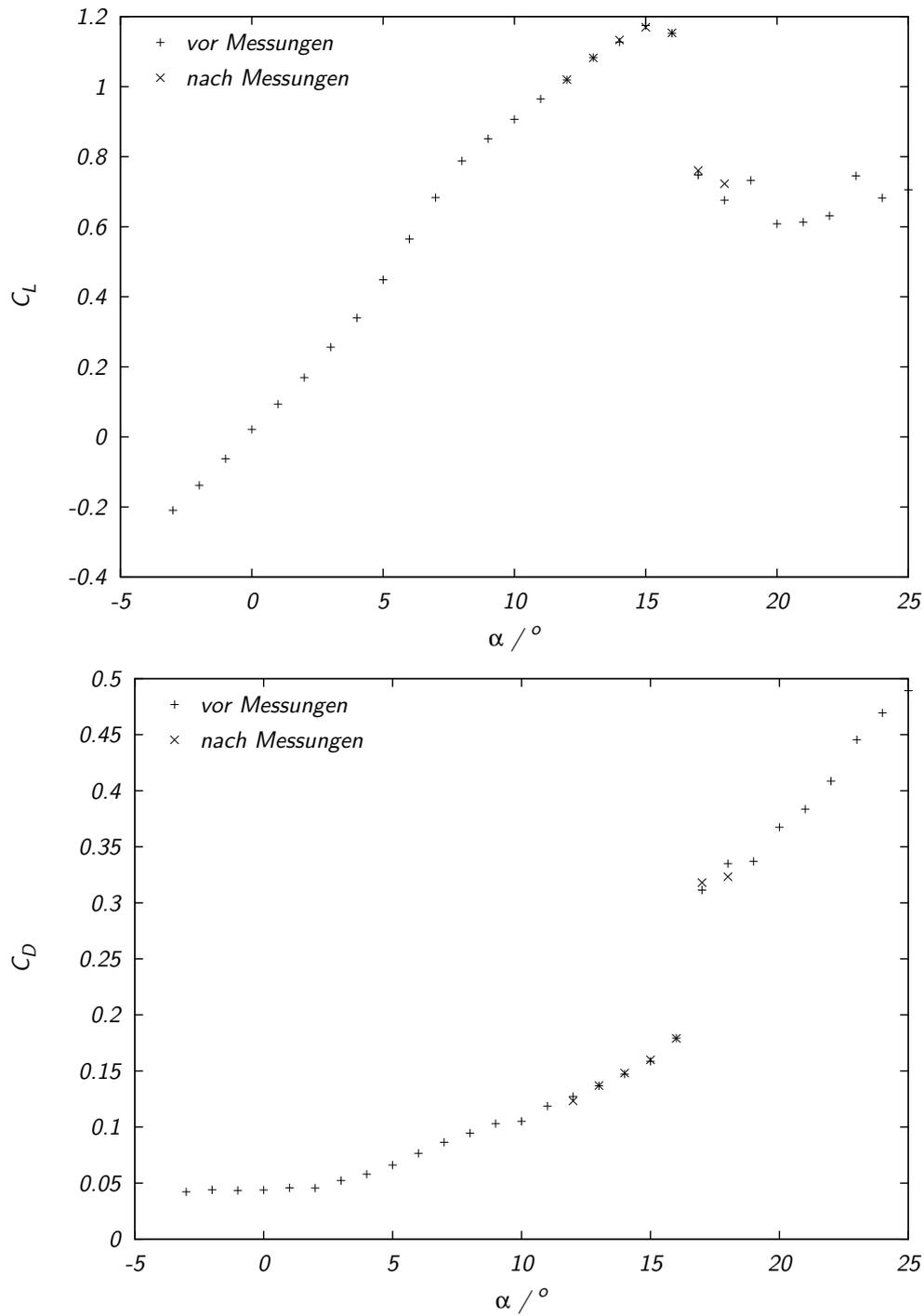


Abb. 3.23: Kennlinie des NACA 0015 vor und nach den Messungen mit oszillierender elektromagnetischer Beeinflussung bei $Re = 2.29 \cdot 10^5$

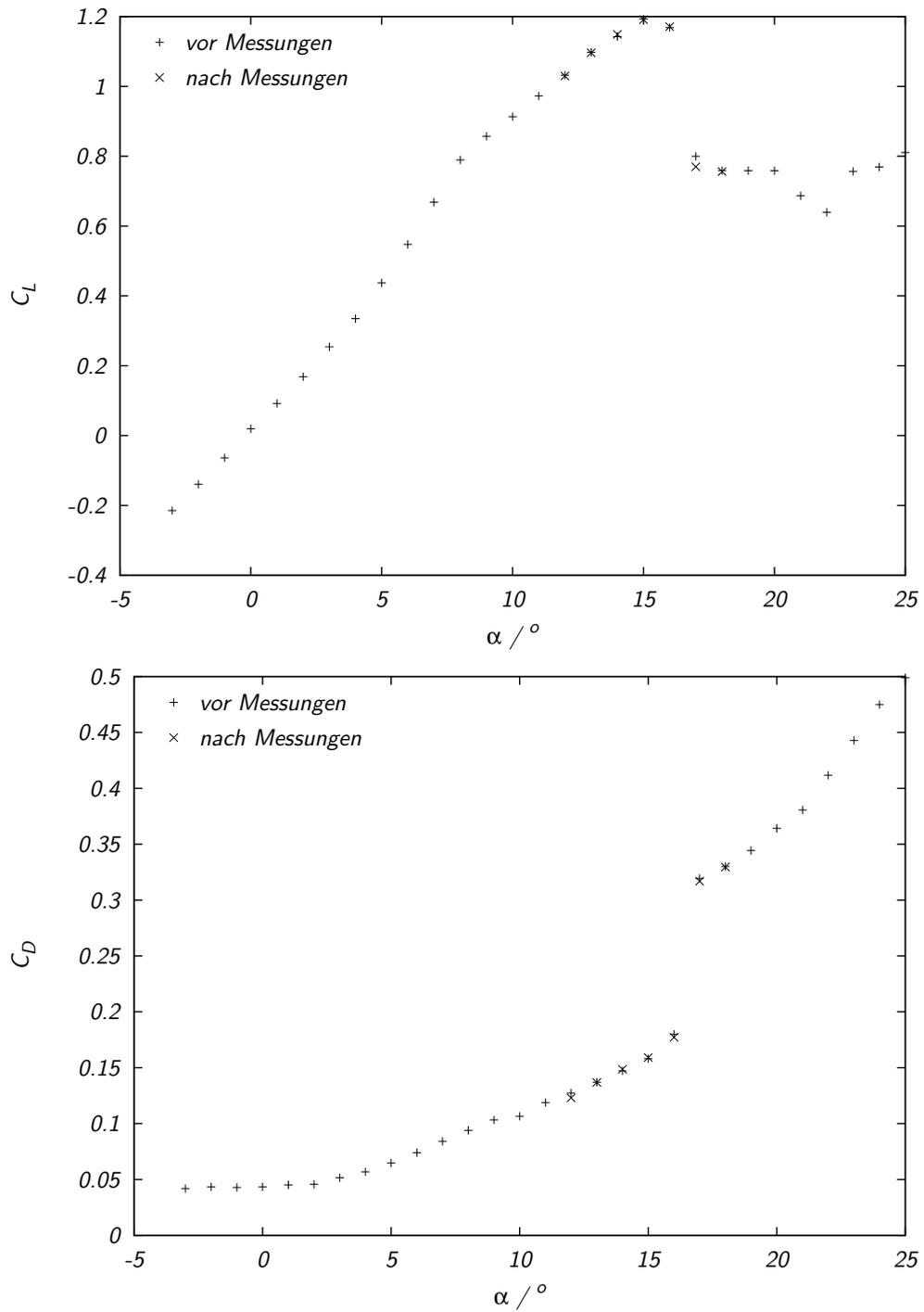


Abb. 3.24: Kennlinie des NACA 0015 vor und nach den Messungen mit oszillierender elektromagnetischer Beeinflussung bei $Re = 2.57 \cdot 10^5$

4 Messungen

Die im folgenden betrachteten Auftriebs-

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 c s} \quad (4.1)$$

und Widerstandsbeiwerte

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 c s} \quad (4.2)$$

stellen wie üblich eine Entdimensionierung der Auftriebskraft F_L bzw. des Strömungswiderstands F_D mit dem dynamischen Druck der Anströmung und der Fläche des Profils dar. Weitere verwendete Größen sind die Anströmgeschwindigkeit U_∞ , die Dichte des Strömungsmediums ρ und Spannweite s und Profiltiefe c des Ruders.

In die Reynoldszahl

$$Re = \frac{U_\infty c}{\nu} \quad (4.3)$$

geht noch die kinematische Viskosität ν der Natronlauge ein.

Die Stärke der elektromagnetische Anregung wird durch den elektromagnetohydrodynamischen Impulskoeffizienten

$$C_{\mu EMHD} = \frac{1}{2} \cdot \frac{j_0 B_0 a}{\rho U_\infty^2} \cdot \frac{A_{EM}}{c \cdot s} \quad (4.4)$$

charakterisiert. Er gibt das Verhältnis von der integral eingetragenen elektromagnetischen Kraft zur Trägheitskraft an. In (4.4) bezeichnet B_0 die magnetische Induktion in Normalenrichtung an der Oberfläche der Magnete und j_0 die mittlere Stromdichte, die man erhält, wenn man den Gesamtstrom auf ein Viertel der mit Elektroden und Magneten bestückten Ruderfläche A_{EM} bezieht. Da die Stromdichte bei periodischer Anregung zeitabhängig ist, wird in Analogie zu (2.2) der effektive Impulskoeffizient

$$C'_{\mu eff} = \frac{1}{2} \cdot \frac{j_{0eff} B_0 a}{\rho U_\infty^2} \cdot \frac{A_{EM}}{c \cdot s} \quad (4.5)$$

mit dem Effektivwert der angelegten Stromdichte j_{0eff} gebildet. Für die bei allen, mit Ausnahme der in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen, Versuchen verwendete Sinusspannung gilt $j_{0eff} = \frac{\sqrt{2}}{2} j_{0peak}$. Die Frequenz der Anregung f_e wird mit der Profiltiefe c und der Geschwindigkeit der Anströmung U_∞ entdimensioniert:

$$F^+ = \frac{f_e c}{U_\infty} \quad (4.6)$$

4.1 Strömungsbeeinflussung mit stationären elektromagnetischen Kräften am PTL IV

Die stationäre Anregung wurde nur am PTL IV Profil untersucht, da das NACA 0015 aufgrund seiner Aktuator Geometrie dafür wenig geeignet ist. Die diesbezüglichen Experimente sind nicht vollständig, sondern nur zum kleinen Teil dargestellt und zwar soweit dies neue bzw. ergänzende Aussagen zu den bereits in [13, 14, 22] getroffenen Feststellungen betrifft.

Diese bestehen vor allem im Auftreten einer Hysterese im Verlauf des Auftriebs- und Widerstandsbeiwerts bei konstantem Anstellwinkel und zu- bzw. abnehmendem Impulskoeffizienten, wie sie die Abbildungen 4.1 und 4.2 zeigen. Ein solches Verhalten konnte bei den in [13, 14, 22] geschilderten Messungen nicht beobachtet werden.

Diese Hysterese ist vermutlich mit der bei Winkeländerungen beobachteten (siehe z.B. [24]) verwandt. Stellt man ein Profil mit angelegter Strömung an, dann reißt die Strömung unter Umständen erst bei einem höheren Winkeln ab, als bei dem, wo sie beim darauffolgenden Verkleinern des Anstellwinkels wieder anlegt. Die Autoren von [24] stellten fest, dass sich die sogenannte „stall hysteresis“ besonders bei geringen Turbulenzgraden der Strömung ausprägt. Das der Turbulenzgrad im geschlossenen Elektrolytkanal bei niedrigen Reynoldszahlen wesentlich kleiner ist, als der im Umwelttank der HSVA (siehe dazu auch Abschnitt 3.2), stützt die Analogievermutung. Auffällig ist auch der sowohl in Abbildung 4.1 als auch 4.2 erkennbare sprunghafte Übergang von angelegten zum abgelösten bzw. vom abgelösten zum angelegten Strömungszustand. Dies mag daran liegen, dass die Strömung bei der Reynoldszahl von $Re = 6.5 \cdot 10^4$ bei einem Anstellwinkel zwischen 14° und 15° gerade abreißt und bei Anstellwinkeln nahe dem kritischen Winkel sprunghaft reagiert. Auffällig ist die große Weite der Hysterese, sie erstreckt sich bei $\alpha = 15^\circ$ über ein $\Delta C_{\mu EMHD}$ von etwa 1%, bei $\alpha = 16^\circ$ über $\Delta C_{\mu EMHD} \gtrsim 1.5\%$.

4.1 Strömungsbeeinflussung mit stationären elektromagnetischen Kräften am PTL IV

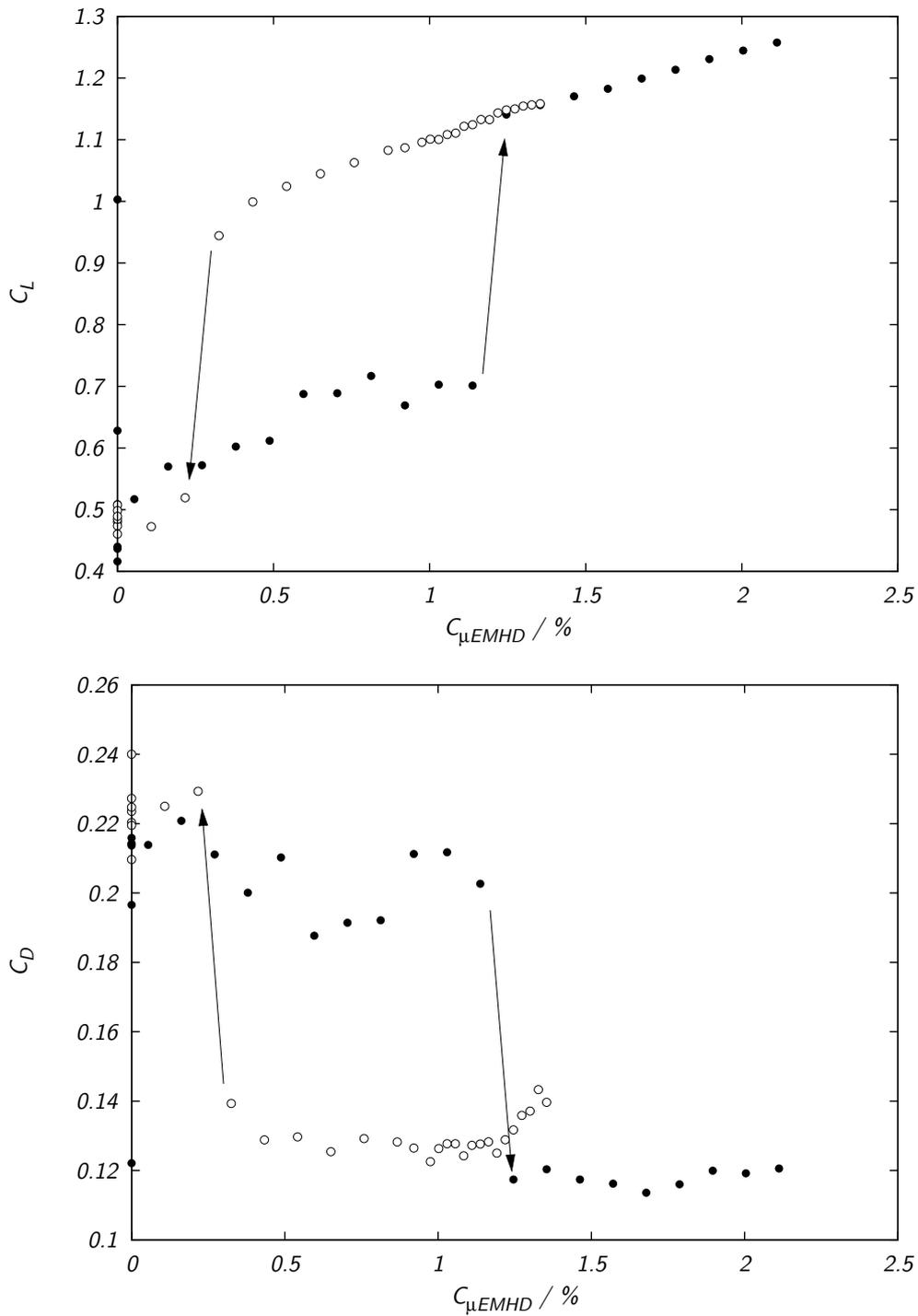


Abb. 4.1: Hysterese bei stationärer Lorentzkraft an der Saugseite des PTL IV bei $Re = 6.5 \cdot 10^4$, $\alpha = 15^\circ$

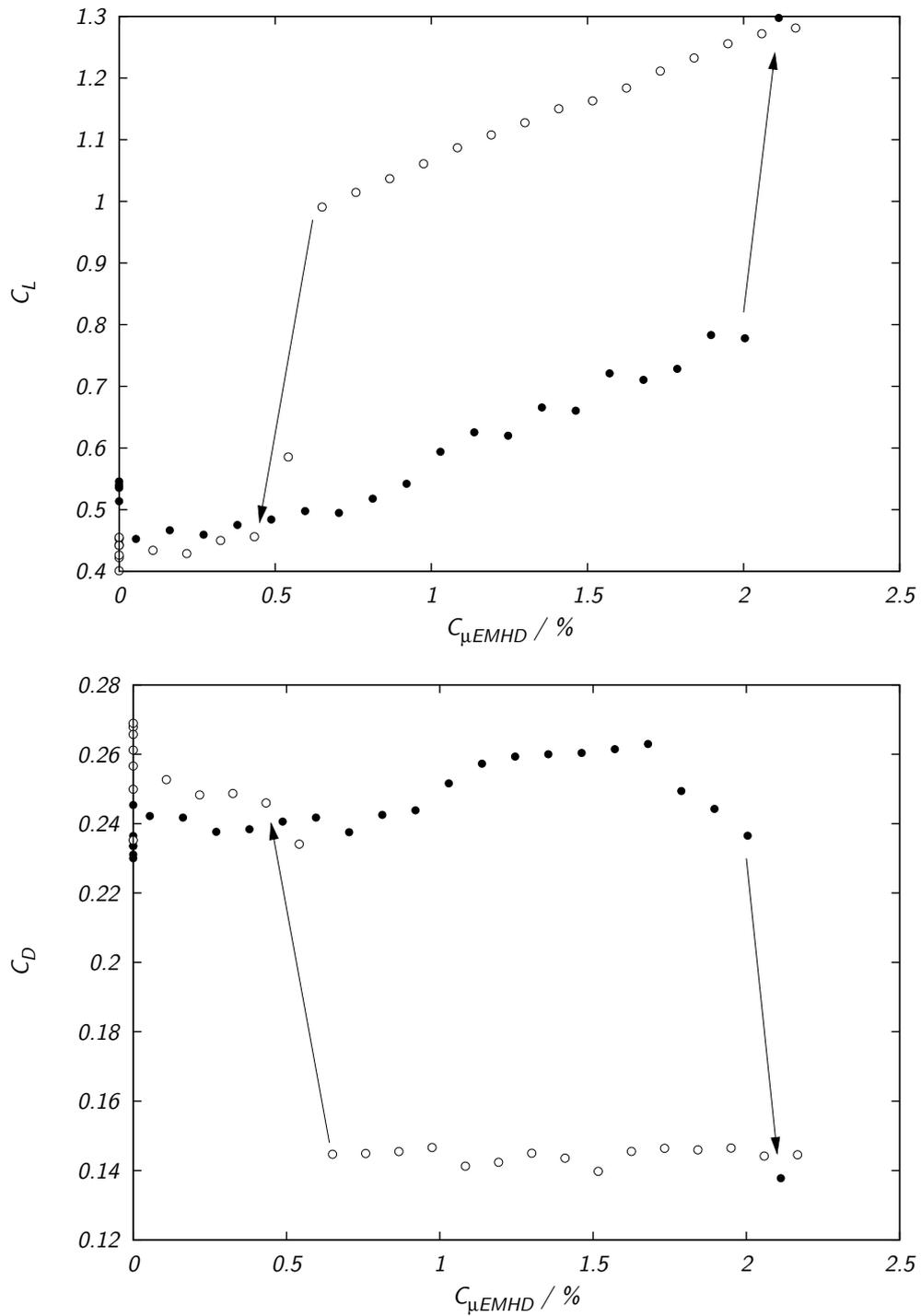


Abb. 4.2: Hysterese bei stationärer Lorentzkraft an der Saugseite des PTL IV bei $Re = 6.5 \cdot 10^4$, $\alpha = 16^\circ$

4.2 Strömungsbeeinflussung mit zeitlich periodischen elektromagnetischen Kräften am NACA 0015

4.2.1 Verhalten bei konstantem Anstellwinkel

Einfluss der Anregungsfrequenz

Bei den im folgenden vorgestellten Kraftmessungen wurden bei festgehaltenem Anstellwinkel und konstantem effektiven Impulskoeffizienten die Frequenzen der Elektroden-Spannung durchgestimmt. Die Anregung erfolgte dabei durchgehend mit einer Sinusspannung. Die ausgewählten Abbildungen wurden nach der qualitativen Reaktion der Strömung auf die Anregung geordnet, die sich im untersuchten Reynoldszahlbereich sowohl mit dem Anstellwinkel, als auch mit der Reynoldszahl ändert, da die Profilkennlinie (siehe dazu Abschnitt 3.6 bzw. auch 4.2.2) eine recht starke Reynoldszahlabhängigkeit aufweist.

Die bereits in [1] beobachtete frequenzunabhängige Wirkung der oszillierenden Lorentzkraft auf die Strömung ist in Abbildung 4.3 für $Re = 5.2 \cdot 10^4$ und $\alpha = 14^\circ$ dargestellt. Auch scheint der Effekt auf den Auftriebskoeffizienten nicht von der Anregungsamplitude abzuhängen, während der Widerstandskoeffizient mit der Anregungsamplitude steigt. Diese Tatsachen deuten darauf hin, dass die Anregung eine Transition der Grenzschicht bewirkt, wobei die dann turbulente Grenzschicht in der Lage ist, beim gegebenen Anstellwinkel der Profilkontur zu folgen. Die Widerstandserhöhung bei erhöhter Anregungsamplitude mag auf einen weiter erhöhten Impulsaustausch in der Grenzschicht zurückzuführen sein. Der Auftriebskoeffizient muss dadurch nicht beeinflusst werden, falls die Strömung bereits bei der kleineren Amplitude komplett anlag und das Profil damit schon den maximalen Auftriebskoeffizienten erreicht hatte. Ein ähnliches Verhalten zeigt die Strömung bei $Re = 1.06 \cdot 10^5$ und $\alpha = 18^\circ$ (Abbildung 4.4), wobei sich hier eine leicht verstärkte Wirkung der Anregung um $F^+ \approx 0.5$ abzeichnet. In Abbildung 4.5 ($Re = 8.0 \cdot 10^4$ und $\alpha = 17^\circ$) wird der Übergang von der Scherschichtanregung zur erzwungenen Transition deutlich. Bei geringen effektiven Impulskoeffizienten $c'_{\mu eff} \lesssim 0.23\%$ zeigen Auftriebs- und Widerstandskoeffizient eine recht ausgeprägte Abhängigkeit von der Frequenz der Anregung. Genau bei einem Impulskoeffizienten von $c'_{\mu eff} = 0.23\%$ zeigen zwei zu unterschiedlichen Zeiten aufgenommene Messreihen ein völlig unterschiedliches Verhalten. Einerseits die eben erwähnte Frequenzabhängigkeit mit einem maximalen Auftriebskoeffizienten von $C_L \approx 0.93$ bei $F^+ = 0.75$, andererseits eine nur unmerkliche Frequenzabhängigkeit des dann höheren Auftriebskoeffizienten von $C_L \approx 1.04$. Während der Auftriebskoeffizient im Bereich der Scherschichtanregung bei der optimalen Anregungsfrequenz von $F^+ = 0.75$ mit der Anregungsamplitude deutlich steigt ($C_L(c'_{\mu eff} = 0.11\%) \approx 0.76$, $(C_L(c'_{\mu eff} = 0.17\%) \approx 0.89$, bleibt er nach der erzwungenen Transition bei weiterer Steigerung der Anregungsamplitude auf bis zu $c'_{\mu eff} = 0.46\%$ nahezu konstant.

Es scheint möglich, dass den in Abschnitt 2 besprochenen Ergebnissen von Amittay und Glezer [5] ähnliche Vorgänge zugrunde liegen, zumal die in Abbildung 2.1 eingetragenen Werte der Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten in unterschiedlichen Experimenten und mit unterschiedlichen Aktuatoren für den Frequenzbereich $F^+ \leq 3.3$ und $F^+ \geq 10$ gewonnen wurden, was zu unterschiedlichem Verhalten bei nominell gleichen Parametern führen könnte.

Die Abbildungen 4.6 und 4.7 zeigen die Profilmströmung bei $\alpha = 18^\circ$ und $Re = 5.2 \cdot 10^4$ bzw. $Re = 8.0 \cdot 10^4$ und verschiedenen $c'_{\mu eff}$. Während die Auftriebskoeffizienten jeweils ausgeprägte Maxima zeigen und generell mit der Anregungsamplitude anwachsen, verhalten sich die Widerstandskoeffizienten bei den unterschiedlichen Reynoldszahlen und allerdings auch unterschiedlichen $c'_{\mu eff}$ weniger eindeutig. Bei $Re = 5.2 \cdot 10^4$ nimmt der Widerstandskoeffizient für $c'_{\mu eff} = 0.83\%$ kleinere Werte an, als für $c'_{\mu eff} = 0.28\%$, bei $Re = 8.0 \cdot 10^4$ liegen die bei $c'_{\mu eff} = 0.23\%$ gemessenen Widerstandskoeffizienten unter den $c'_{\mu eff} = 0.35\%$ zuzuordnenden. Eine Zunahme des Widerstandskoeffizienten mit wachsender Anregungsamplitude scheint nicht ohne weiteres plausibel, wurde jedoch auch z.B. in den numerischen Experimenten an einem NACA 0012 von Wu et al. gefunden [25].

Die abschliessenden Abbildungen 4.8 bis 4.11 zeigen Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte bei $\alpha = 20^\circ$ und ursprünglich voll abgelöster Strömung weitab des kritischen Anstellwinkels („post stall“ bzw. „deep stall“) bei $Re = 5.2 \cdot 10^4$ und $Re = 1.06 \cdot 10^5$. Die Abbildungen sind in jeweils zwei Versionen vorhanden, von denen eine den vollen vermessenen Bereich der Anregungsfrequenzen zeigt, die andere lediglich den zu $F^+ = O(1)$, d.h. der Scherschichtbeeinflussung, gehörenden. Hier ist nun sehr deutlich zu sehen, dass im Bereich der untersuchten Anregungsamplituden zwar eine beträchtliche Wirkung der Anregung auf C_L und C_D bei $F^+ \approx 1$ auftritt, jedoch keine signifikanten Wirkungen für $F^+ \geq 10$ feststellbar sind. Der Anstellwinkel ist offensichtlich so hoch, dass auch eine vollständig turbulente Grenzschicht den resultierenden Druckanstieg nicht überwinden kann.

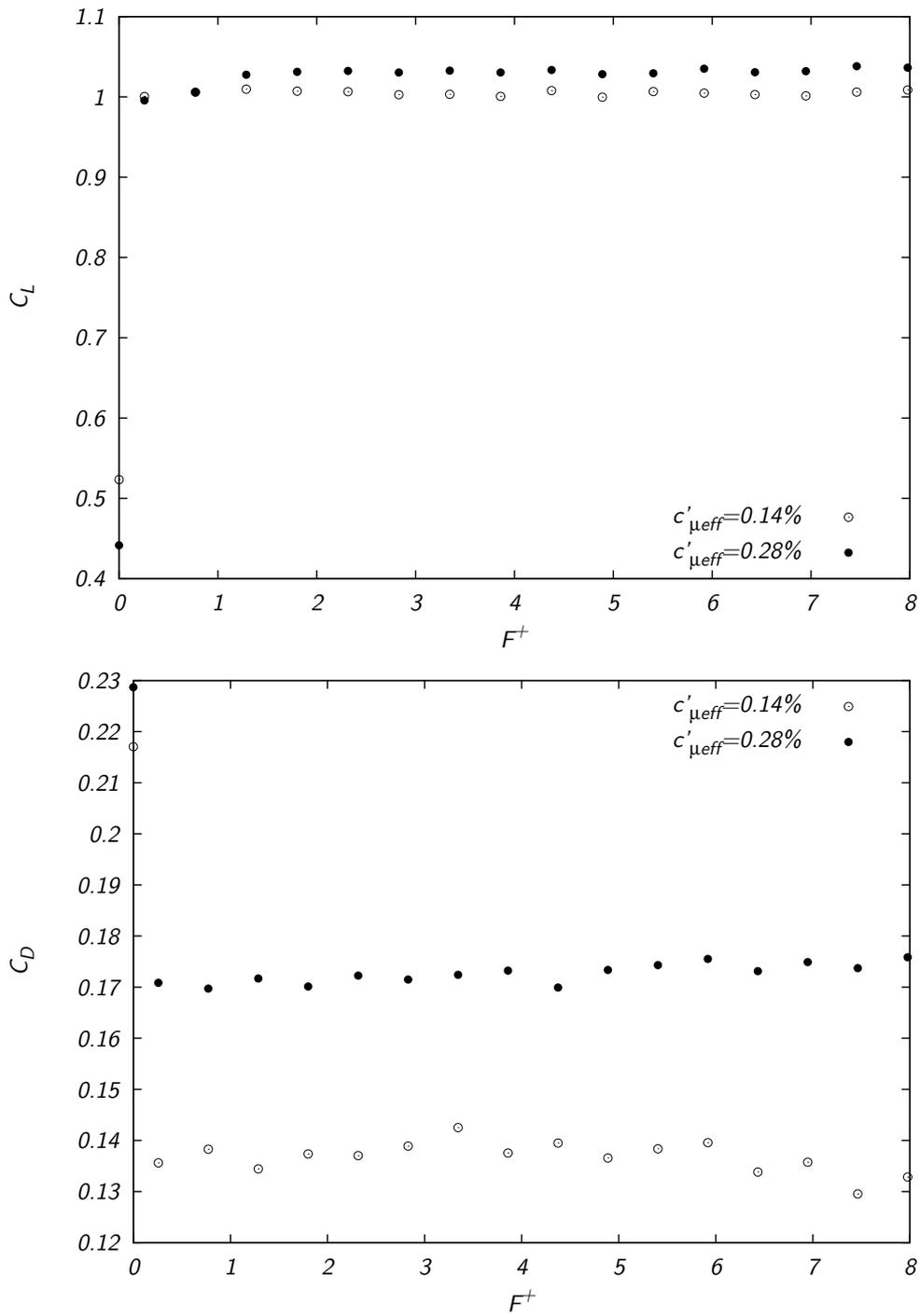


Abb. 4.3: $Re = 5.2 \cdot 10^4$, $\alpha = 14^\circ$

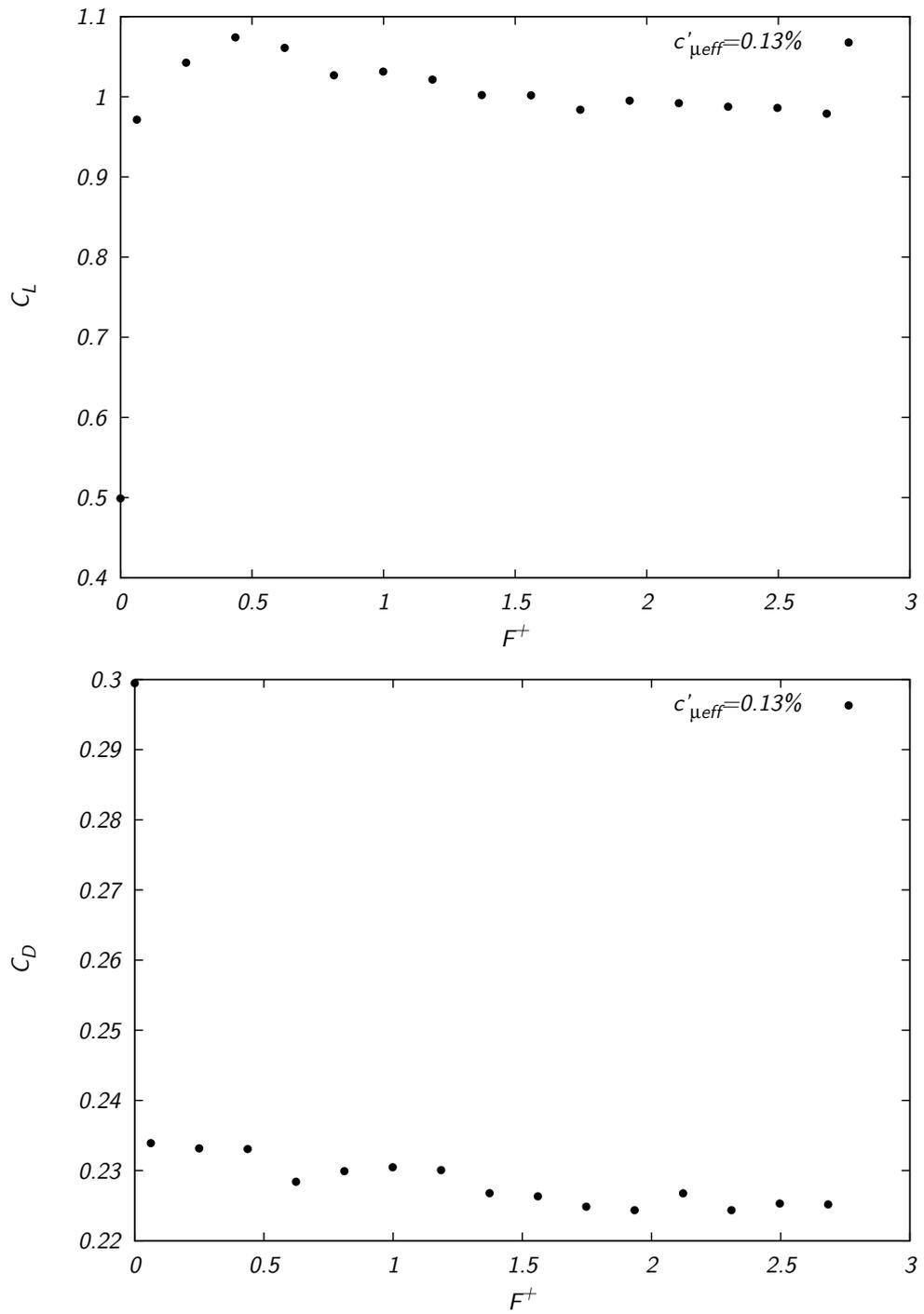


Abb. 4.4: $Re = 1.06 \cdot 10^5$, $\alpha = 18^\circ$

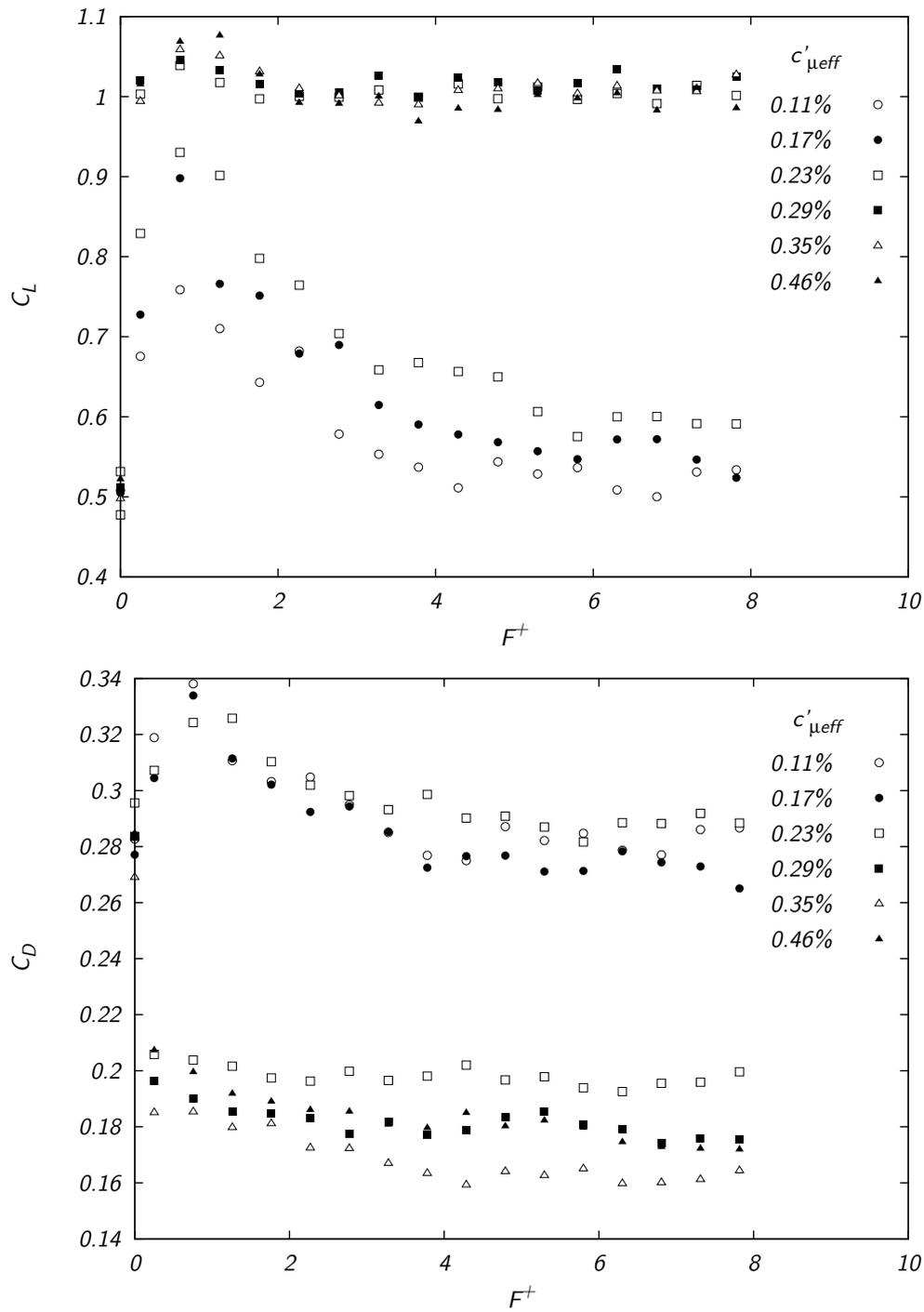


Abb. 4.5: $Re = 8.0 \cdot 10^4$, $\alpha = 17^\circ$

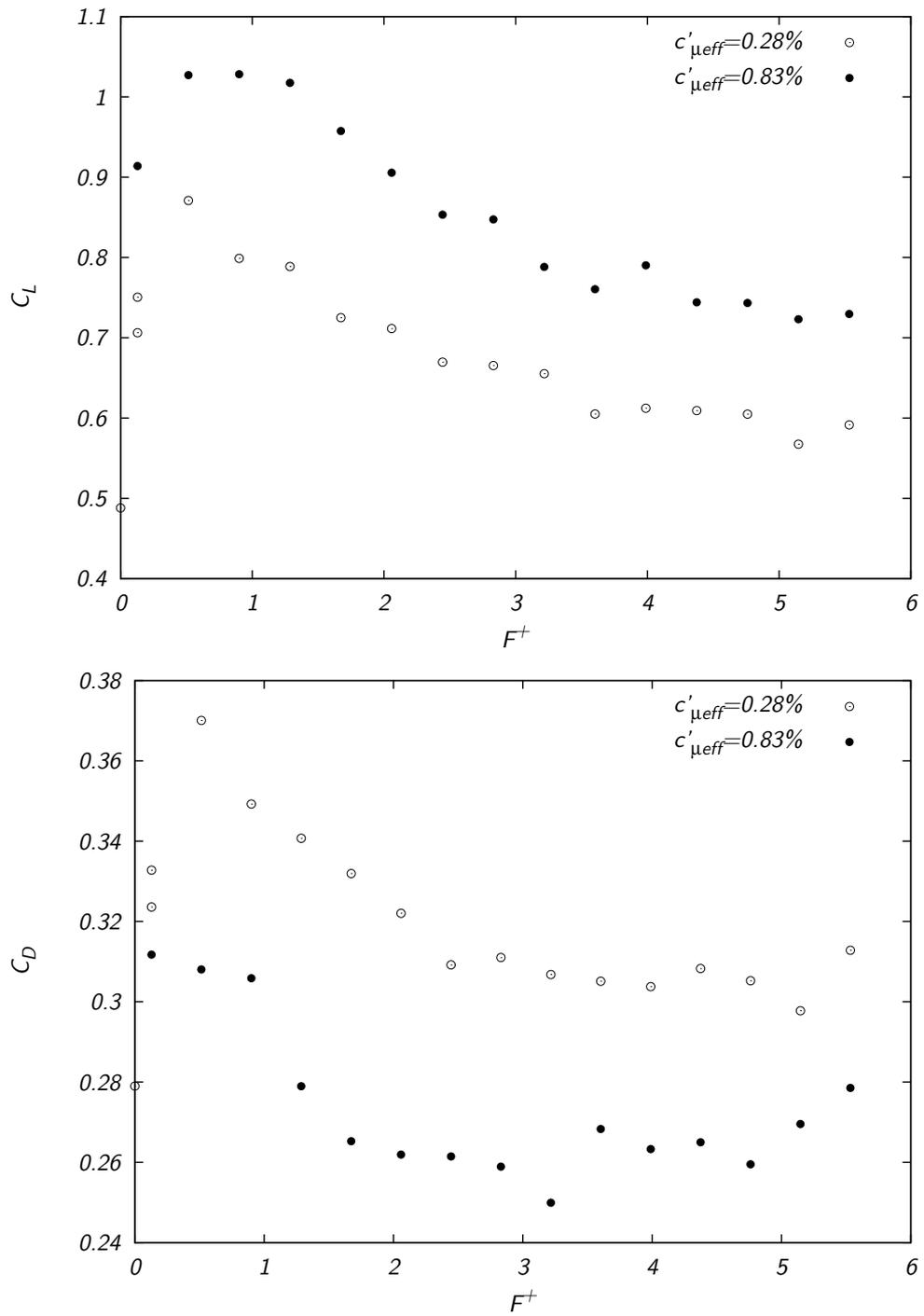


Abb. 4.6: $Re = 5.2 \cdot 10^4$, $\alpha = 18^\circ$

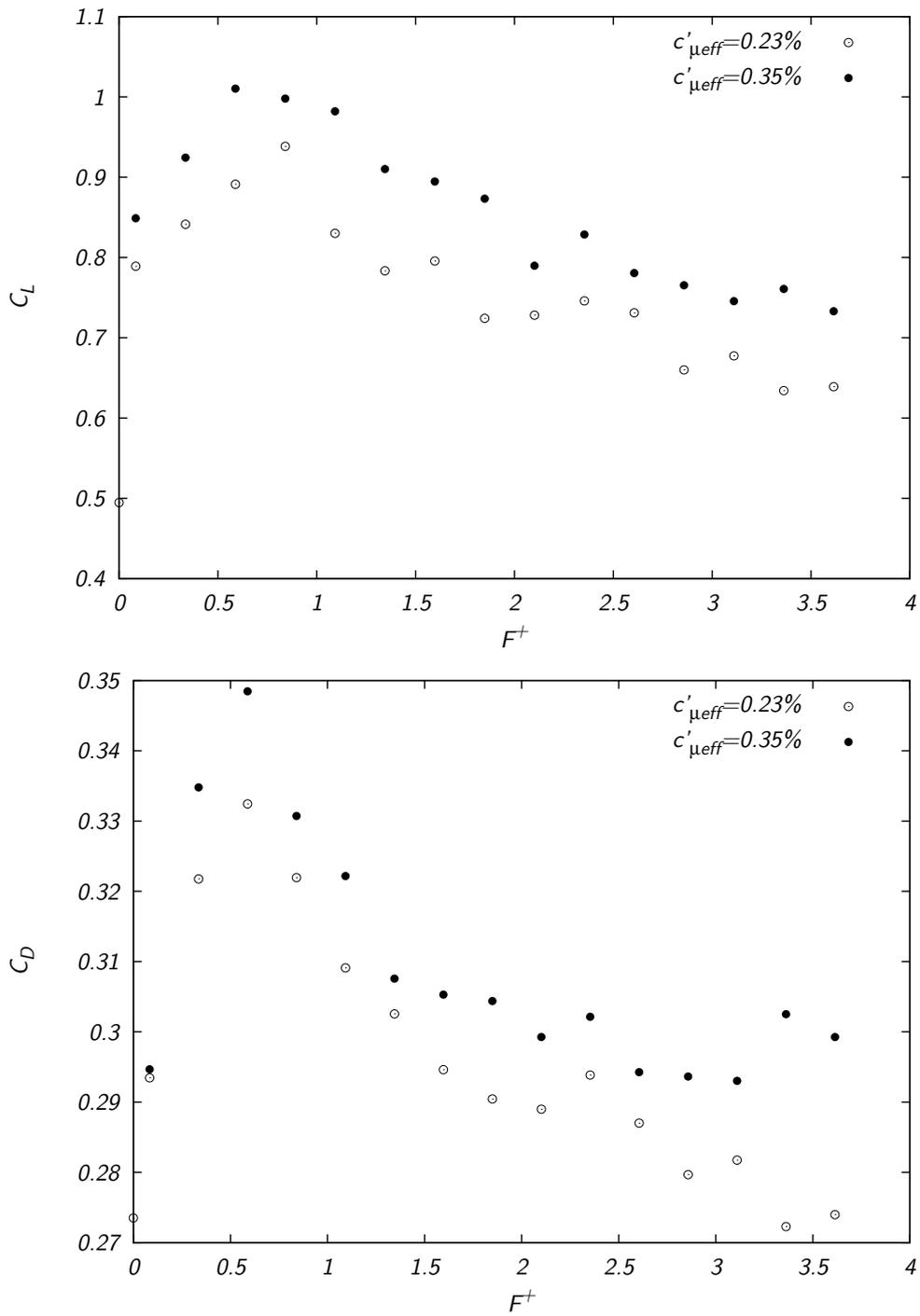


Abb. 4.7: $Re = 8.0 \cdot 10^4$, $\alpha = 18^\circ$

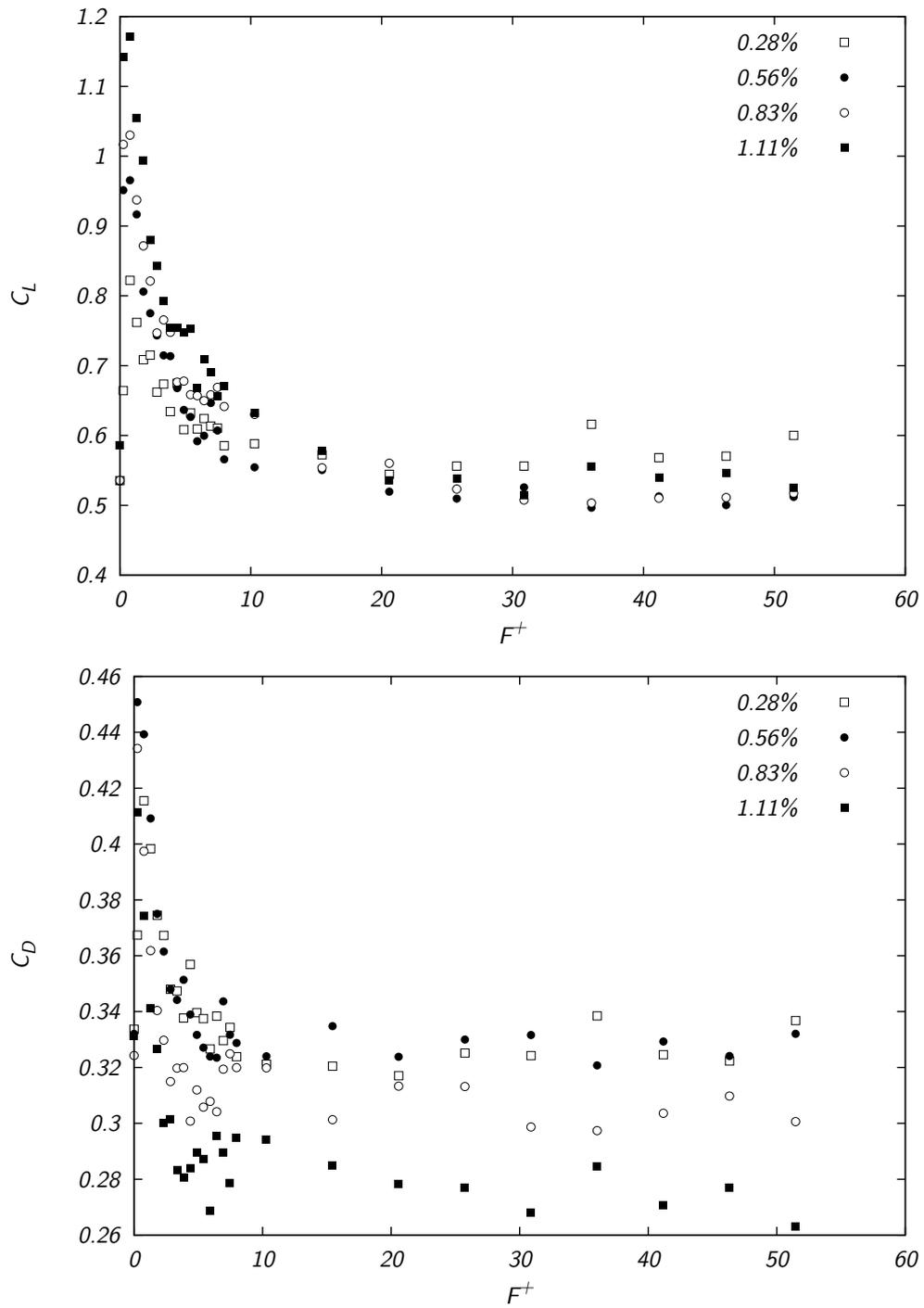


Abb. 4.8: $Re = 5.2 \cdot 10^4$, $\alpha = 20^\circ$

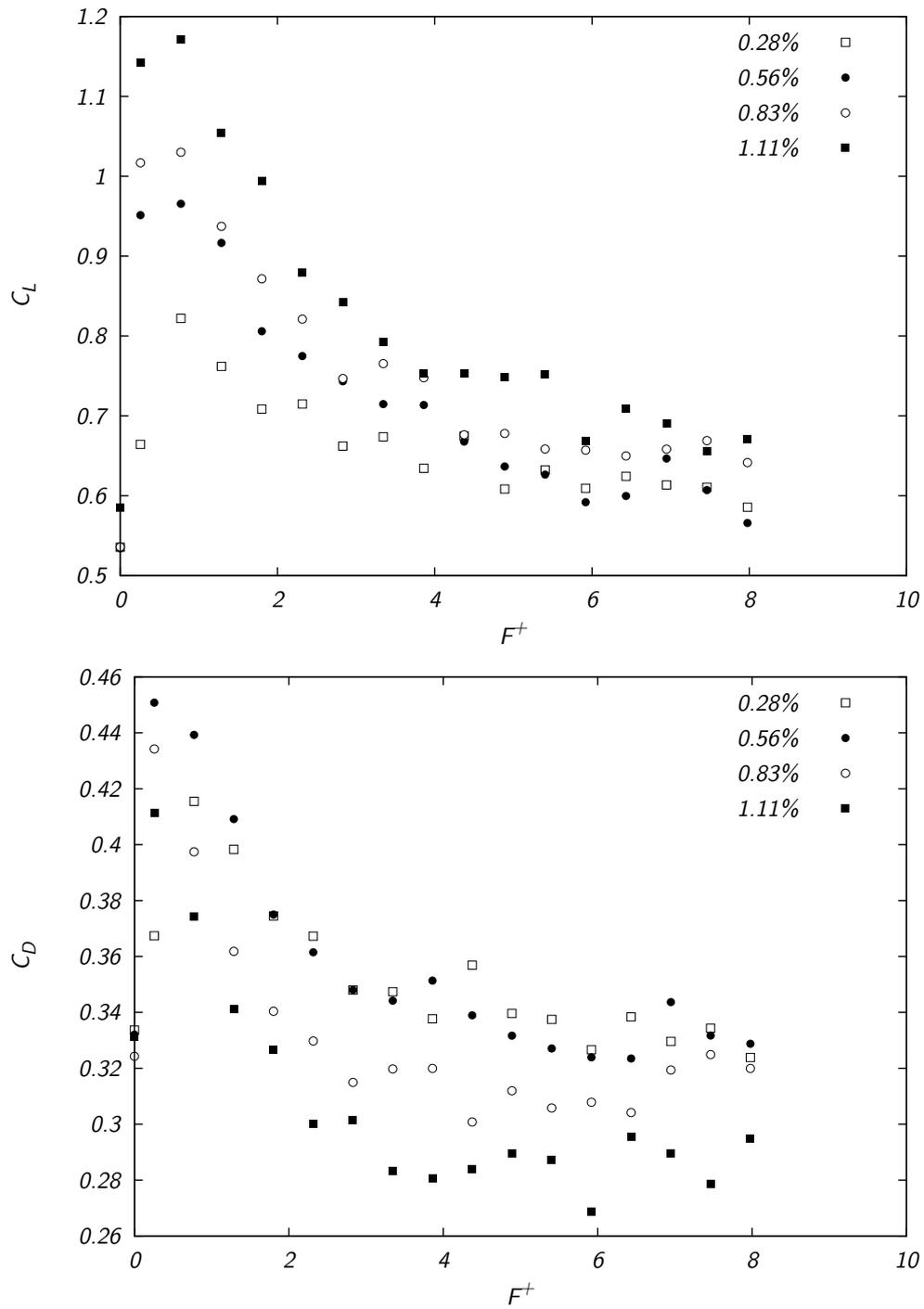


Abb. 4.9: $Re = 5.2 \cdot 10^4$, $\alpha = 20^\circ$

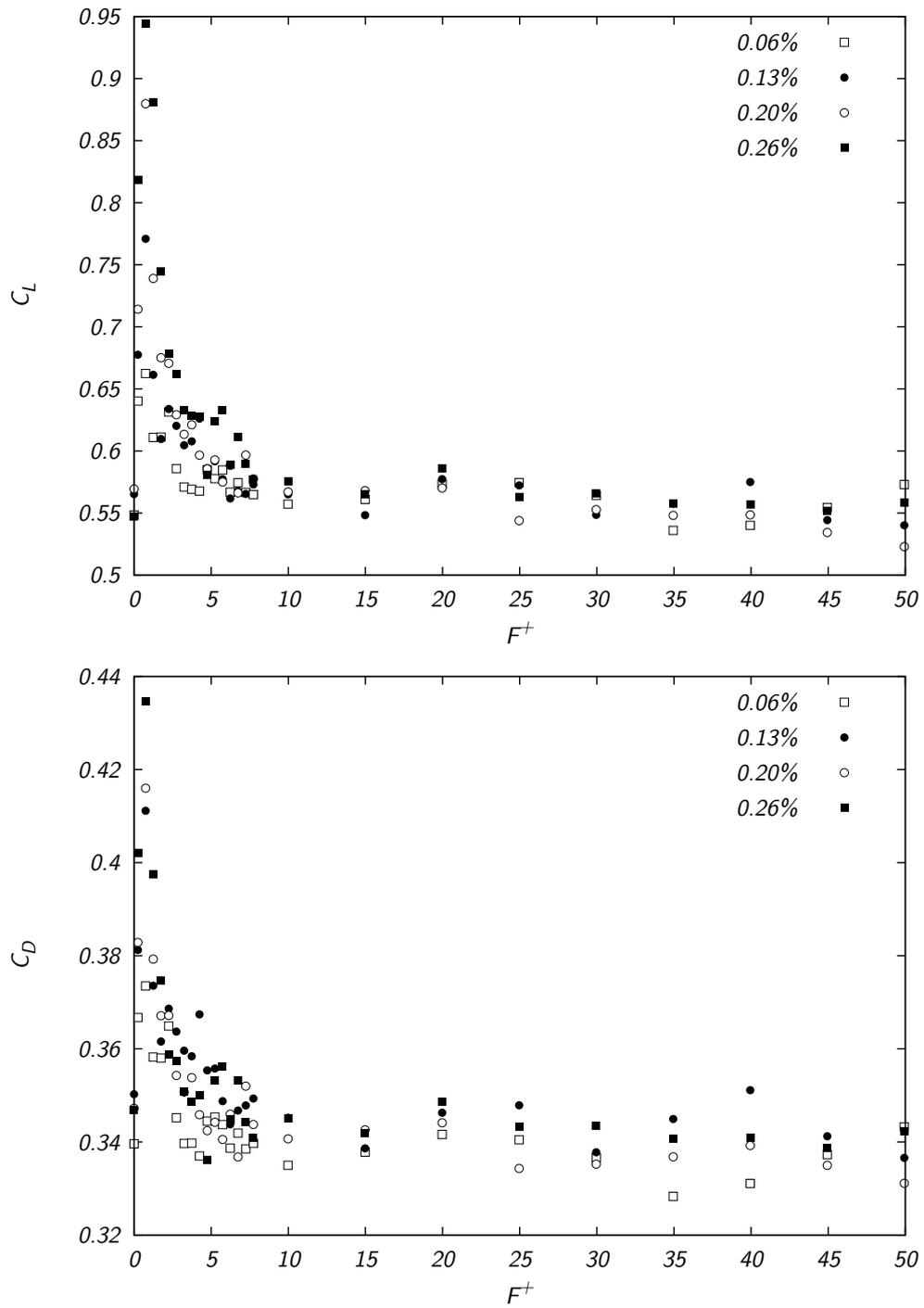


Abb. 4.10: $Re = 1.06 \cdot 10^5$, $\alpha = 20^\circ$

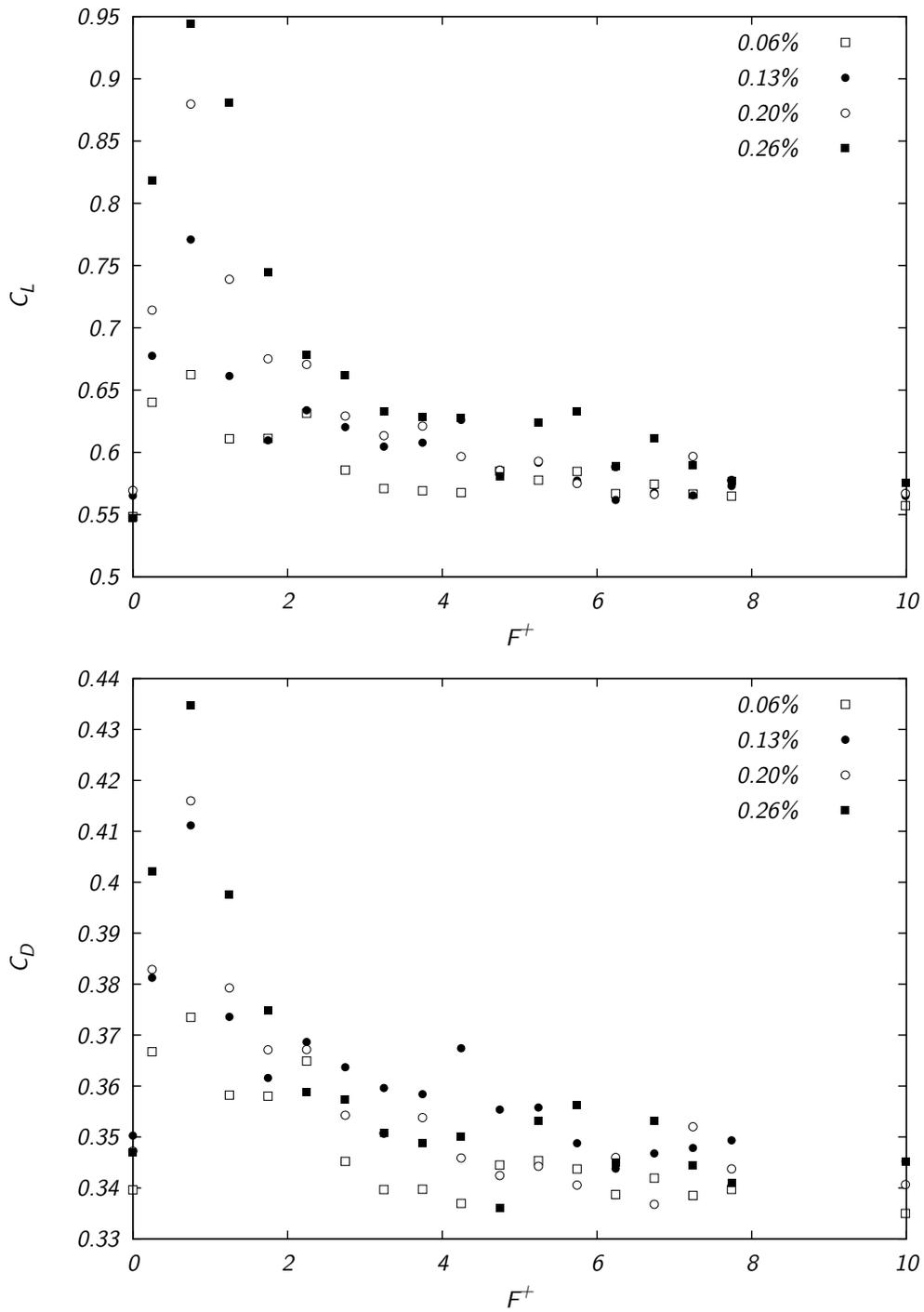


Abb. 4.11: $Re = 1.06 \cdot 10^5$, $\alpha = 20^\circ$

Einfluss der Anregungsamplitude

Der Einfluss der Anregungsamplitude bei festgehaltener Frequenz auf Auftriebs- und Widerstandsbeiwert wird für zwei Beispiele mit sinusförmiger Anregung kurz diskutiert, weiteres Material bietet der folgende Abschnitt, der den Einfluss der Wellenform auf die Wirkung der Anregung betrachtet.

Abbildung 4.12 zeigt die Verhältnisse bei gerade abgerissener Strömung am 14° angestellten NACA 0015 bei $Re = 5.2 \cdot 10^4$ und $F^+ = 0.5$. Da in diesem Bereich mit einem erzwingbaren Grenzschichtumschlag die Strömung wieder angelegt werden kann, bieten die Diagramme erwartungsgemäss wenig Spektakuläres. Für den kleinsten Impulskoeffizienten $c'_{\mu eff} = 0.13\%$ ergibt sich eine Erhöhung des Auftriebskoeffizienten von $C_L = 0.57$ im unbeeinflussten Fall auf $C_L \approx 0.76$, der Widerstandskoeffizient erhöht sich ebenfalls, jedoch nur unmerklich. Eine weitere Steigerung des Impulskoeffizienten auf $c'_{\mu eff} \geq 0.26\%$ erhöht den Auftriebskoeffizienten auf $C_L \approx 1.02$, ein Wert der bei weiterer Zunahme von $c'_{\mu eff}$ nicht weiter steigt, sondern nur noch leicht vermindert wird. Offensichtlich ändert sich die globale Strömung nicht mehr merklich. Begleitend sinkt der Widerstandskoeffizient auf $C_D \approx 0.15$.

Abbildung 4.13 gibt den Einfluss der Anregungsamplitude auf die Beiwerte bei $\alpha = 17^\circ$, $F^+ = 0.5$ und $Re = 8.0 \cdot 10^4$ wider. Der Anstellwinkel ist nun etwas höher, die Verhältnisse entsprechen den von Abbildung 4.5. Es ist also mit einem Übergang zwischen zwei unterschiedlichen Regimes zu rechnen. Zunächst ist der Anstieg des Auftriebskoeffizienten mit zunehmender Anregungsamplitude relativ steil, dann flacht er bei Überschreiten eines Wertes von ca. $c'_{\mu eff} \approx 0.23$ ab. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhalts wurden den C_L - $c'_{\mu eff}$ -Verläufen bereichsweise Geraden angepasst. Diese schneiden sich etwa beim angegebenen Wert von $c'_{\mu eff} \approx 0.23$, der auch in Abbildung 4.5 den Wechsel zwischen einer schmalbandigen Anregungsempfindlichkeit zu einer breitbandigen Empfänglichkeit der Strömung markierte. Korrespondierend erreicht der Widerstandsbeiwert bei $c'_{\mu eff} \approx 0.23$ ein Maximum von $C_D \approx 0.33$. Das die Abflachung des C_L - $c'_{\mu eff}$ -Verlaufs und das Überschreiten eines lokalen Widerstandsmaximums jedoch nicht notwendigerweise mit einer Verbreiterung des für die Anregung empfänglichen Frequenzbandes einhergehen muss, zeigen einige Beispiele im nächsten Abschnitt.

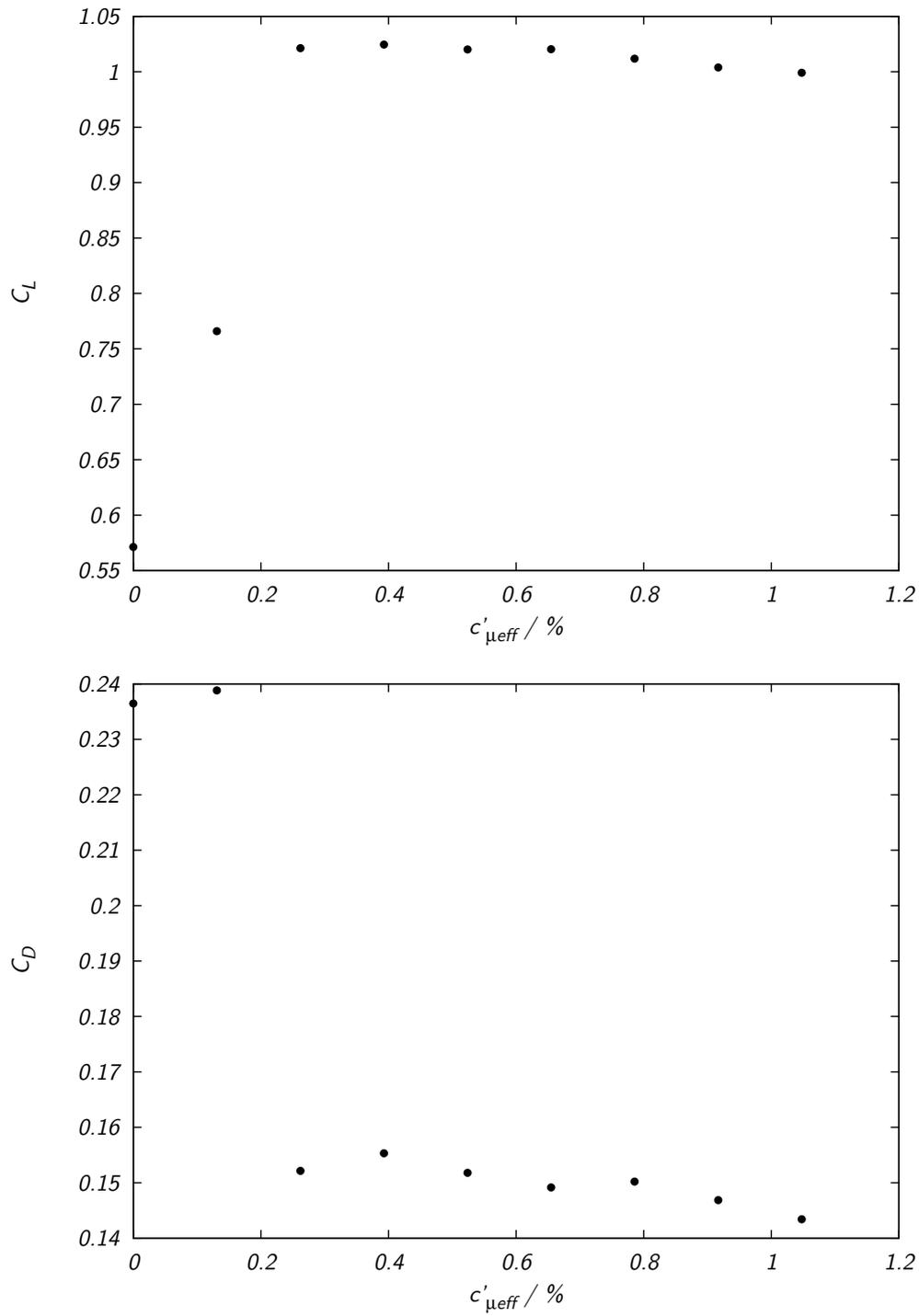


Abb. 4.12: $Re = 5.2 \cdot 10^4$, $\alpha = 14^\circ$, $F^+ = 0.5$

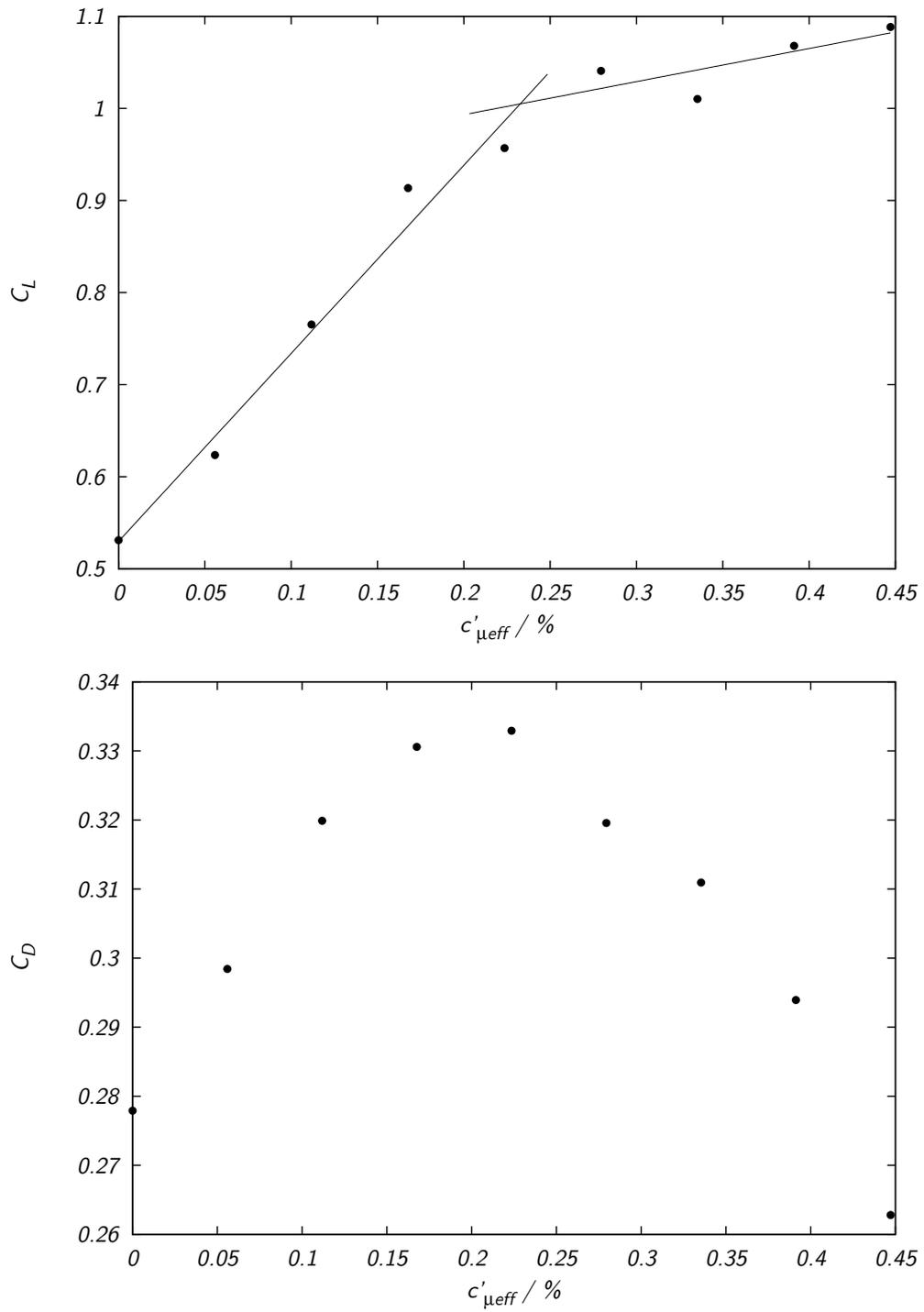


Abb. 4.13: $Re = 8.0 \cdot 10^4$, $\alpha = 17^\circ$, $F^+ = 0.5$

Einfluss der Wellenform der Anregung

Ein Merkmal, welches die elektromagnetische Anregung gegenüber alternativen Methoden auszeichnet, ist die Möglichkeit, nahezu beliebige Kraft–Zeit Verläufe zu generieren. Die Untersuchung des Einflusses der Wellenform der Anregung kann dabei auch für traditionelle Verfahren interessante Ergebnisse liefern.

Die Abbildungen 4.15 bis 4.20 zeigen die schon im vorhergehenden Abschnitt für eine sinusförmige Anregungswellenform besprochene Einfluss der Anregungsamplitude auf Auftriebs– und Widerstandskoeffizienten bei festgehaltener Anregungsfrequenz. Es sind jeweils die effektiven Impulskoeffizienten $c'_{\mu eff}$ aufgetragen, die sich aus der Integration der quadrierten Stromverläufe für die verschiedenen Wellenformen wie folgt aus den Spitzenwerten

$$c'_{\mu peak} = \frac{1}{2} \cdot \frac{j_{0peak} B_0 a A_{EM}}{\rho U_\infty^2 c \cdot s} \quad (4.7)$$

ergeben:

Für sinusförmige Anregung gilt:

$$j_{0eff} = \frac{\sqrt{2}}{2} j_{0peak} \quad \text{und damit} \quad c'_{\mu eff} = \frac{\sqrt{2}}{2} c'_{\mu peak}, \quad (4.8)$$

für dreiecksförmige Anregung:

$$j_{0eff} = \frac{1}{\sqrt{3}} j_{0peak} \quad \text{und damit} \quad c'_{\mu eff} = \frac{1}{\sqrt{3}} c'_{\mu peak}, \quad (4.9)$$

bei rechteckiger Anregung schließlich, sind Spitzen– und Effektivwerte identisch:

$$j_{0eff} = j_{0peak} \quad \text{und damit} \quad c'_{\mu eff} = c'_{\mu peak}. \quad (4.10)$$

In Abbildung 4.15 sind für $Re = 5.2 \cdot 10^4$, einen Anstellwinkel $\alpha = 20^\circ$ und eine Anregungsfrequenz von $F^+ = 0.5$ die Verläufe des Widerstands– und Auftriebskoeffizienten bei steigendem Impulskoeffizienten für sinus, dreiecks– und rechteckförmige Wellenform der Anregung dargestellt. Diese Abbildung ist von den Parametern her gut mit Abbildung 4.21 aus [1] vergleichbar. Wie dort bereits festgestellt, zeigt sich hier kein deutlicher Unterschied infolge der Wellenform. In [1] wurde auch keine merkbare Veränderung des C_L – $c'_{\mu eff}$ –Anstiegs mit wachsendem $c'_{\mu eff}$ beobachtet. Dieser ist hier jedoch sichtbar und liegt, korrespondierend zum Maximum von $C_D \approx 0.48$, bei $c'_{\mu eff} \approx 0.76$ und damit oberhalb der in [1] betrachteten Impulskoeffizienten. Bei unveränderter Reynoldszahl und Anstellwinkel gegenüber Abbildung 4.15 zeigt Abbildung 4.16 C_L und C_D versus $c'_{\mu eff}$ für eine dimensionslose Anregungsfrequenz von $F^+ = 1.0$. Leider stehen die für rechteckförmige Anregung aufgenommenen Messwerte aufgrund programmtechnischer Probleme für diesen Fall nicht mehr zur

Verfügung, wodurch sich auch der Bereich des überstrichenen effektiven Impuls­koeffizienten einengt. Trotzdem läßt sich noch ein Anstiegswechsel im C_L - $c'_{\mu eff}$ -Verlauf feststellen, der etwa bei $c'_{\mu eff} \approx 0.55$ liegt und wiederum von einem Maximum des Widerstandsbeiwerts begleitet wird. In Abbildung 4.17 für $F^+ = 1.5$ sind nun wieder alle drei Anregungsformen versammelt. Auch hier sind keine eindeutigen Unterschiede in der Wirkung der unterschiedlichen Anregungsformen festzustellen, Widerstandsmaximum und Anstiegswechsel sind zu noch kleineren Werten des effektiven Impuls­koeffizienten von $c'_{\mu eff} \approx 0.40$ verschoben.

Bei $Re = 1.06 \cdot 10^5$, $\alpha = 20^\circ$ und $F^+ = 0.5$ in Abbildung 4.18 findet sich erstmals ein deutlicher Einfluss der Wellenform der Anregung. Hier steigen sowohl Auftriebs- als auch Widerstandsbeiwert am stärksten für die dreiecksförmige, weniger stark für die sinusförmige und am schwächsten für die rechteckförmige Anregung mit wachsendem Impuls­koeffizienten. Im Bereich der untersuchten $c'_{\mu eff}$ ergibt sich kein eindeutiger Wechsel des C_L - $c'_{\mu eff}$ Anstiegs und nur die rechteckige Anregung zeigt ein Maximum von C_D bei $c'_{\mu eff} \approx 0.26$. Für $F^+ = 1.0$ (Abbildung 4.19) nimmt die Unterscheidbarkeit der verschiedenen Anregungsformen ab, im C_L - $c'_{\mu eff}$ Verlauf läßt sich nur noch die verminderte Wirksamkeit der rechteckförmigen Anregung gegenüber einer dreiecks- bzw. sinusförmigen feststellen. Bei $F^+ = 1.5$ verschwimmen die Unterschiede vollständig, allerdings zeigt sich hier nun ein Anstiegswechsel im C_L - $c'_{\mu eff}$ Verlauf bei $c'_{\mu eff} \approx 0.15$, der von einem Widerstandsmaximum begleitet wird.

Abschließend zum Thema Wellenform zeigen die Abbildungen 4.21 bis 4.24 Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten für jeweils konstanten effektiven Impuls­koeffizienten

$c'_{\mu eff}/\%$	$c'_{\mu peak}/\%$	$F^+(C_{Lmax}, C_{Dmax})$	Wellenform	C_{Lmax}	C_{Dmax}	Abb.
0.06	0.08	0.75	Sinus	0.66	0.374	4.21
	0.06	1.25	Rechteck	0.66	0.380	
	0.10	0.75	Dreieck	0.64	0.369	
0.13	0.22	0.75	Dreieck	0.83	0.422	4.22
	0.18		Sinus	0.77	0.411	
	0.13		Rechteck	0.69	0.388	
0.20	0.35	0.75	Dreieck	0.92	0.434	4.23
	0.28		Sinus	0.88	0.416	
	0.20		Rechteck	0.74	0.392	
0.26	0.45	0.75	Dreieck	1.04	0.435	4.24
	0.37		Sinus	0.94	0.425	
	0.26		Rechteck	0.87	0.411	

Tabelle 4.1: Zusammenfassende Darstellung der Maximalwerte von C_L und C_D bei $Re = 1.06 \cdot 10^5$ und $\alpha = 20^\circ$ zu den Abbildungen 4.21 bis 4.24.

über der Anregungsfrequenz. Eine Zusammenfassung der jeweils mit einer Wellenform erreichten maximalen C_L und C_D , die zugeordnete Frequenz des Maximums, sowie die mit den Spitzenwerten gebildeten Impulskoeffizienten $c'_{\mu peak}$ bietet Tabelle 4.1.

Für einen relativ geringen Impulskoeffizienten von $c'_{\mu eff} = 0.06\%$ zeigt Abbildung 4.21 lediglich geringe Erhöhungen von Auftrieb $\Delta C_L \approx 0.12$ und Widerstand $\Delta C_D \approx 0.04$ und keine sehr deutliche Präferenz einer Wellenform. Dieses Verhalten ändert sich bereits für $c'_{\mu eff} = 0.13\%$ in Abbildung 4.22. Hier tritt ein scharfes Maximum des Auftriebskoeffizienten, begleitet von einem ebenso scharfen Maximum des Widerstandskoeffizienten auf. Die Maximalwerte werden jeweils mit einer dreiecksförmigen Anregung erzielt. Weniger effektiv ist die sinusförmige und die schwächste Wirkung zeigt die rechteckförmige Anregung. Diese Reihenfolge findet sich bei insgesamt erhöhten Beiwerten auch für $c'_{\mu eff} = 0.20\%$ (Abbildung 4.24) und $c'_{\mu eff} = 0.26\%$ (Abbildung 4.24). Abbildung 4.14 fasst die bei $\alpha = 20^\circ$, $Re = 1 \cdot 10^5$ und $F^+ = 0.75$ erzielten Auftriebserhöhungen nach Tabelle 4.1 zusammen. Dort ist zu sehen, dass die Wellenformen deutlich unterscheidbare Verläufe zeigen, wenn ΔC_L über dem effektiven Impulskoeffizienten aufgetragen wird, jedoch sehr gut einem Trend folgen, stellt man ΔC_L über dem mit den Amplitudenwerten gebildeten Impulskoeffizienten

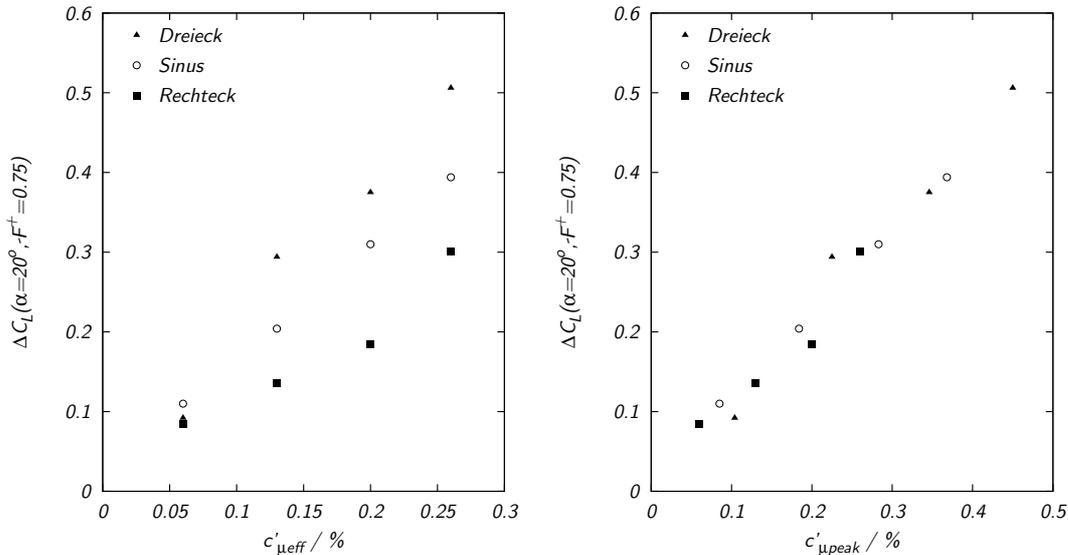


Abb. 4.14: Auftriebserhöhung bei $Re = 1.06 \cdot 10^5$, $\alpha = 20^\circ$ und der optimalen Anregungsfrequenz $F^+ = 0.75$ für die drei untersuchten Wellenformen, links über $c'_{\mu eff}$, rechts über $c'_{\mu peak}$ aufgetragen.

dar.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass sich bei höheren Reynoldszahlen $Re = 1 \cdot 10^5$ im Bereich der optimalen Anregungsfrequenz von hier $F^+ = 0.75$ ein deutlicher Einfluss der Anregungswellenform ergibt. Die Wirksamkeit der Anregung nimmt in der Reihenfolge Rechteck-, Sinus-, Dreieckspannung zu. In einem engen Bereich um die optimale Anregungsfrequenz skaliert der Auftriebsgewinn offenbar nicht mit dem Effektiv-, sondern mit den Spitzenwert des Impulskoeffizienten.

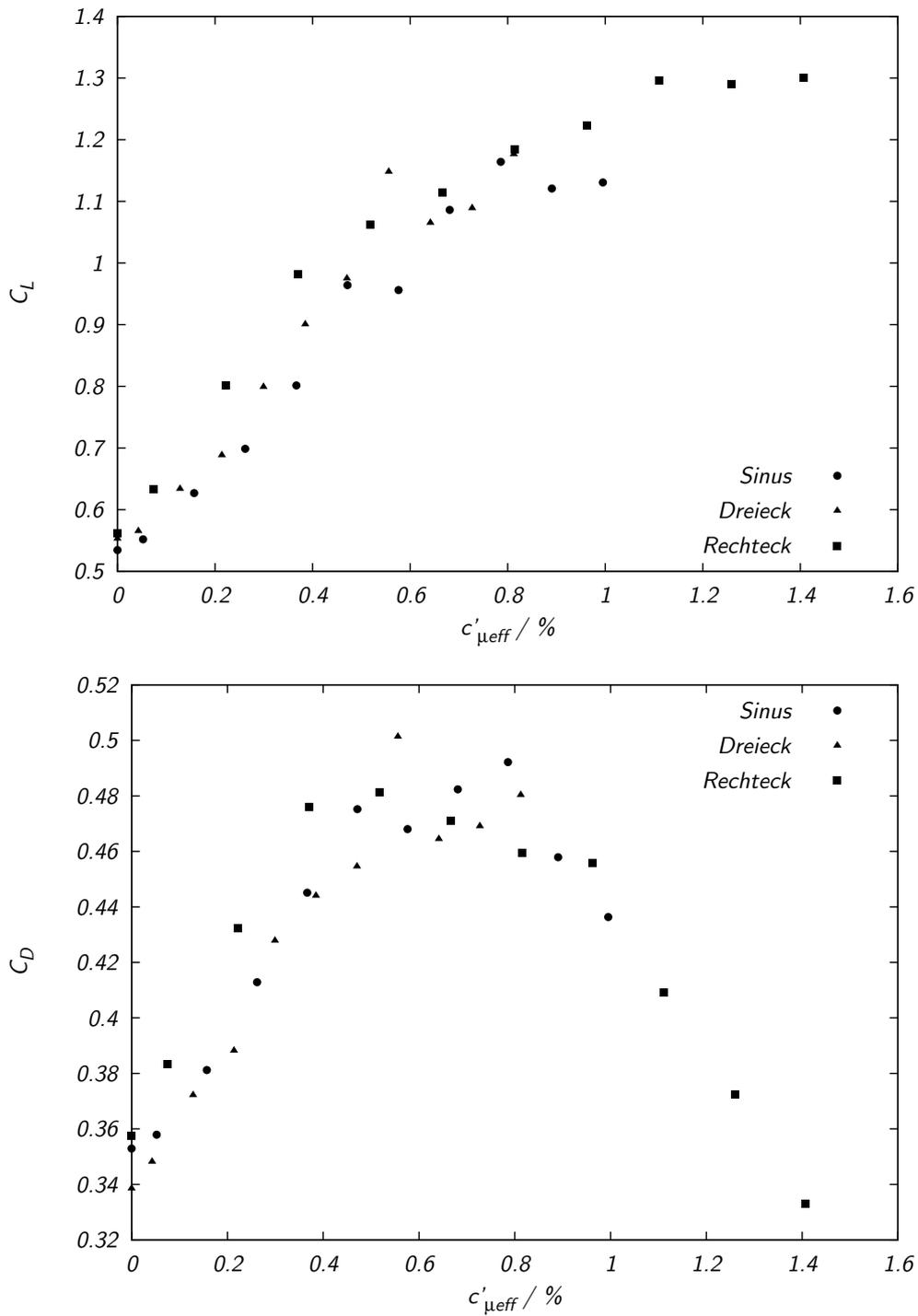


Abb. 4.15: $Re = 5.2 \cdot 10^4$, $\alpha = 20^\circ$, $F^+ = 0.5$

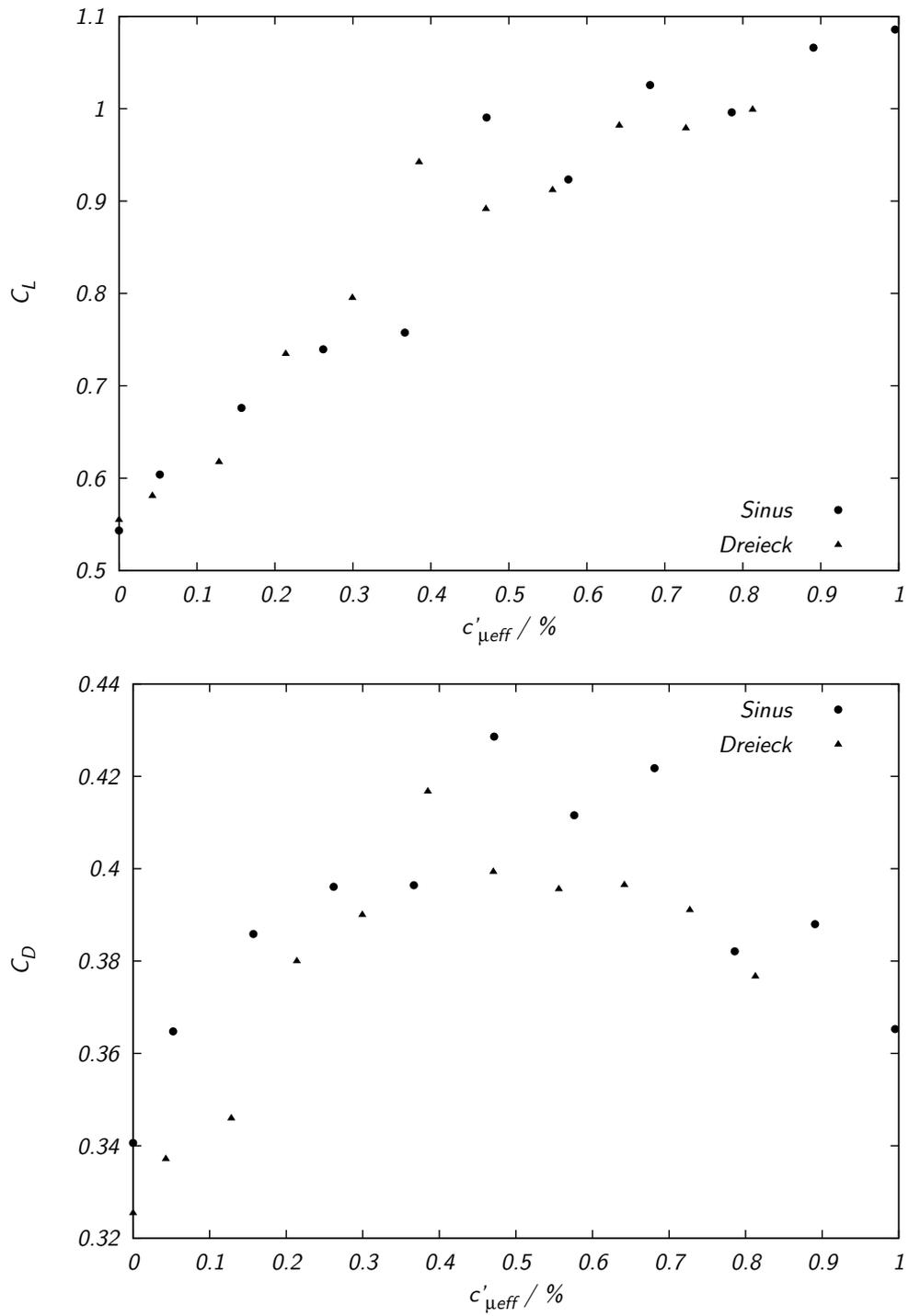


Abb. 4.16: $Re = 5.2 \cdot 10^4$, $\alpha = 20^\circ$, $F^+ = 1.0$

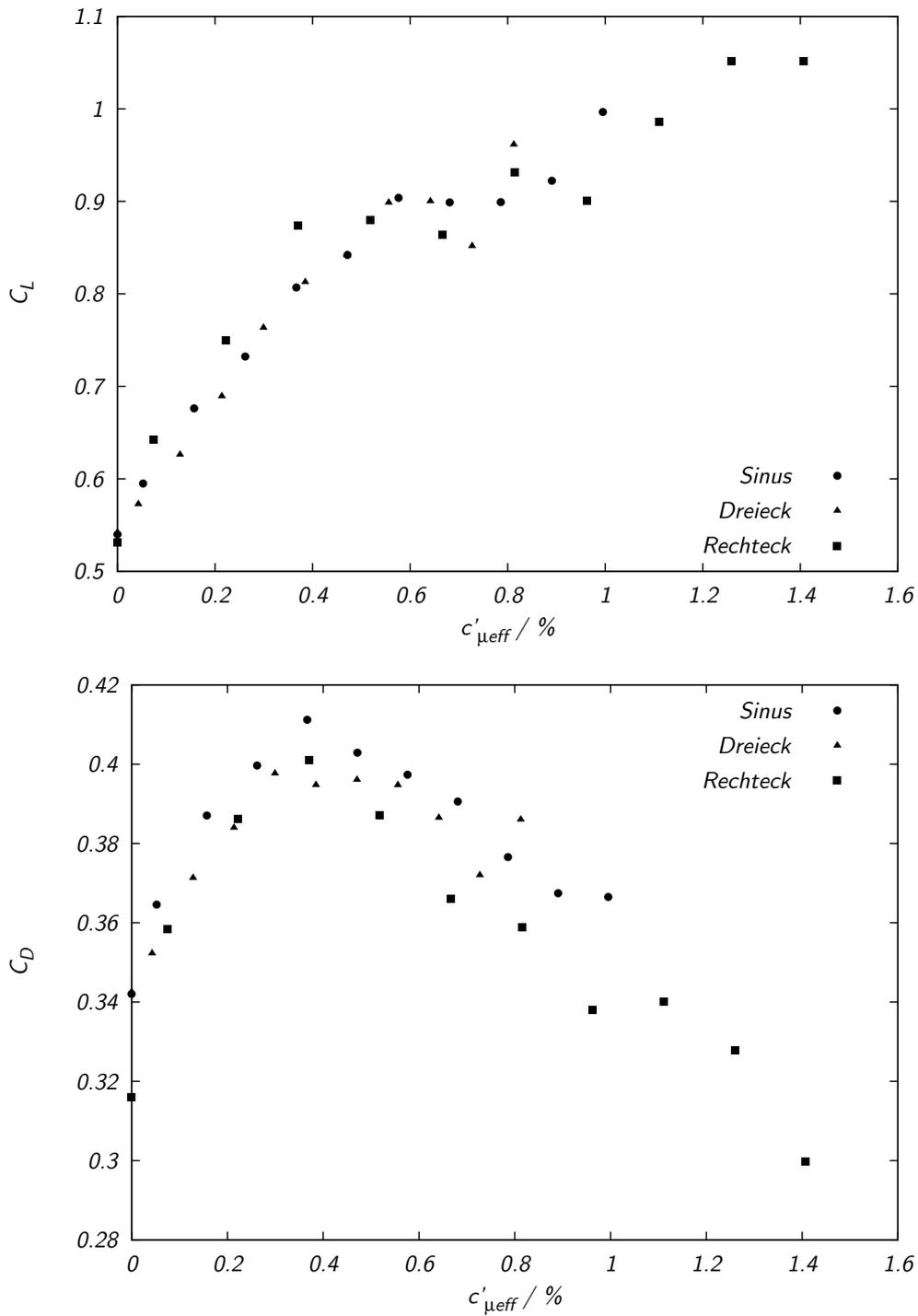


Abb. 4.17: $Re = 5.2 \cdot 10^4$, $\alpha = 20^\circ$, $F^+ = 1.5$

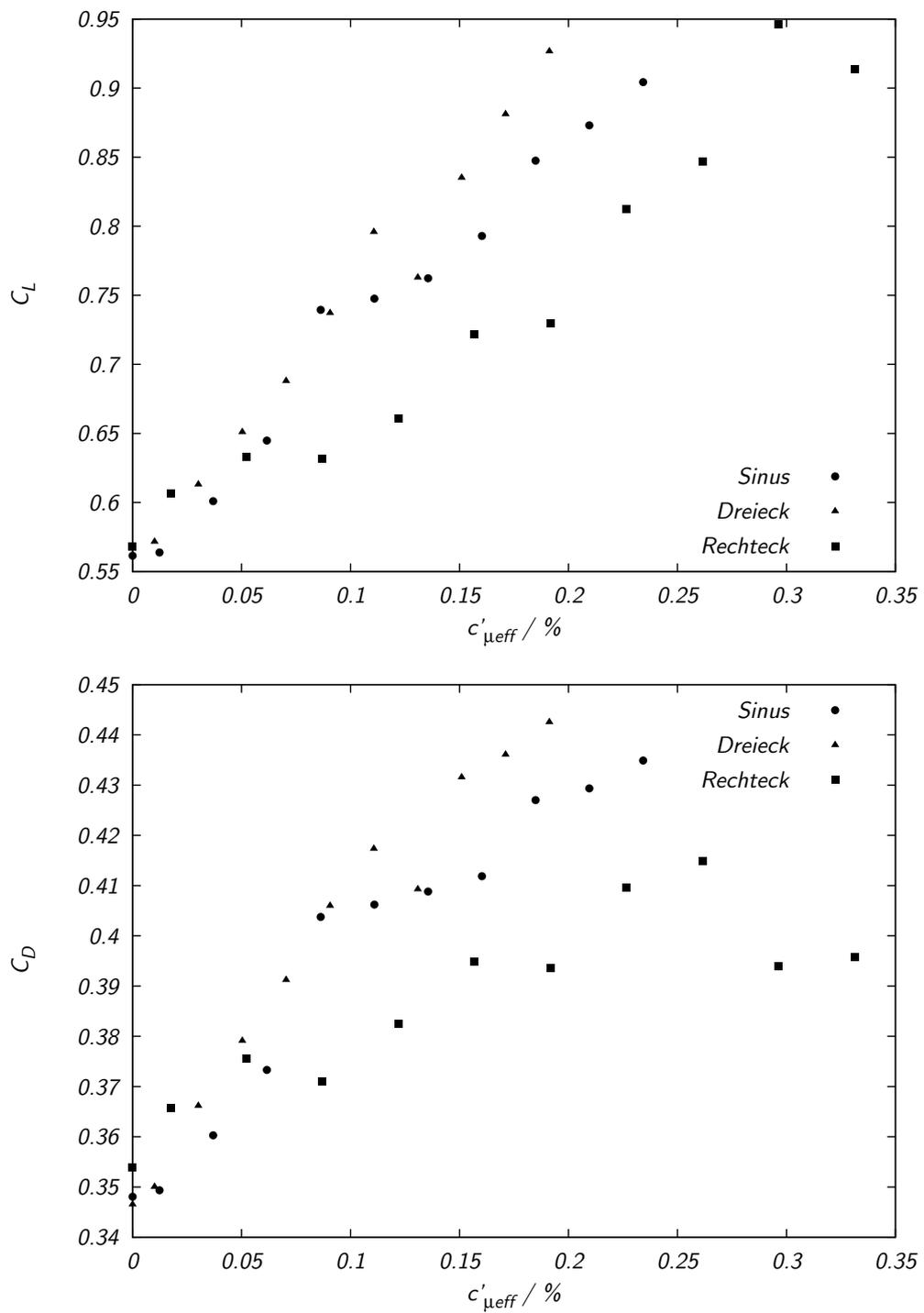


Abb. 4.18: $Re = 1.06 \cdot 10^5$, $\alpha = 20^\circ$, $F^+ = 0.5$

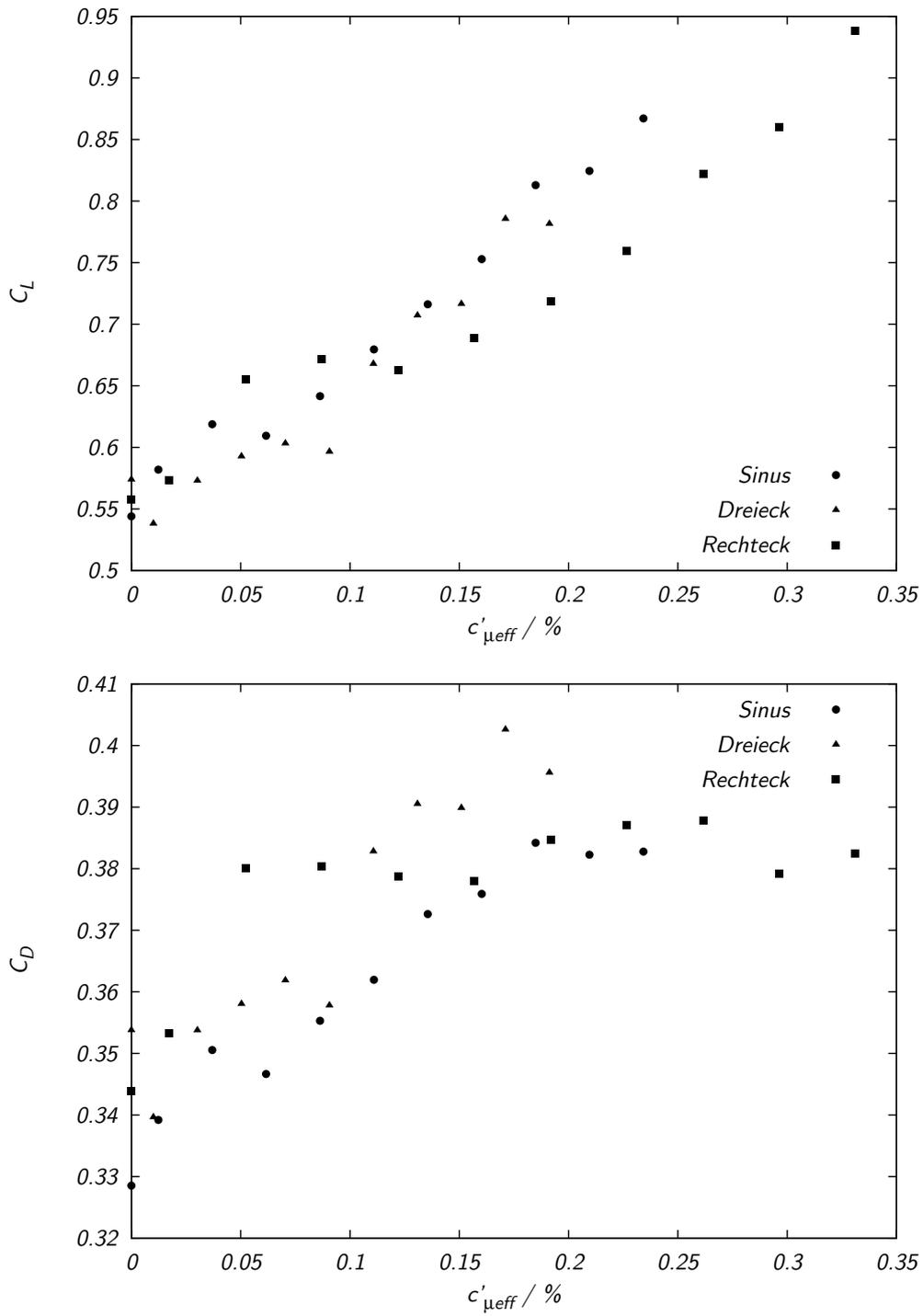


Abb. 4.19: $Re = 1.06 \cdot 10^5$, $\alpha = 20^\circ$, $F^+ = 1.0$

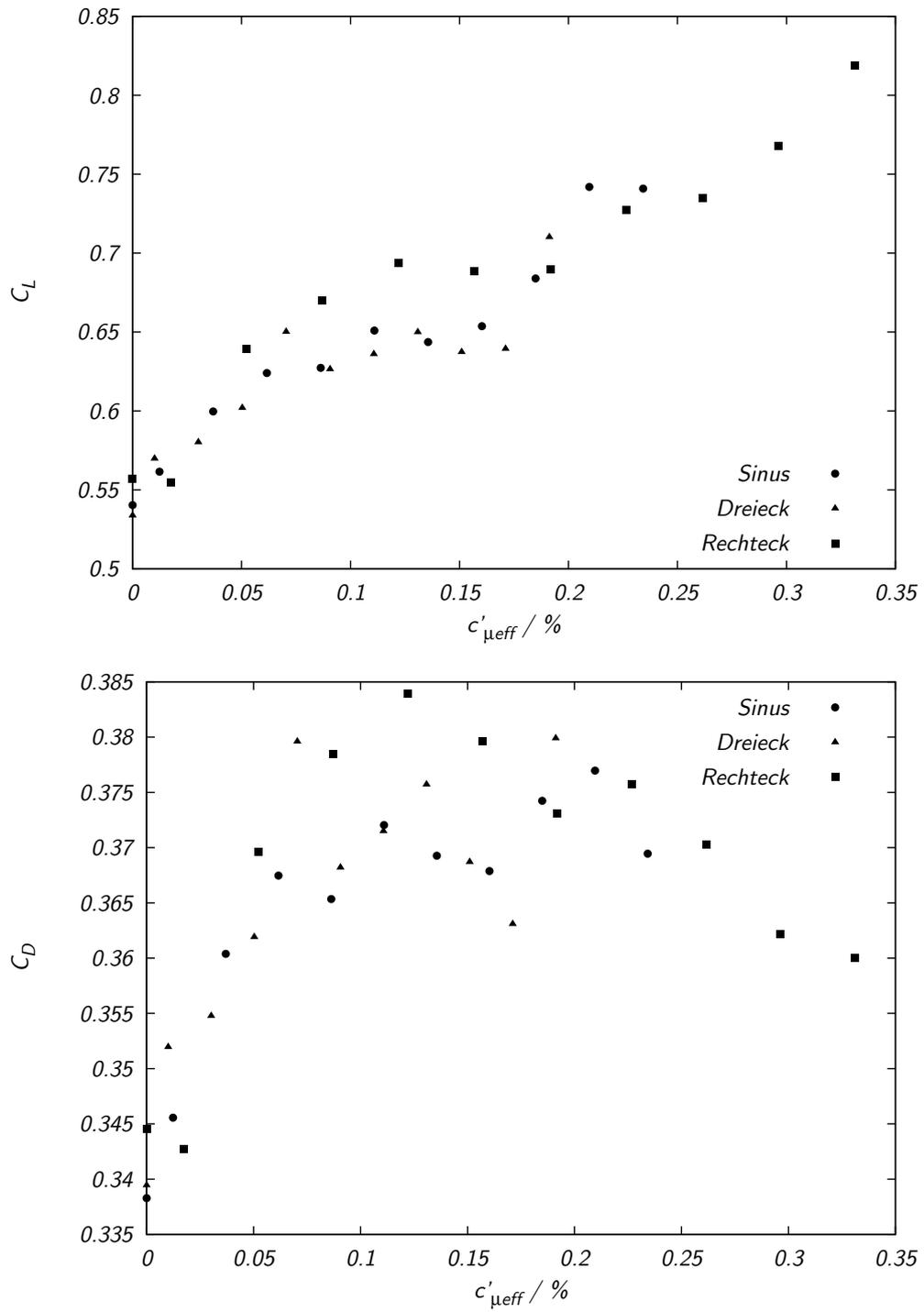


Abb. 4.20: $Re = 1.06 \cdot 10^5$, $\alpha = 20^\circ$, $F^+ = 1.5$

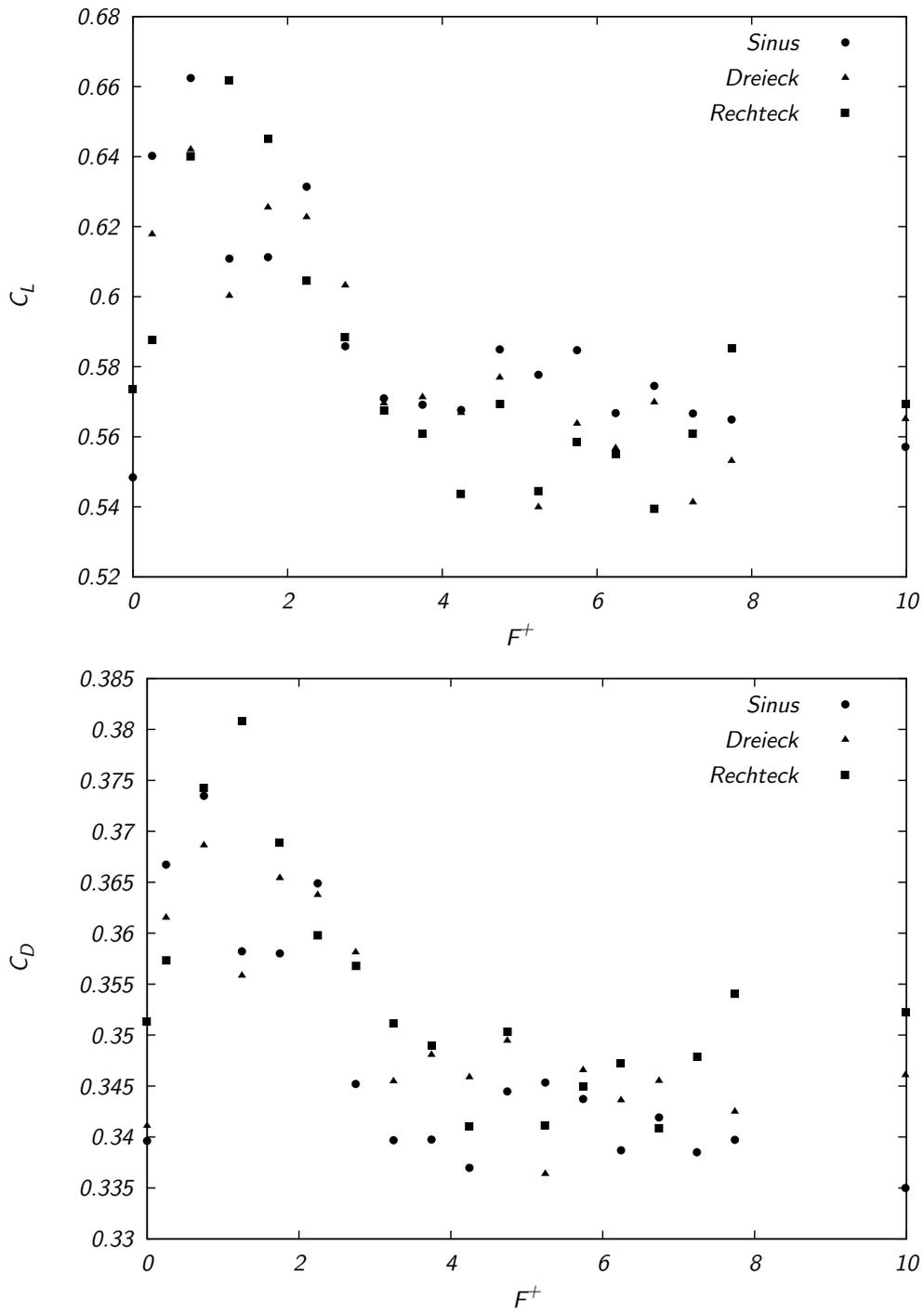


Abb. 4.21: $Re = 1.06 \cdot 10^5$, $\alpha = 20^\circ$, $c'_{\mu eff} = 0.06\%$

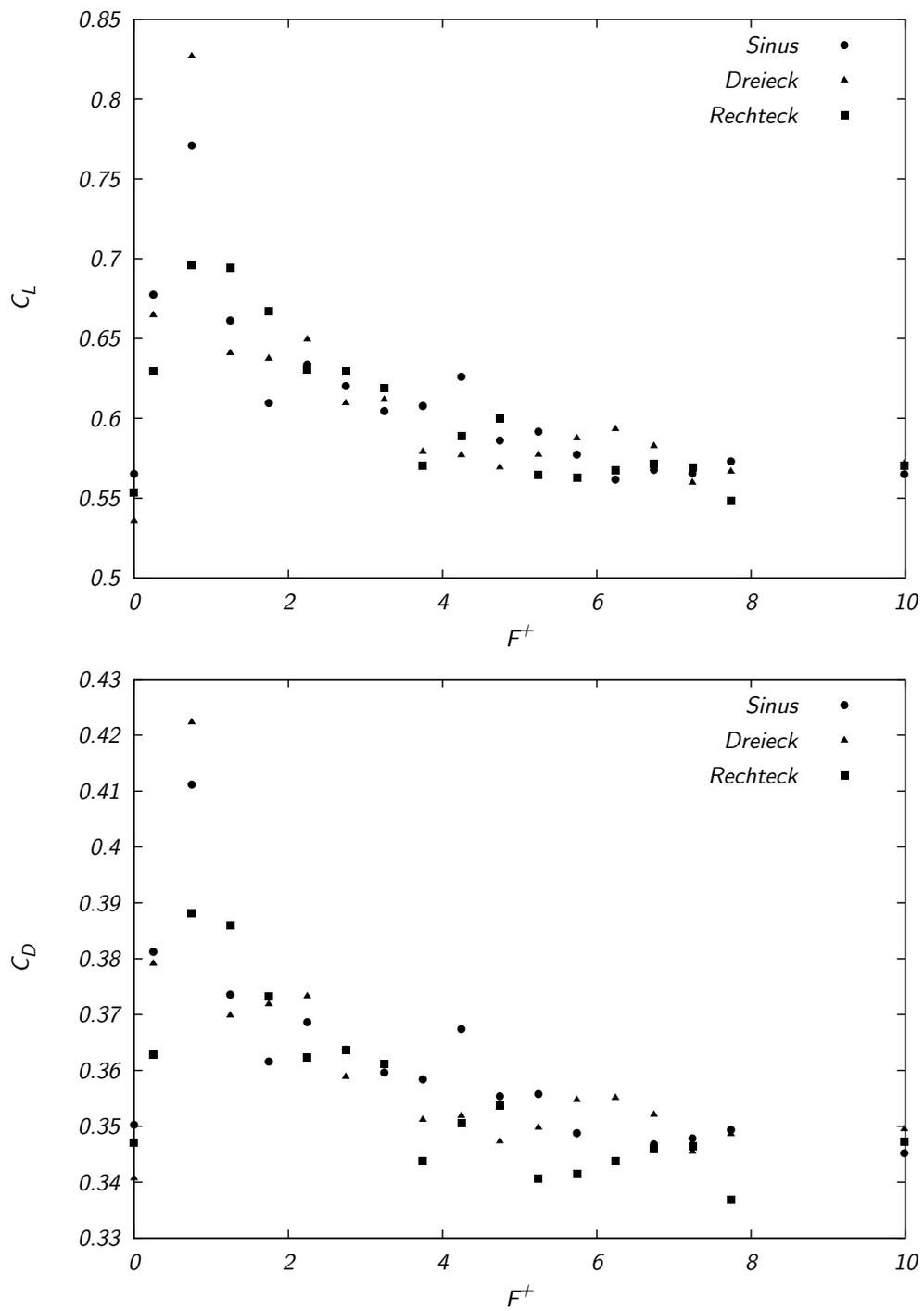


Abb. 4.22: $Re = 1.06 \cdot 10^5$, $\alpha = 20^\circ$, $c'_{\mu eff} = 0.13\%$

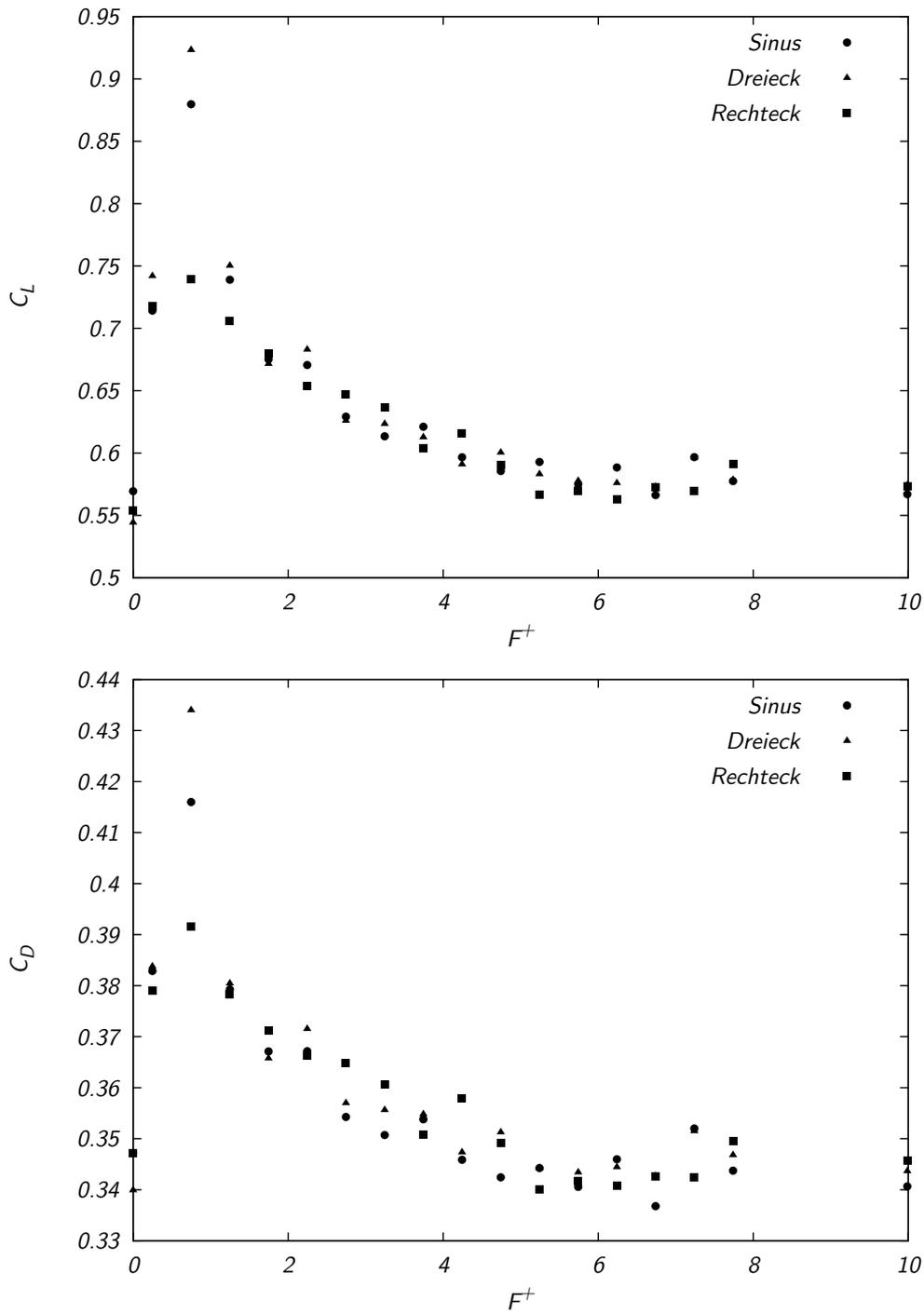


Abb. 4.23: $Re = 1.06 \cdot 10^5$, $\alpha = 20^\circ$, $c'_{\mu eff} = 0.20\%$

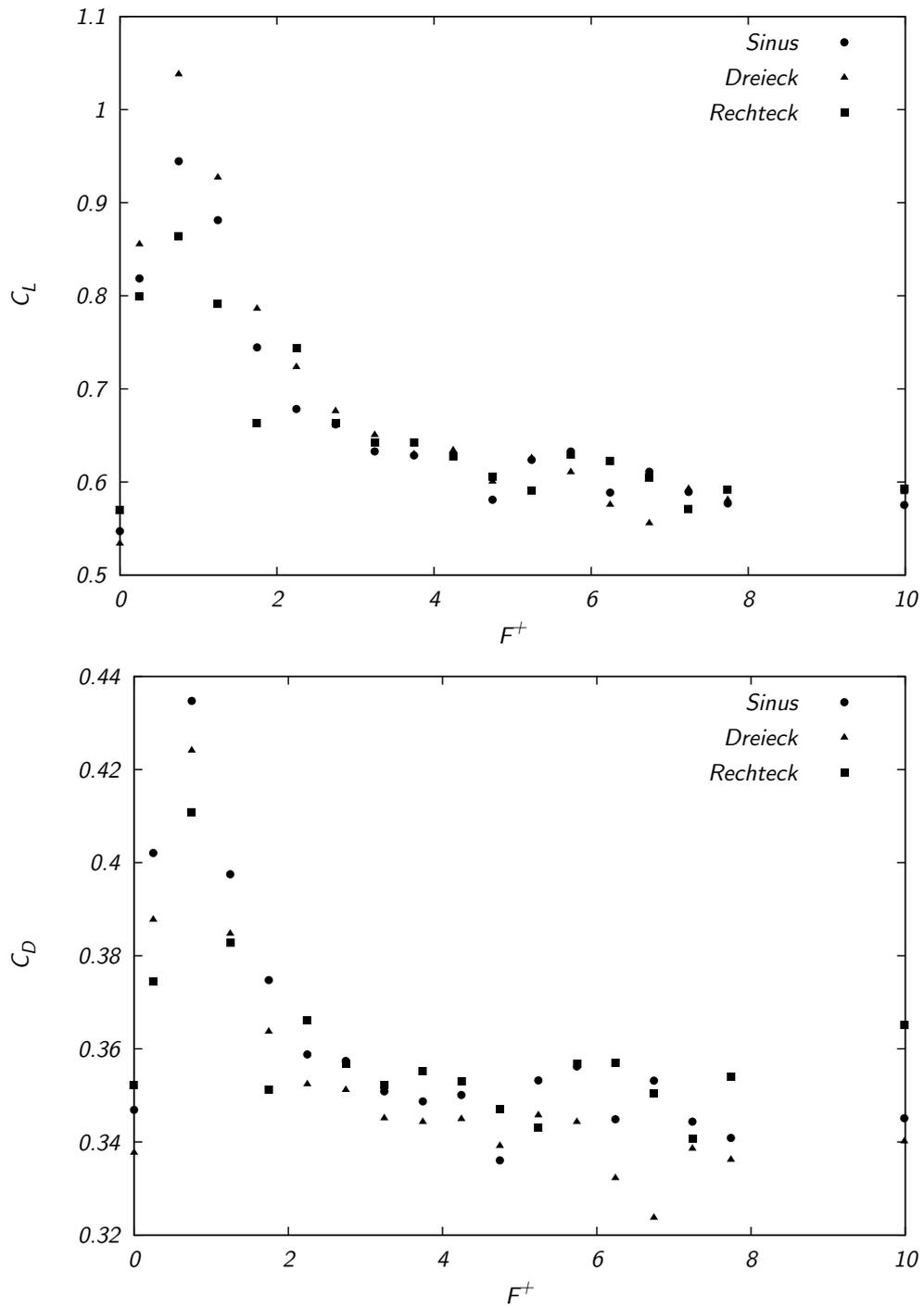


Abb. 4.24: $Re = 1.06 \cdot 10^5$, $\alpha = 20^\circ$, $c'_{\mu eff} = 0.26\%$

4.2.2 Profilkennlinien bei verschiedenen Reynoldszahlen

Um trotz der vielen Einflussparameter, die bei der oszillierenden Anregung abgelöster Strömungen eine Rolle spielen, im begrenzten Berichtszeitraum eine zumindest größenordnungsmäßige Aussage zur Effektivität dieser Anregungsart zu ermöglichen, sind Profilkennlinien bei einer festen dimensionslosen Anregungsfrequenz von $F^+ = 0.5$ und verschiedenen Reynoldszahlen und Impulskoeffizienten aufgenommen worden. Da die optimale Anregungsfrequenz winkel- und Reynoldszahlabhängig ist, stellt diese Wahl einen Kompromiss dar. Gleichfalls ist als Anregungsform durchgängig eine Sinusspannung angelegt. Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt, ist das ebenfalls suboptimal. In der Summe wird sich also für jeden Impulskoeffizienten nicht der maximal erreichbare Auftriebsgewinn ergeben, sondern ein geringerer. Nach den gewonnenen Erfahrungen wird die Differenz jedoch keine Größenordnung umfassen. Die Abbildungen 4.25 bis 4.32 zeigen C_L - α - und C_D - α -Verläufe für $Re = 5.52 \cdot 10^4$ bis $1.48 \cdot 10^5$. Der größte dem Profil zugeführte Strom hatte durchgängig einen Spitzenwert von 20 A, so dass die maximalen effektiven Impulskoeffizienten mit wachsender Reynoldszahl abnehmen.

Das unbeeinflusste Profil zeigt im ganzen Reynoldszahlbereich durchgängig einen sprunghaften Auftriebsverlust bei Überschreiten des kritischen Anstellwinkels, also einen „stall type C“ bzw. „stall type A“, der nach [26] erst ab $Re = 6.55 \cdot 10^5$ beobachtet wurde. Die in [4] angegebene und hier mit in Abbildung 4.33 aufgenommene Kennlinie für das unbeeinflusste NACA 0015 bei $Re = 1.5 \cdot 10^5$ zeigt allerdings auch das in den hier beschriebenen Experimenten vorgefundene Verhalten. Beim Betrachten des Kennlinienverlaufs für den Auftriebskoeffizienten bei verschiedenen Reynoldszahlen fällt ein in allen Verläufen vorhandener Knick auf, dessen Lage sich von $\alpha \approx 4^\circ$ bei $Re = 5.2 \cdot 10^4$ nach $\alpha \approx 7^\circ$ bei $Re = 1.48 \cdot 10^5$ verschiebt. Er ist kennzeichnend für das Vorhandensein einer laminaren Ablöseblase am Profil, deren Lage und Größe sich mit Anstellwinkel und Reynoldszahl ändert.

Wie zu erwarten, erhöht sich der dem Strömungsabriss zuzuordnende Anstellwinkel mit dem Impulskoeffizienten. Damit steigt auch der maximale Auftriebskoeffizient. Bei ausreichend hohen effektiven Impulskoeffizienten, etwa $c'_{\mu eff} \gtrsim 0.34\%$, ändert sich auch der Typ des Strömungsabrisses von abruptem Abriss („stall type A“ nach [26]) zum allmählichen Absinken („stall type D“ nach [26]) mit weiter steigendem Anstellwinkel.

Die aus diesen Kennlinien gewonnenen maximalen Auftriebssteigerungen in Abhängigkeit vom Impulskoeffizienten diskutiert Abschnitt 4.2.4.

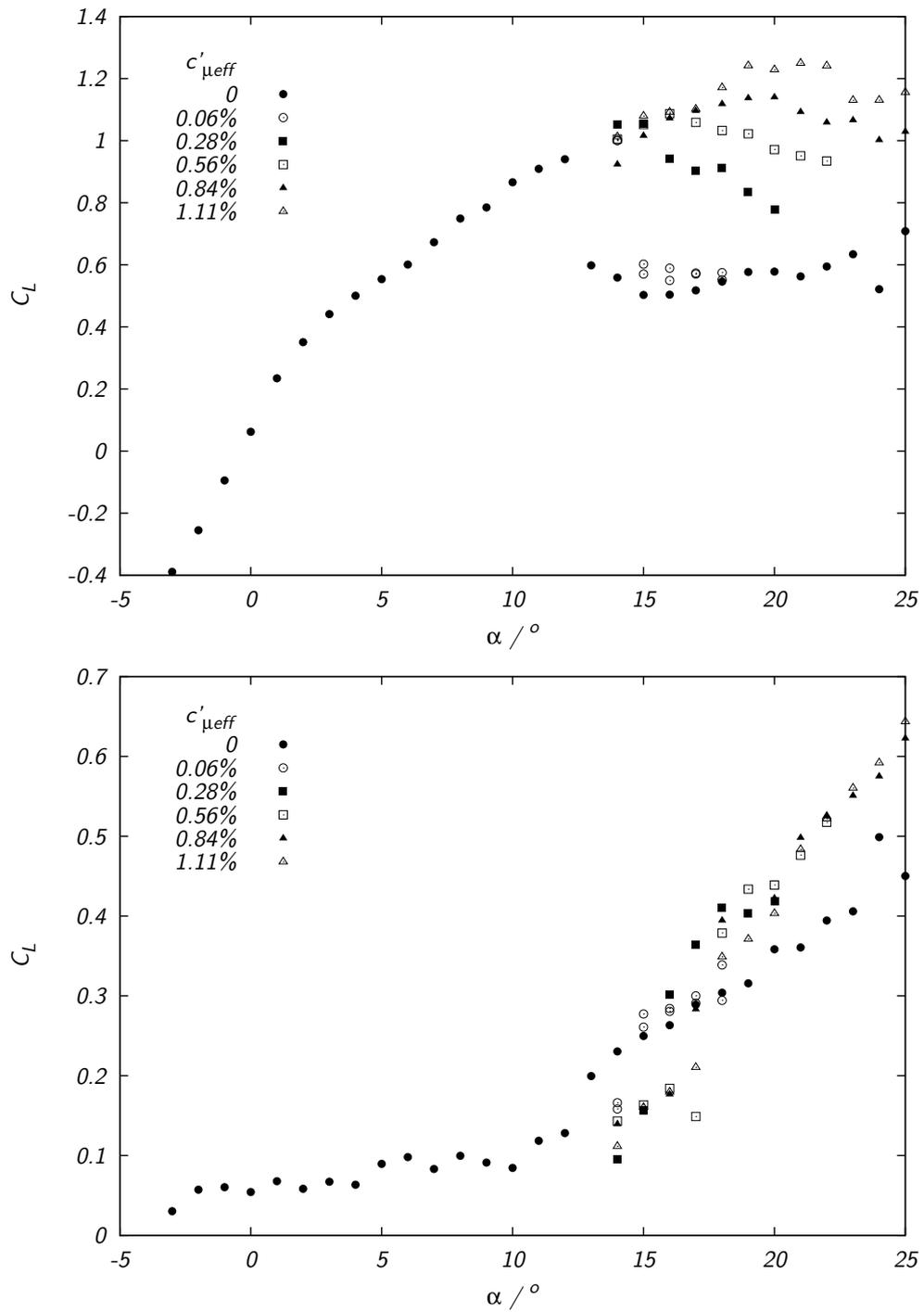


Abb. 4.25: $Re = 5.2 \cdot 10^4$, dimensionslose Anregungsfrequenz $F^+ = 0.5$

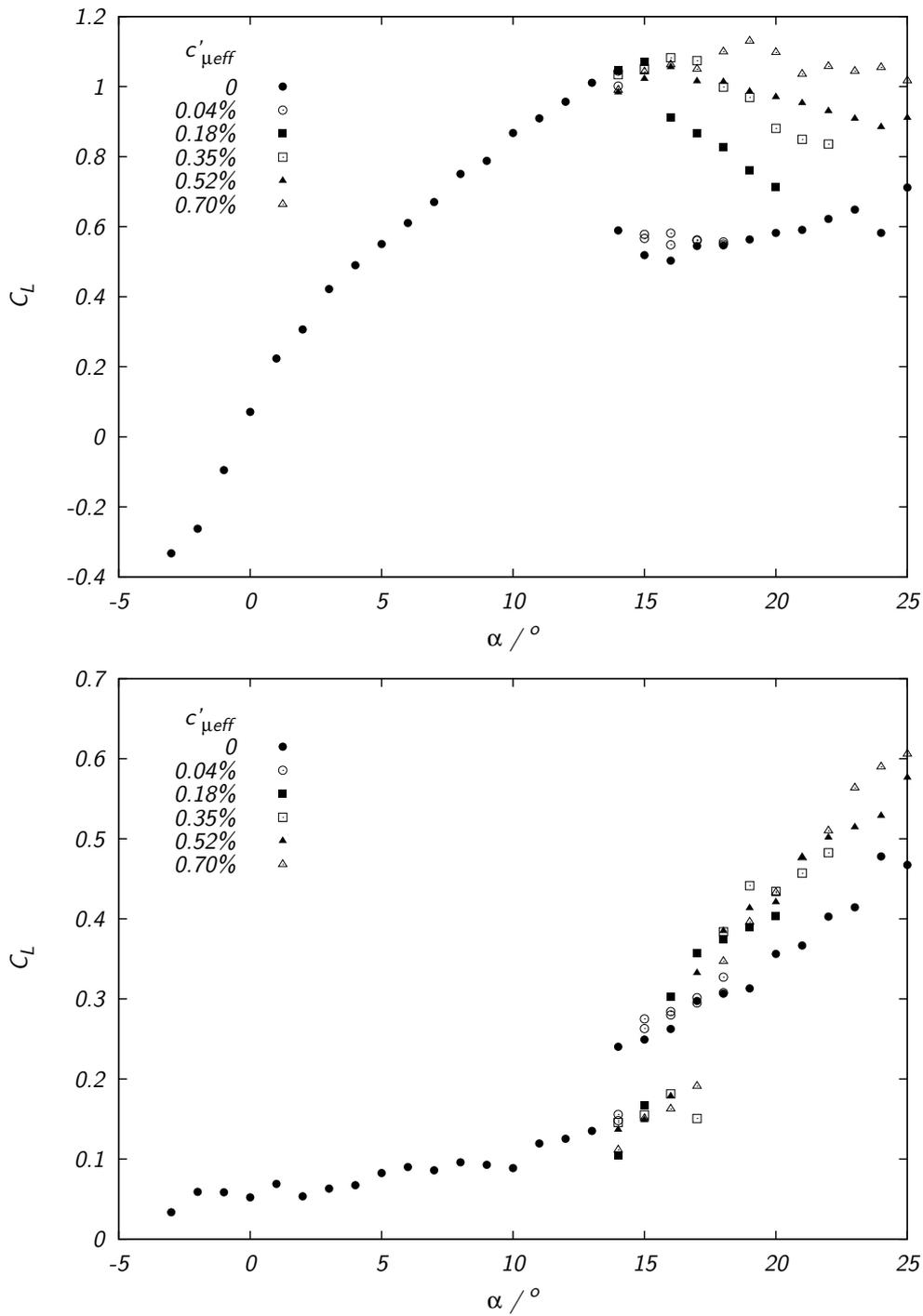


Abb. 4.26: $Re = 6.5 \cdot 10^4$, dimensionslose Anregungsfrequenz $F^+ = 0.5$

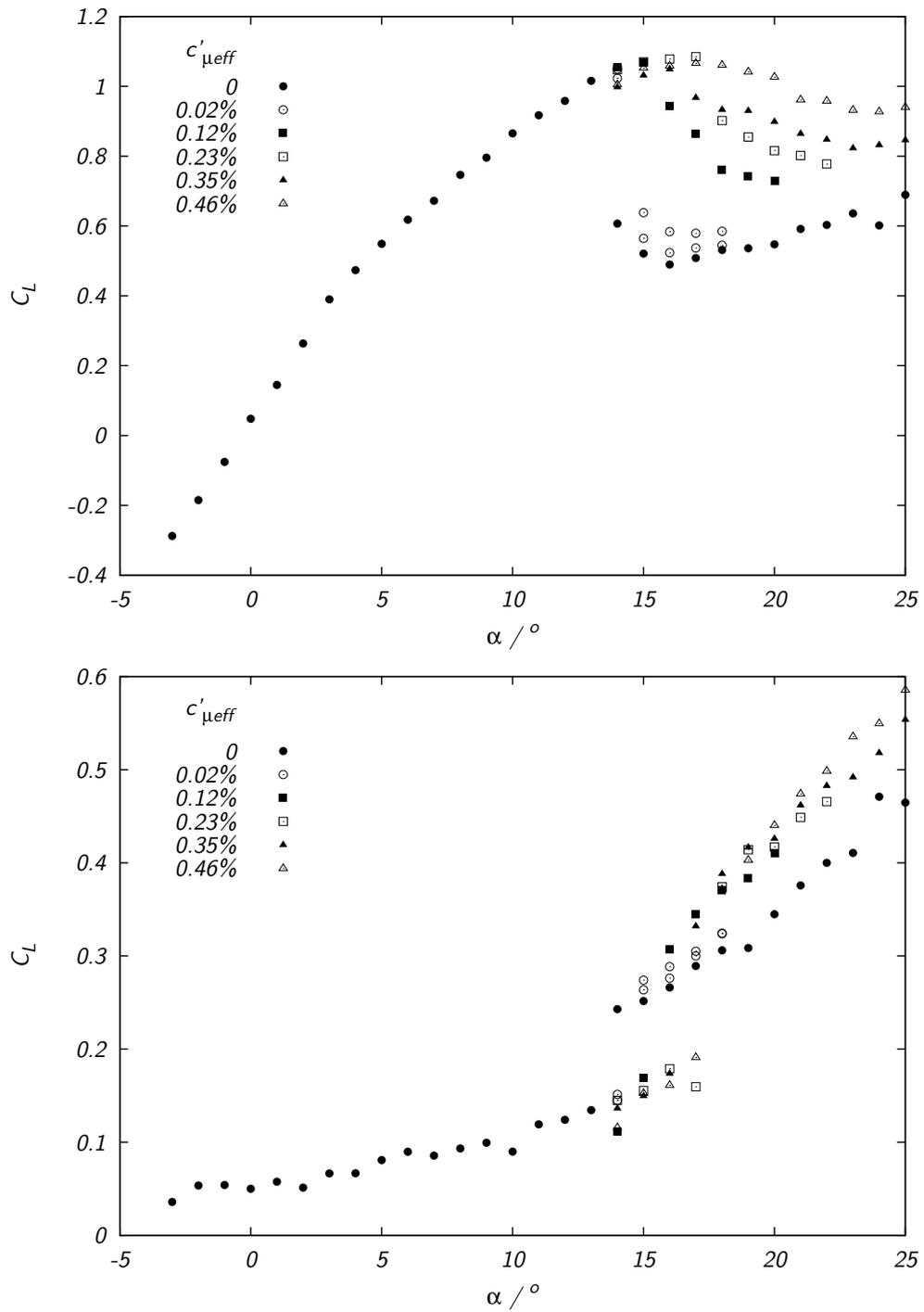


Abb. 4.27: $Re = 8.0 \cdot 10^4$, dimensionslose Anregungsfrequenz $F^+ = 0.5$

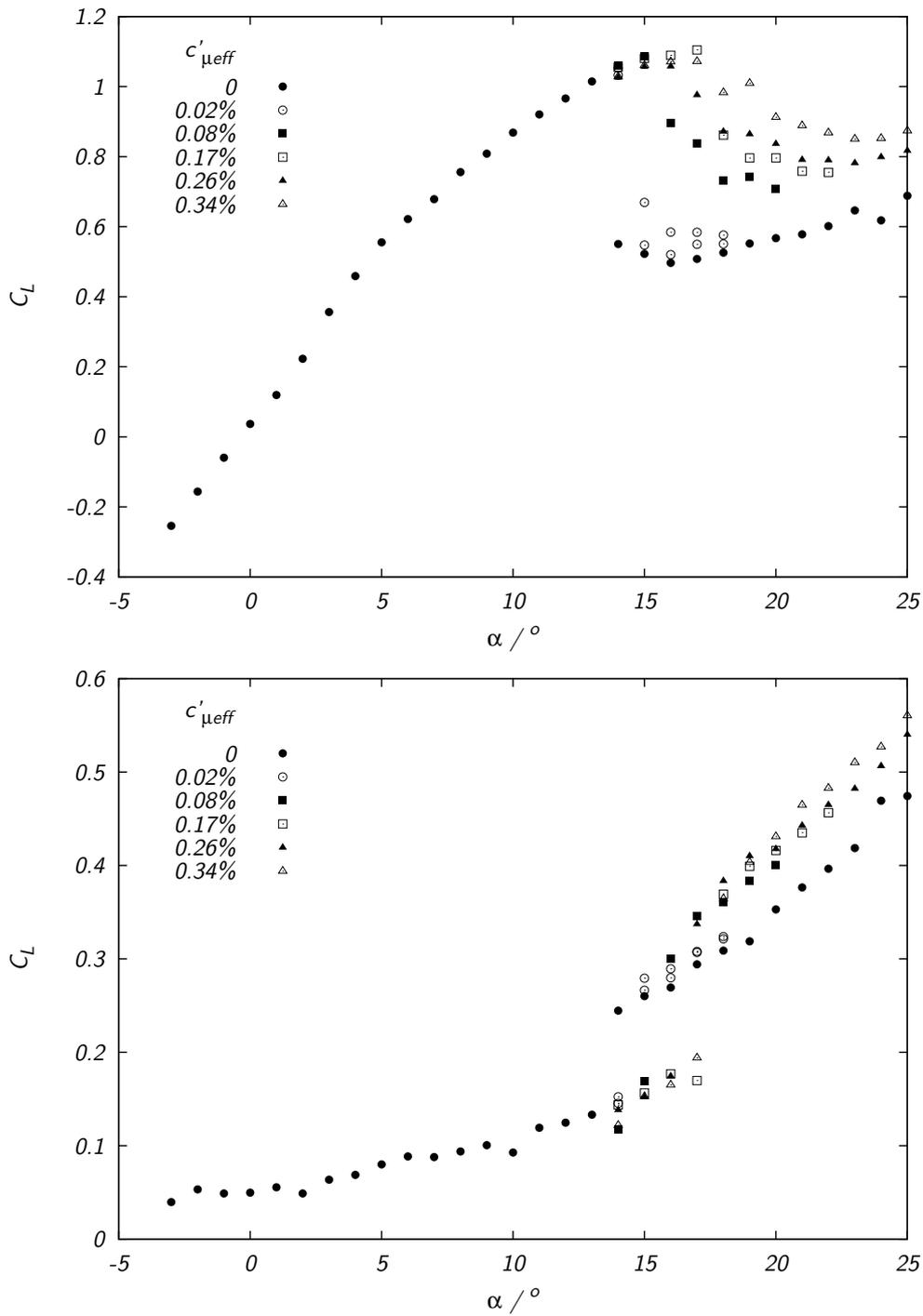


Abb. 4.28: $Re = 9.3 \cdot 10^4$, dimensionslose Anregungsfrequenz $F^+ = 0.5$

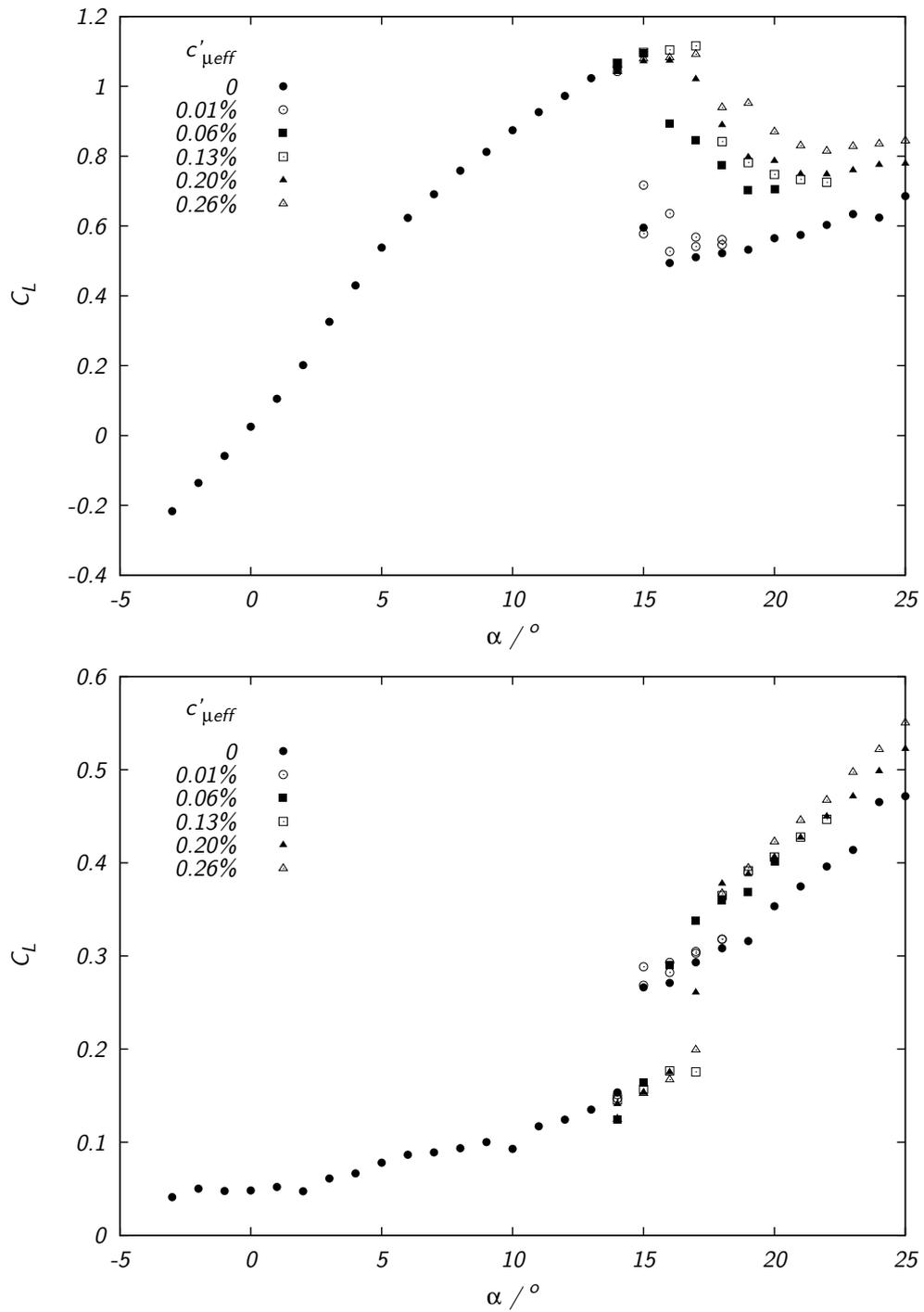


Abb. 4.29: $Re = 1.06 \cdot 10^5$, dimensionslose Anregungsfrequenz $F^+ = 0.5$

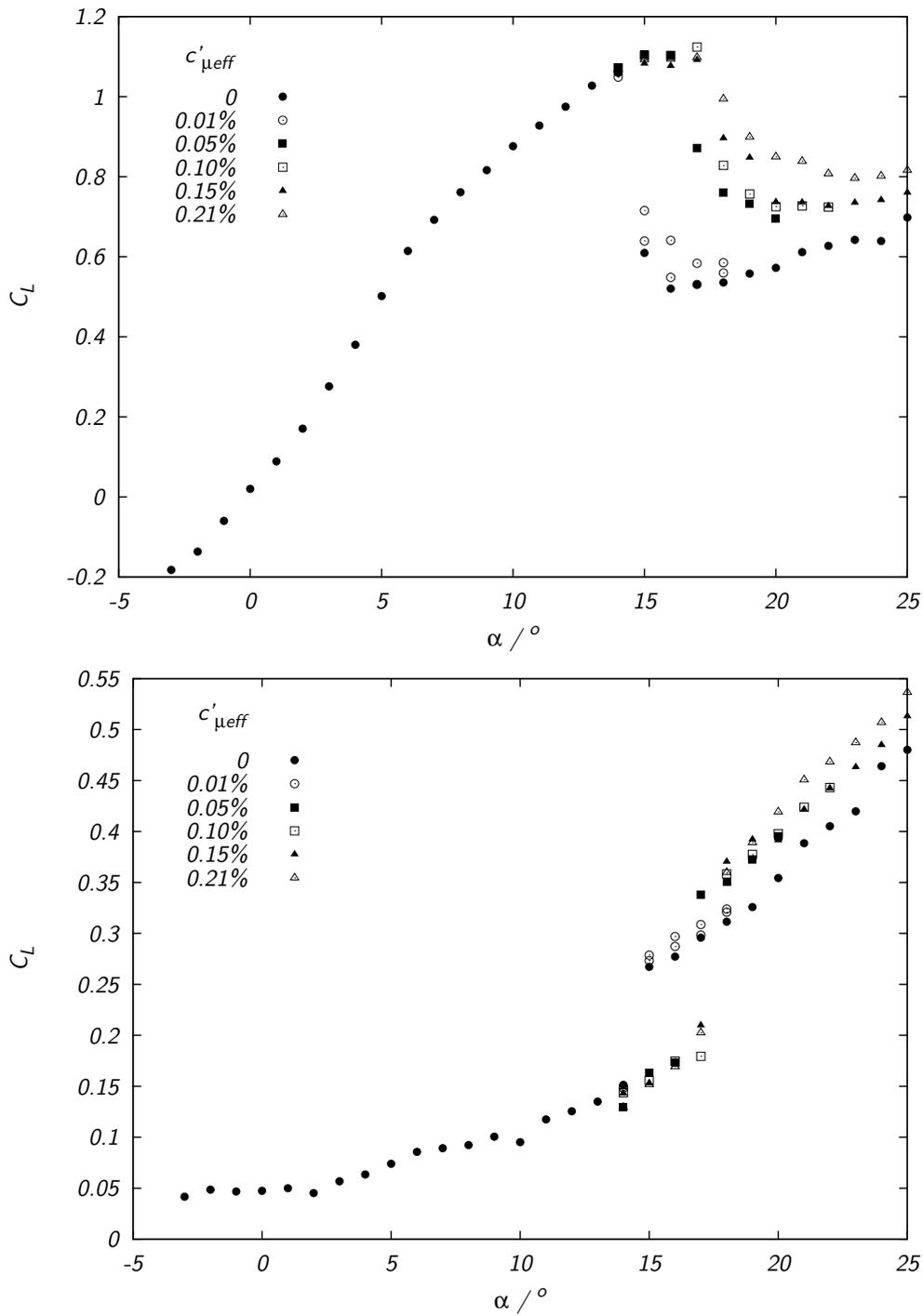


Abb. 4.30: $Re = 1.20 \cdot 10^5$, dimensionslose Anregungsfrequenz $F^+ = 0.5$

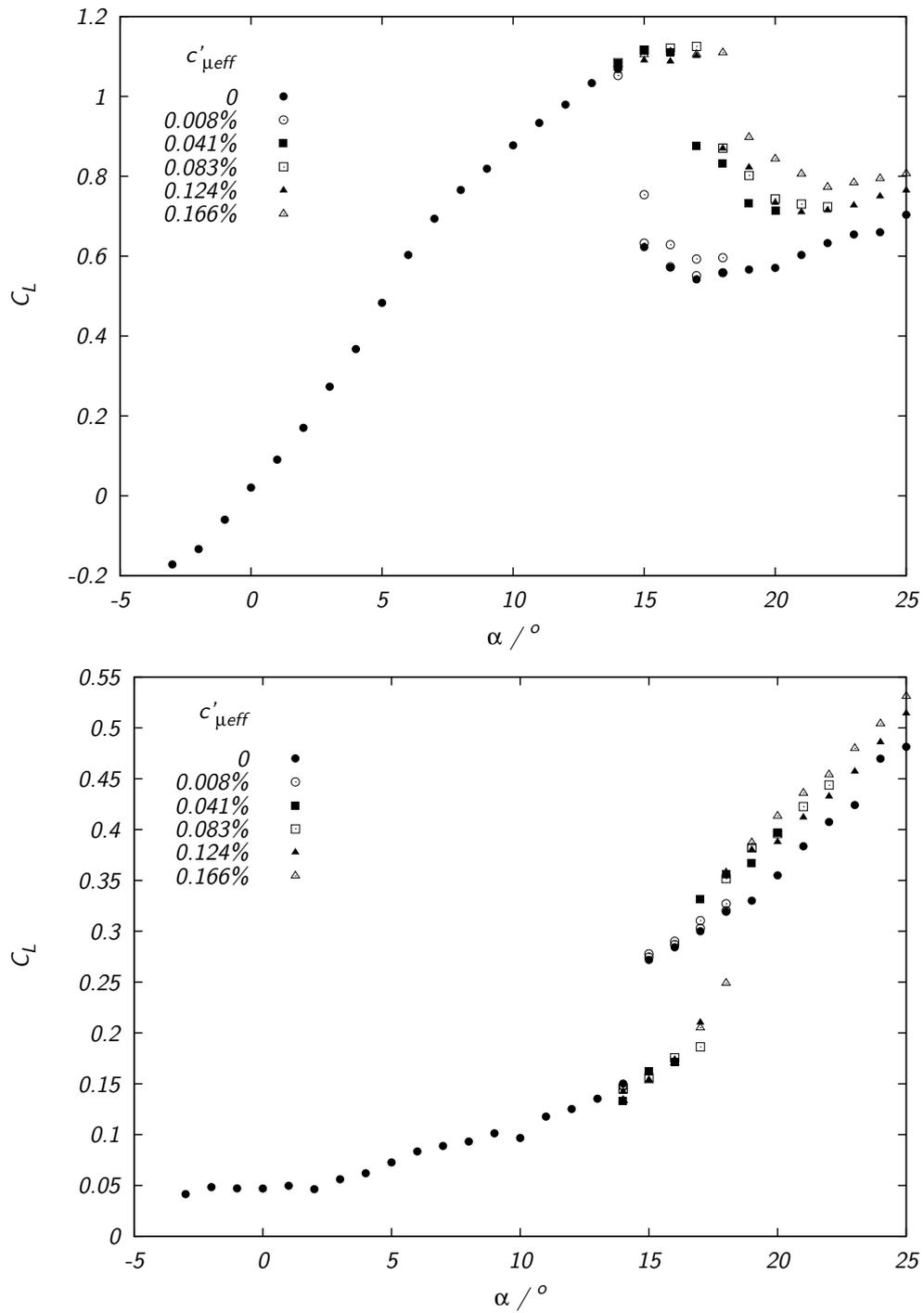


Abb. 4.31: $Re = 1.33 \cdot 10^5$, dimensionslose Anregungsfrequenz $F^+ = 0.5$

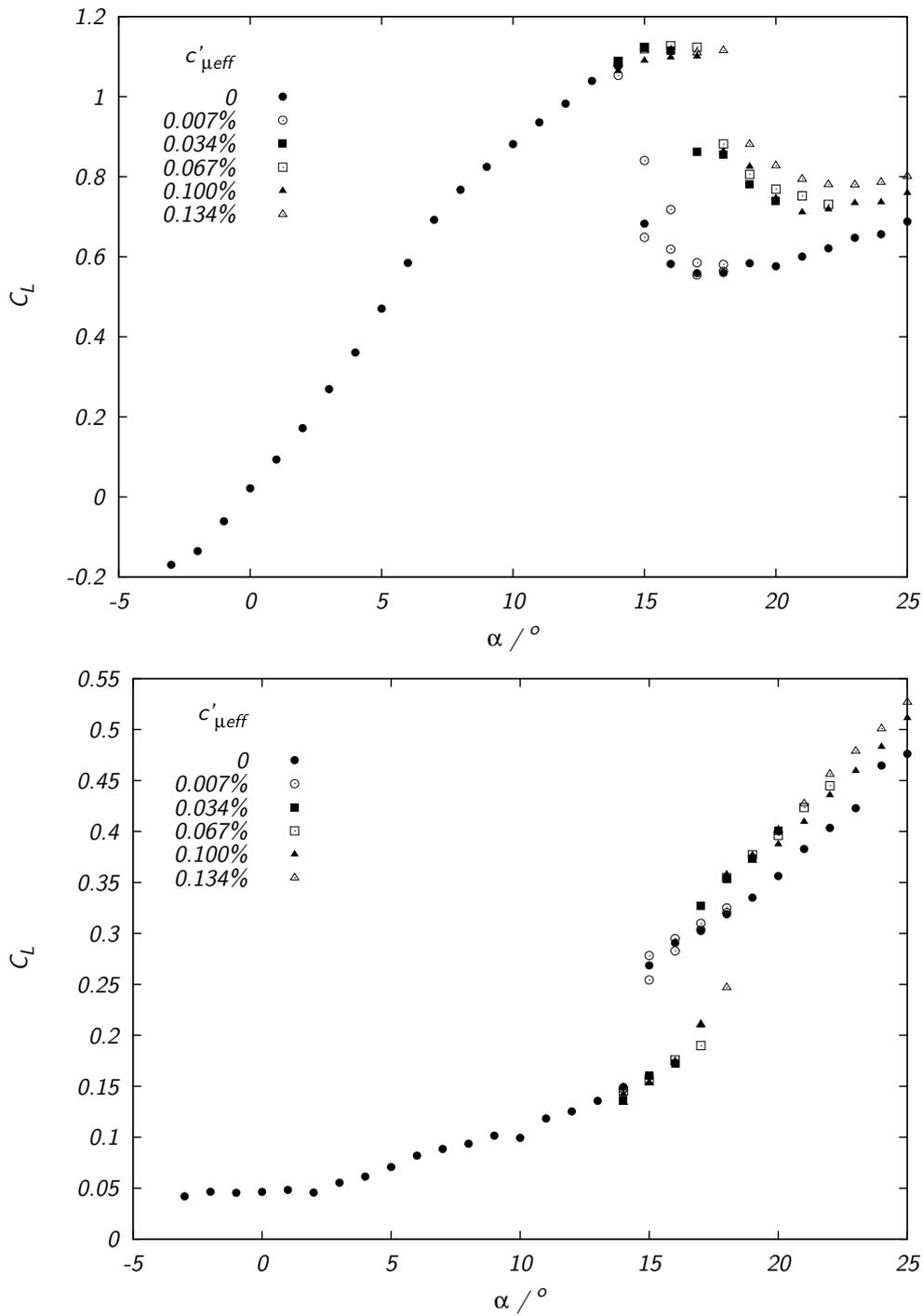


Abb. 4.32: $Re = 1.48 \cdot 10^5$, dimensionslose Anregungsfrequenz $F^+ = 0.5$

4.2.3 Direkter Vergleich der zeitlich periodischen elektromagnetischen Anregung mit oszillierendem Ausblasen und Absaugen

Ein wesentlicher Gesichtspunkt bei der Auswahl der für die Experimente vorzusehenden Profilform war das Vorhandensein von Vergleichsdaten zur mit alternativen Methoden vorgenommenen Kontrolle abgelöster Strömungen mit periodischer Anregung. Das ist für das NACA 0015 gegeben, es sind sowohl Daten zum Kennlinienverlauf, als auch zur Abhängigkeit des maximal erzielbaren Auftriebskoeffizienten vom effektiven Impulskoeffizienten in der frei zugänglichen Literatur (siehe [4]) publiziert, letztere für das sehr ähnliche NACA 0012.

Abbildung 4.33 zeigt einen Vergleich der Kennlinien des hier untersuchten NACA 0015 bei $Re = 5.2 \cdot 10^4$ mit den in Abbildung 22a von [4] für ein NACA 0015 bei $Re = 1.5 \cdot 10^5$ gegebenen. Da [4] nicht die Primärquelle ist und es keine weiteren Aussagen zur Beschaffenheit des Profils, vor allem seines Streckungsverhältnisses, gibt, wurde angenommen, dass die C_L - α -Daten, wie gängige Praxis, zur Publikation auf ein unendliches Streckungsverhältnis umgerechnet wurden. Die Originalpublikation [27] stand hier nicht zur Verfügung. Deshalb wurden auch die hier sonst unkorrigiert wiedergegebenen Daten für das elektromagnetisch beeinflusste NACA 0015 für die Darstellung in Abbildung 4.33 auf unendliches Streckungsverhältnis umgerechnet. Die Korrektur (siehe z.B. [28]) betrifft lediglich den einem Auftriebsbeiwert zuzuordnenden Winkel. Die Umrechnung erfolgt nach der Gleichung

$$\alpha_2 = \alpha_1 + \frac{C_L}{\pi} \left(\frac{c_2}{s_2} - \frac{c_1}{s_1} \right). \quad (4.11)$$

Bei unendlicher Streckung, d.h. $s_2 \rightarrow \infty$, und für $c_1 = 0.16$ m und $s_1 = 0.24$ m ergibt sich die geringfügige Korrektur von $\alpha_2 \approx \alpha_1 - 0.2122 \cdot C_L$. Bei der sehr geringen Streckung, die hier vorliegt, wird diese Korrektur jedoch nicht dazu führen können, dass sich die C_L - α -Verläufe decken, da sie nicht in der Lage ist, den ausgeprägten Einflüssen der Endeffekte bei Flügeln kleiner Streckung [29] Rechnung zu tragen.

Unter Beachtung des oben gesagten und des zusätzlich vorhandenen Reynoldszahlunterschiedes, kann die Übereinstimmung der unbeeinflussten Kennlinien beider Profile als recht gut betrachtet werden. Die maximal erreichten Auftriebsbeiwerte stimmen sehr gut überein, allerdings erfolgt der Strömungsabriss nach den Daten von [4] ein Winkelinkrement später. Die Wirkung einer Anregung mit $c'_{\mu eff} = 0.06\%$ und $F^+ = 0.5$ bzw. $c'_{\mu eff} = 0.1\%$ und $F^+ = 1.5$ ist ebenfalls gut vergleichbar. Lediglich das, nach dem Absinken bei $\alpha = 16^\circ$ stattfindende, Wiederansteigen des Auftriebsbeiwerts bei $\alpha = 18^\circ$ zeigen die Messungen mit Lorentzkraft nicht. Der maximal eingestellte effektive Impulskoeffizient des in [4] gegebenen Datensatzes beträgt $c'_{\mu eff} = 1.3\%$ bei $F^+ = 1.5$. Die damit gemessene Kennlinie wird hier mit einer beim maximalen vermessenen Impulskoeffizienten von $c'_{\mu eff} = 1.11\%$ bei $F^+ = 0.5$ aufgenommenen Kennlinie verglichen. Hier zeigen sich zwei Unterschiede: einerseits

resultiert das oszillierende Ausblasen und Absaugen in einer Erhöhung des Auftriebsbeiwertes bei kleinen Anstellwinkeln, das bei der periodischen elektromagnetischen Anregung fehlt; andererseits wird der maximale Auftriebsbeiwert bei kleineren Anstellwinkeln erreicht. Die Beträge der maximalen Auftriebsbeiwerte stimmen jedoch gut überein.

Abbildung 4.34 zeigt die aus den in Abschnitt 4.2.2 wiedergegebenen Kennlinien gewonnenen maximalen Auftriebsbeiwerte über dem effektiven Impulscoeffizienten im Vergleich zu den an ähnlichen Profilen mit oszillierendem Absaugen und Ausblasen gemessenen Daten. Der maximale Auftriebsbeiwert

$$\Delta C_{Lmax}(c'_{\mu eff}, Re) = C_{Lmax}(c'_{\mu eff}, Re) - C_{Lmax}(c'_{\mu eff} = 0, Re) \quad (4.12)$$

ist die Differenz der bei einer Reynoldszahl mit und ohne Anregung maximal erreichten Auftriebscoeffizienten. Dabei unterscheidet sich der Anstellwinkel, bei dem ohne Anregung der maximale Auftriebsbeiwert gemessen wird, in der Regel von demjenigen, bei dem unter Einfluss der Anregung der Maximalauftrieb auftritt. Den verglichenen Daten liegen jeweils leicht bis stark unterschiedliche Bedingungen zugrunde, weshalb eine gewisse Divergenz unvermeidbar ist. Die bei ähnlicher Reynoldszahl $Re = 2.4 \cdot 10^5$ bzw. $Re = 5 \cdot 10^5$ und vergleichbarer Anregungsfrequenz $F^+ = 1.5$ und $F^+ = 1.3$ an einem NACA 0012 (Abb. 23b in [4]) und einem Profil nach Lorber [30] (Abb. 14 in [10]) gemessenen Werte stimmen gut überein. Die Daten nach [4] werden außerdem so ausgezeichnet durch neuere Messungen (Abb. 6a aus [2]) bestätigt, dass sich die Punkte überdecken und auf eine Eintragung der Daten aus [2] verzichtet wurde. Lediglich die bei kompressibler Strömung an einem NACA 0015 gemessenen Werte (Abb. 10 und Abb. 14 aus [31]) weichen stärker ab, wofür der Einfluss der Mach-Zahl und die um 2 Größenordnungen höhere Reynoldszahl verantwortlich sein mag. Auch ist die Streuung der Werte selbst recht hoch. Für die elektromagnetische Anregung sind alle Wertepaare aus dem Reynoldszahlbereich $Re = 5.2 \cdot 10^4$ bis $Re = 5.2 \cdot 10^4$ eingetragen, wobei die Anregungsfrequenz mit $F^+ = 0.5$ konstant war. Aufgrund der unterschiedlichen Reynoldszahlen zeigen die Daten für die elektromagnetische Anregung eine beträchtliche Streuung im Bereich kleiner effektiver Impulscoeffizienten. Vor allem die aus [4] und [10] entnommenen Daten betten sich jedoch sehr gut in den Datenvorrat ein.

Zusammenfassend lässt sich eine gute quantitative Vergleichbarkeit der hier gewonnenen Ergebnisse mit den verfügbaren Literaturdaten feststellen. Der bereits in [1] gezogene Schluss, dass sich die oszillierende Lorentzkraft als Aktuator mit einer den alternativen Anregungsmethoden vergleichbaren Wirksamkeit auffassen lässt, kann somit als bestätigt betrachtet werden.

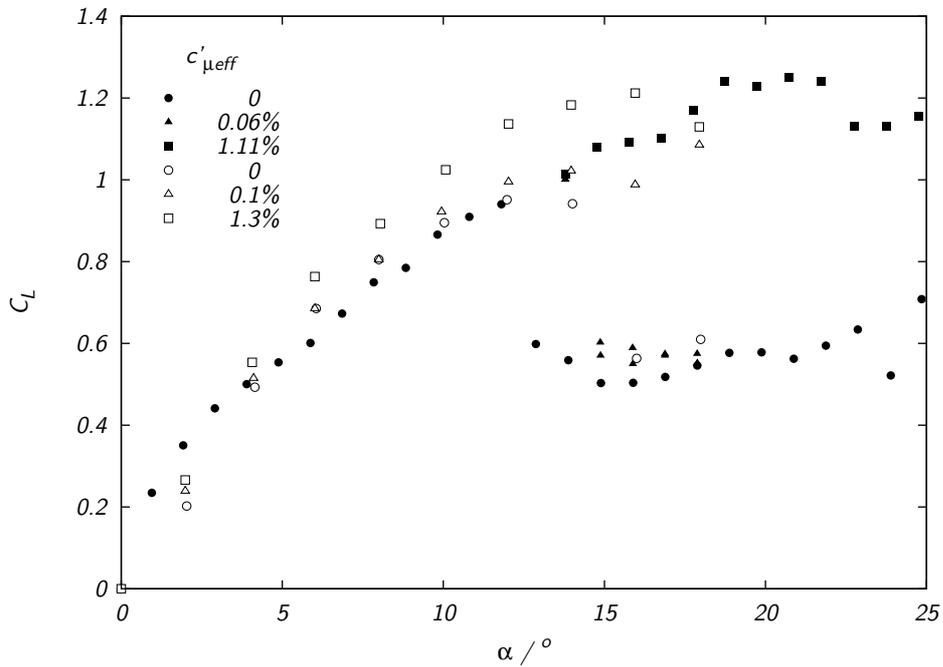


Abb. 4.33: Elektromagnetische Anregung bei $Re = 5.2 \cdot 10^4$, $F^+ = 0.5$ (gefüllte Symbole) und oszillierendes Absaugen/Ausblasen bei $Re = 1.5 \cdot 10^5$, $F^+ = 1.1$ nach [4] (offene Symbole).

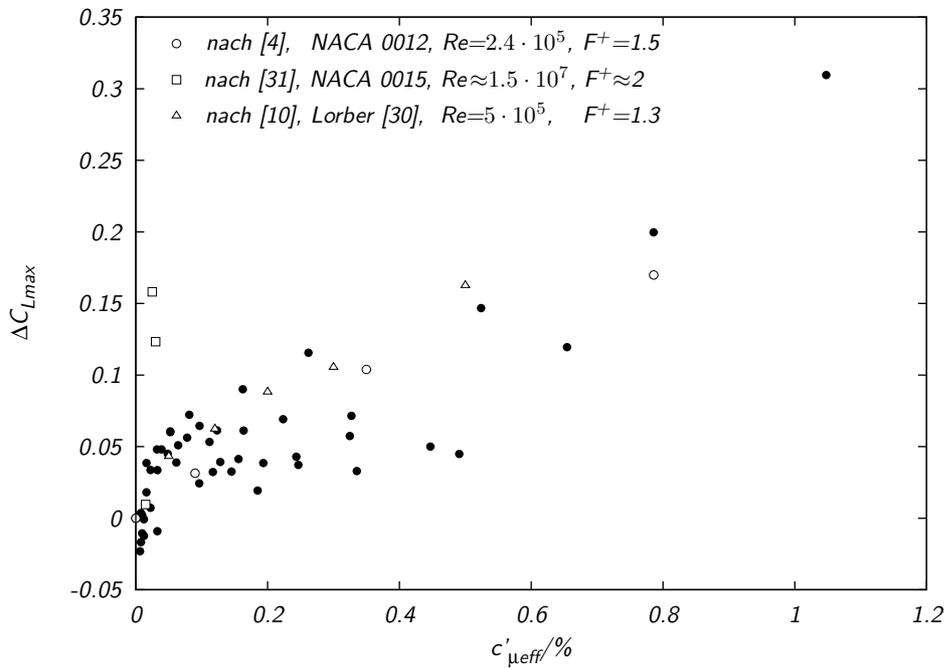


Abb. 4.34: Maximalauftriebsgewinn durch elektromagnetische Anregung am beschriebenen NACA 0015 bei $Re = 5.2 \cdot 10^4 \dots 1.48 \cdot 10^5$, $F^+ = 0.5$ (gefüllte Symbole) und durch oszillierendes Absaugen/Ausblasen an unterschiedlichen Profilen (offene Symbole).

4.2.4 Einfluss der periodischen Anregung auf den erzielbaren Maximalauftrieb

In [1] wurde die Hoffnung geäußert, dass sich die z.B. in [4, 32–34] getroffene Aussage zur 2 bis 3 [32] Größenordnungen höheren Effizienz der oszillatorischen Anregung gegenüber der stationären Beeinflussung auf den Einsatz der Lorentzkraft übertragen lässt. Der hier zusammengetragene Wertevorrat ermöglicht nun eine, zumindest für das NACA 0015 im Bereich $Re = 5.2 \cdot 10^4 \dots 1.48 \cdot 10^5$ gültige, qualifizierte Aussage zu dieser Erwartung.

Im oberen Diagramm von Abbildung 4.36 sind zunächst nochmals die maximalen Auftriebsgewinne nach Gleichung 4.12 nach der Reynoldszahl unterschieden über dem effektiven Impulskoeffizienten aufgetragen. Das untere Diagramm enthält ausserdem die für den vermessenen Bereich des Impulskoeffizienten verfügbaren Werte bei stationärer Lorentzkraft aus [14]. Diese umfassen Daten für ein NACA 0015 und zwei PTL IV in einem Reynoldszahlbereich von $Re = 2.9 \cdot 10^4 \dots 3.7 \cdot 10^5$. Trotz der insgesamt beträchtlichen Streuung lässt sich gut erkennen, dass sich kein größenordnungsmäßiger Unterschied zwischen beiden Beeinflussungsarten ergibt. Vielmehr liegen die Punkte angesichts der insgesamt hohen Varianz recht eng beieinander.

Abgesehen von der unerfüllten Erwartung hinsichtlich der Effizienzsteigerung, ergibt sich zunächst ein scheinbarer Widerspruch zu dem in Abbildung 4.1 von [1] getroffenen Vergleich von stationärer und oszillierender Anregung an einem 17° angestellten PTL IV bei $Re = 5 \cdot 10^4$ und der darauf basierenden Aussage „Im Vergleich zur Wirkung einer stationären Lorentzkraft ist der für eine vergleichbare Auftriebssteigerung einzutragende Impuls deutlich (bis zum Faktor 14) geringer.“ in der Zusammenfassung von [1].

Dass diese Aussage nicht falsch ist, kann, wie im folgenden erläutert wird, auch aus den hier vorgelegten Ergebnissen extrapoliert werden, dass die Aussage ausserdem nicht im Widerspruch zu der aus Abbildung 4.36 ableitbaren steht, bedarf einer eingehenderen Betrachtung der Strömungsproblematik, die im Anschluss erfolgt.

Abbildung 4.1 aus [1] zeigt, dass ein Wiederanlegen der Strömung bei diesem Anstellwinkel bei periodischer Anregung schon bei $c'_{\mu eff} \approx 0.1\%$, bei stationärer Beeinflussung jedoch erst bei $C_\mu \approx 1.4\%$ erfolgt. Diese Aussage kann nicht direkt nachvollzogen werden, da für das NACA 0015 keine Daten mit stationärer Kraftwirkung vorliegen. Ein direkter Vergleich der Kraftwirkungen anhand des NACA 0015 war nicht geplant. Jedoch lassen auch die vorliegenden Ergebnisse eine Abschätzung der Effekte zu. Dazu sei Abbildung 4.13 für die oszillierende Anregung bei $Re = 8 \cdot 10^4$, $\alpha = 17^\circ$ mit den, die stationäre Beeinflussung am PTL IV wiedergebenden, Abbildungen 4.1 und 4.2 verglichen. Diese wurden für $Re = 6.5 \cdot 10^4$ und $\alpha = 15^\circ$ sowie $\alpha = 16^\circ$ aufgenommen. Weil sich Reynoldszahl, Anstellwinkel und Profilform unterscheiden, ist dieser Vergleich natürlich eher von orientierender Natur. Aus Abbildung 4.13 lässt sich der für das Wiederanlegen der Strömung nötige effektive Impulskoeffizient zu $c'_{\mu eff} \approx 0.16\%$ bestimmen, daraus folgt ein Auftriebsgewinn von $\Delta C_L \approx 0.4$. Das

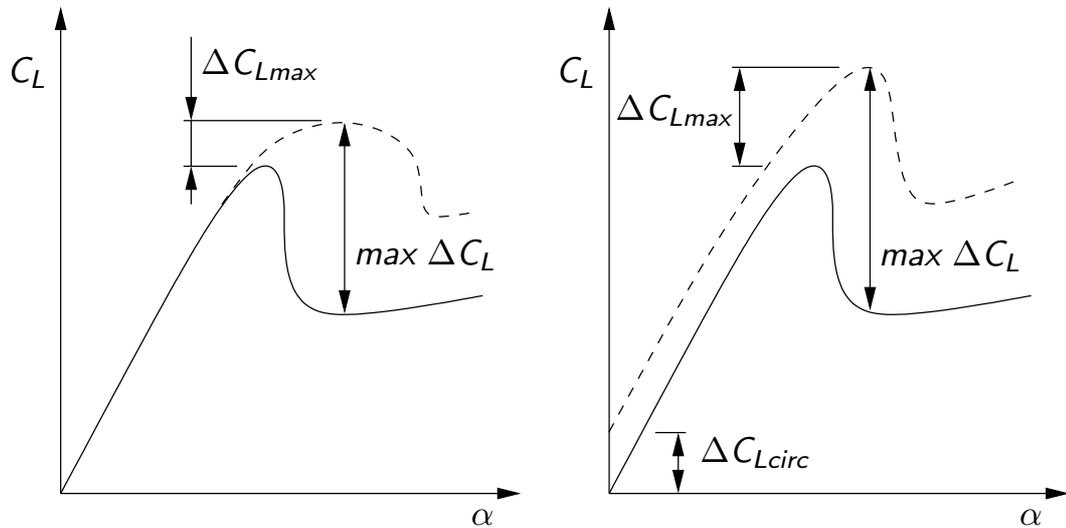


Abb. 4.35: Vergleich der prinzipiellen Unterschiede von periodischer (links) und stationärer (rechts) Lorentzkraftwirkung auf die Profilkennlinie.

Wiederanlegen (aufwärts gerichteter Zweig der Hysterese!) der Strömung erfolgt in 4.1 bei $C_{\mu EMHD} \approx 1.4\%$ und resultiert in $\Delta C_L \approx 0.5$. Die Steigerung fällt in 4.2 mit $\Delta C_L \approx 0.8$ größer aus, jedoch ist hier ein $C_{\mu EMHD} \approx 2.1\%$ nötig. Der Vergleich der Abbildungen 4.13 und 4.1 ergibt für ähnliche Wirkung einen um den Faktor 9 geringeren Impulskoeffizienten bei oszillierender Anregung. Um Abbildung 4.13 und 4.2 auszuwerten, sei abgeschätzt, dass $C_{\mu EMHD} = 2.1\%/2$ in $\Delta C_L \approx 0.8/2 = 0.4$ resultiert, damit die Auftriebssteigerungen vergleichbar bleiben. Hier erhält man immer noch einen Faktor 7, um den die oszillierende Anregung weniger Impuls benötigt, als die stationäre Beeinflussung.

Der Auftriebsgewinn bei festem Anstellwinkel, der z.B. dem in Abbildung 4.35 eingetragenen $max \Delta C_L$ entsprechen kann, wird also bei oszillierender Anregung reproduzierbar mit deutlich geringerem Impulseintrag erreicht, als bei stationärer Beeinflussung. Zur Bewertung der mit einer Kontrollmethode erzielbaren Verbesserung der Profileigenschaften ist jedoch primär nicht von Interesse, wie stark der Auftrieb bei einem festgehaltenen Anstellwinkel im Vergleich zum Wert bei abgerissener Strömung gesteigert werden kann, sondern wie weit sich der maximal erreichbare Auftriebsbeiwert steigern lässt. Letzteres wird mit der Größe ΔC_{Lmax} nach Gleichung (4.12) bewertet. Daten solcher Art standen in [1] nicht zur Verfügung, ihre Ermittlung war vielmehr ein hier verfolgtes Ziel. Zur Illustration der verschiedenen Größen sollen die Skizzen in Abbildung 4.35 dienen, die gleichzeitig die grundlegenden Unterschiede zwischen beiden Beeinflussungsarten erläutern soll. Die Kennlinie des unbeeinflussten Profils ist durchgezogen dargestellt, die unter Wirkung der Lorentzkraft gestrichelt.

Zunächst ist augenfällig, dass die bei stationärer Beeinflussung schon bei paralleler Anströmung des Profils auftretende Auftriebserhöhung durch die von der Lorentzkraft eingetragenen Zirkulation ΔC_{Lcirc} bei periodischer Anregung entfällt. Zudem verläuft die Kennlinie bei periodischer Anregung im Bereich des Auftriebsmaximums relativ flach. Eine Steigerung des Impulskoeffizienten verändert die Kennlinie unterhalb des zum vorherigen Auftriebsmaximums gehörenden Anstellwinkels nicht merklich (siehe Abschnitt 4.2.2), sondern verschiebt den Ort des Auftriebsmaximums zu höheren Anstellwinkeln. So ist erklärlich, dass bei leicht über dem kritischen Winkel liegenden Profilneigungen schon mit sehr schwacher oszillierender Lorentzkraft eine quasi angelegte Strömung realisierbar ist. Daraus folgt jedoch nicht zwingend eine vergleichbare Erhöhung des maximalen Auftriebsgewinns ΔC_{Lmax} .

In [14] wurde festgestellt, dass die bei anliegender Strömung erzielte Steigerung des Auftriebskoeffizienten durch Einsatz einer stationären Lorentzkraft proportional zur Quadratwurzel aus dem Impulskoeffizienten ist. Dieses Verhalten tritt auch bei Ausblasversuchen auf und ist charakteristisch für die Auftriebserhöhung durch den Eintrag zusätzlicher Zirkulation (siehe z.B. [35]). Dies hat besonders für die hier betrachteten sehr kleinen Werte des Impulskoeffizienten eine überproportionale Steigerung des Auftriebskoeffizienten mit dem Impulskoeffizienten zur Folge, die sich auch noch direkt in eine Steigerung des maximalen Auftriebskoeffizienten umsetzen lässt, da sie die Kennlinie quasi parallelverschiebt. Zu diesem Auftriebsgewinn kommt noch der durch die Verzögerung der Ablösung erzielte hinzu.

Da wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt, der quantitative Vergleich der hier gewonnenen Daten mit den aus der Literatur für die periodische Anregung in vergleichbaren Fällen zur Verfügung stehenden Daten eine gute bis sehr gute Übereinstimmung ergab, sollte zur Ergründung der Ursache für die Diskrepanz von erwarteter und gefundener Effizienzsteigerung die Erwartungshaltung überprüft werden.

Die in [4, 32–34] relativ pauschal getroffenen Aussagen zur Effizienz werden bei sorgfältiger Sichtung des zur Verfügung gestellten Datenmaterials tatsächlich nur bei ausgewählten Hochauftriebskonfigurationen, d.h. vornehmlich beim Anregen der abgelösten Strömung über der stark angestellten Klappe eines Profils bei sonst anliegender Strömung, erzielt. Sie sind aber offenbar nicht ohne weiteres auf andere Strömungskonfigurationen übertragbar.

In diesem Vorhaben war es jedoch ausdrückliches Ziel, die Strömungseigenschaften eines ungeteilten Profils soweit zu verbessern, dass es mit den von Hochauftriebskonfigurationen, d.h. Profilen mit Klappen, erreichten Auftriebsbeiwerten konkurrieren kann. Dieses Ziel wurde erreicht [14], jedoch zum Preis eines in der Extrapolation als unverhältnismäßig hoch einzuschätzenden Energiebedarfs.

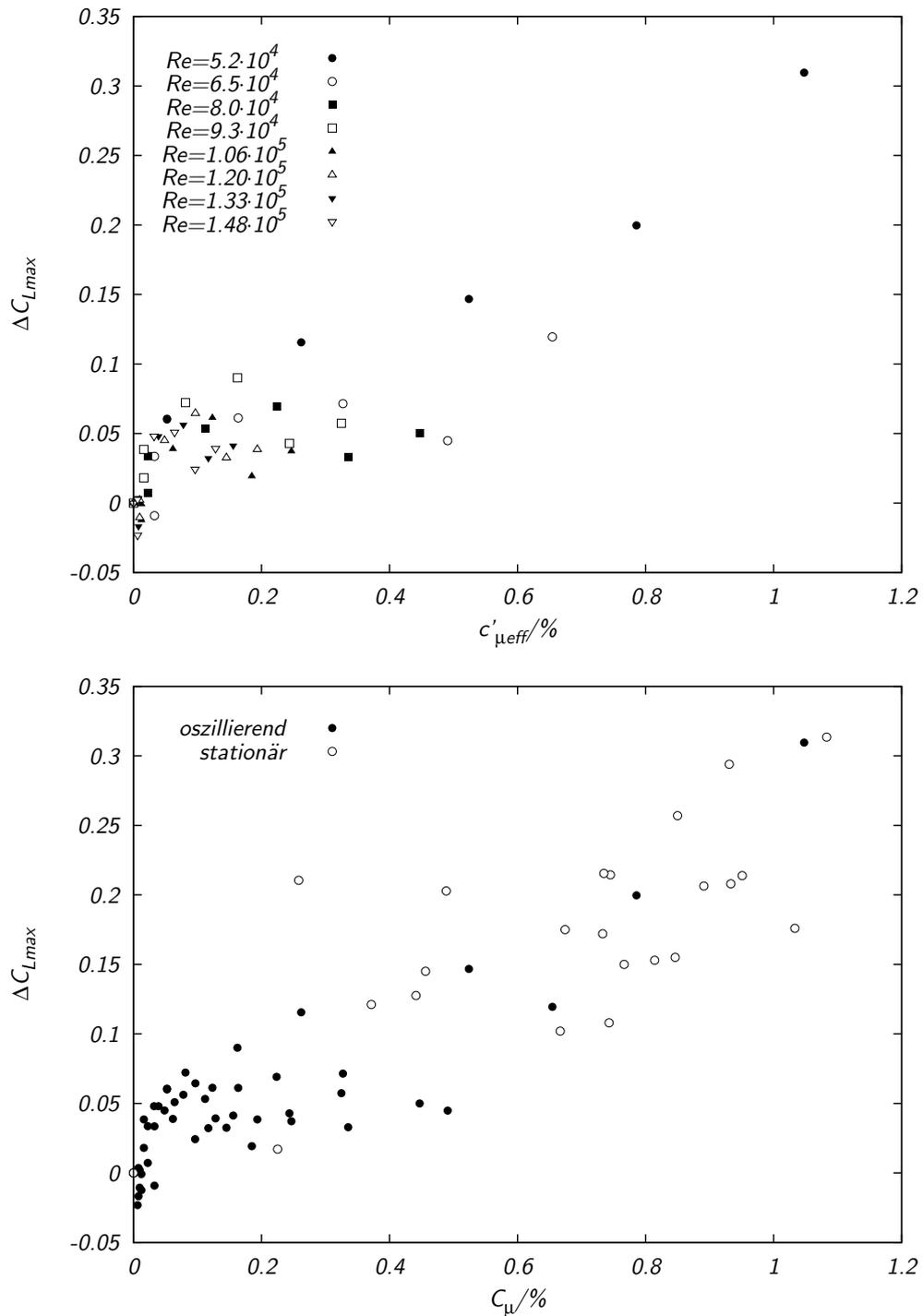


Abb. 4.36: Erzielbare Verbesserung des Maximalauftriebsbeiwertes bei verschiedenen Reynoldszahlen, sinusförmiger Anregung und $F^+ = 0.5$ (oben). Vergleich mit stationärer Kontrolle (unten).

5 Zusammenfassung

Am geschlossenen Elektrolytkanal des FZR wurden Versuchsreihen zur periodischen Anregung abgelöster Strömungen mit elektromagnetischen Kräften an einem NACA 0015 Profil durchgeführt. Der untersuchte Reynoldszahlbereich umfasste $5.2 \cdot 10^4 \leq Re \leq 1.4 \cdot 10^5$. Ziel der Arbeiten war es, durch geeignete Auswahl des Elektrodenmaterials und der anderen Ruderbestandteile einen korrosionsbeständigen Versuchsaufbau zu realisieren, der es ermöglicht, für einen quantitativen Vergleich mit Literaturdaten geeignete Versuchsdaten zu ermitteln. Dabei sollten die am im vorhergehenden Bericht [1] verwendeten PTL IV gewonnenen Ergebnisse ergänzt und gestützt werden, da deren Verwertbarkeit aufgrund der dort starken Korrosionserscheinungen eingeschränkt war.

Alle wesentlichen Phänomene: charakteristische Anregungsfrequenz, Anregungsamplituden, resultierende Auftriebssteigerungen, lassen sich sehr gut mit den bei anderen Anregungsmethoden aufgefundenen vergleichen. Diese Aussage konnte durch die direkte quantitative Gegenüberstellung von Kennlinien und beobachteten maximalen Auftriebsgewinnen hinterlegt werden.

Ein Vergleich der Wirksamkeit von stationärer Beeinflussung und oszillierender Anregung mit elektromagnetischen Kräften ergab jedoch keine deutliche Präferenz für die oszillierende Anregung. Die Ursache dafür liegt in der, offensichtlich für die oszillierende Anregung ungünstigen, Strömungskonfiguration an den bearbeiteten ungeteilten Profilen. Die erhöhte Effizienz der periodische Anregung tritt offenbar vor allem im Bereich von Hochauftriebskonfigurationen, d.h. abgelösten Strömungen über Flügelendklappen, auf.

Im Verlauf der Versuche konnten jedoch einige durchaus neue bzw. bisher wenig untersuchte Phänomene beim Verhalten des Auftriebs- und Widerstandsbeiwertes bei steigendem Impulskoeffizienten und vor allem zum Einfluss der Wellenform der Anregung gewonnen werden. Dort liegen noch Reserven zur Effizienzsteigerung, die zwar keine größenordnungsmäßigen, aber doch sehr deutliche Erhöhungen erwarten lassen. Eine weitergehende Verbesserung der Effektivität ist vermutlich nur beim Übergang zu Hochauftriebskonfigurationen möglich, welche jedoch im Vorhaben bewusst ausgeschlossen waren.

Literaturverzeichnis

- [1] WEIER, T., G. GERBETH, L. LAMMERS und L. HOFFMANN: *Elektromagnetisches Hochleistungsrudder IV: Oszillierende Anregung der abgelösten Strömung*. Technischer Bericht FZ Rossendorf, 2002.
- [2] GREENBLATT, D. und I.J. WYGNANSKI: *Effect of Leading-Edge Curvature on Airfoil Separation Control*. J. Aircraft, 40(3):473–481, 2003.
- [3] SEIFERT, A. und L.G. PACK: *Compressibility and Excitation Location Effects on High Reynolds Numbers Active Separation Control*. J. Aircraft, 40(1):110–119, 2003.
- [4] GREENBLATT, D. und I.J. WYGNANSKI: *The control of flow separation by periodic excitation*. Prog. Aero. Sci., 36:487–545, 2000.
- [5] AMITAY, M. und A. GLEZER: *Role of Actuation Frequency in Controlled Flow Reattachment over a Stalled Airfoil*. AIAA Journal, 40(4):209–216, 2002.
- [6] AMITAY, M. und A. GLEZER: *Synthetic Jets*. Annu. Rev. Fluid Mech., 34:503–529, 2002.
- [7] AMITAY, M., B.L. SMITH und A. GLEZER: *Aerodynamic Flow Control Using Synthetic Jet Technology*. In: *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, January 12–15 1998. also as AIAA–98–0208 paper.
- [8] WEIER, TOM, GERBETH, GUNTER, FEY, UWE, MUTSCHKE, GERD, POSDZIECH, OLIVER, PLATACIS, ERNEST und LIELAUSIS, OLGERTS: *Some results on electromagnetic control of flow around bodies*. In: *Int. Symp. on Seawater Drag Reduction*, Seiten 229–235, July 22–23 1998.
- [9] TANEDA, SADATOSHI: *Visual Observations of the Flow past a Circular Cylinder Performing a Rotary Oscillation*. Journal of the Physical Society of Japan, 45(3):1038–1043, September 1978.
- [10] MCCORMICK, D.C.: *Boundary Layer Separation Control with Directed Synthetic Jets*. In: *38th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, January 10–13 2000. also as AIAA–2000–0519 paper.

- [11] BULLIVANT, W.K.: *Tests of the NACA 0015 and NACA 0035 Airfoils in the Full-Scale Wind Tunnel*. Technischer Bericht NACA Report 708, NACA, Washington, 1941.
- [12] FEY, UWE: *Aubau einer Versuchsanlage zur Strömungssichtbarmachung und experimentelle Untersuchungen der Nachlauftransition beim Kreiszyylinder*. Diplomarbeit, Universität Göttingen, Institut für Angewandte Mechanik und Strömungsphysik, 1994.
- [13] WEIER, T., FEY, U., GERBETH, G., LAMMERS, G., HOFFMANN, L., JENSEN, G., LIELAUSIS, O. und PLATACIS, E.: *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder II*. Technischer Bericht FZ Rossendorf, 2001.
- [14] WEIER, T., GERBETH, G., LAMMERS, G., HOFFMANN, L., LIELAUSIS, O. und PLATACIS, E.: *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder III*. Technischer Bericht FZ Rossendorf, 2001.
- [15] ECKELMANN, HELMUT: *Einführung in die Strömungsmesstechnik*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1997.
- [16] JOVANOVIĆ, J.: *Fundamentals of Hot-Wire Anemometry II*. In: *Kurzlehrgang: Grundlagen der Hitzdraht-, Laser-Doppler- und Phasen-Doppler-Anemometrie*. LSTM, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2003.
- [17] JØRGENSEN, F.E.: *How to measure turbulence with hot-wire anemometers – a practical guide*. Dantec Dynamics, Skovlunde, 2002.
- [18] HERINGHAUS, E.: *Trägerfrequenz- und Gleichspannungs-Messverstärker für das Messen mechanischer Größen – ein Systemvergleich aus anwendungstechnischer Sicht*. Messtechnische Briefe, 18(2), 1982.
- [19] ABBOTT, I.H. und A.E. VON DOENHOFF: *Theory of Wing sections*. Dover, New York, 1959.
- [20] MUTSCHKE, G.: *Jahresbericht zu den numerischen Teilaufgaben, Berichtszeitraum Kalenderjahr 2002*. Technischer Bericht FZR, Rossendorf, August 2003.
- [21] HSIAO, F.-B., C.-F. LIU und J.-Y. SHYU: *Control of Wall-Separated Flow by Internal Acoustic Excitation*. AIAA Journal, 28(8):1440–1446, 1990.
- [22] WEIER, T., FEY, U., MUTSCHKE, G., GERBETH, G., LAMMERS, G., HOFFMANN, L., JENSEN, G., LIELAUSIS, O. und PLATACIS, E.: *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder*. Technischer Bericht FZ Rossendorf, 1999.

- [23] SCHNEIDER, L. Persönliche Mitteilung, 2002.
- [24] MARCHMAN, J.F., SUMANTRAN, V. und SCHAEFER, C.G.: *Acoustic and Turbulence Influences on Stall Hysteresis*. AIAA-paper, (86-0170), 1986.
- [25] WU, J.-Z., X.-Y. LU, A.G. DENNY, M. FAN und J.-M. WU: *Post-stall flow control on an airfoil by local unsteady forcing*. J. Fluid Mech., 371:21-58, 1998.
- [26] JACOBS, E.N. und I.H. ABBOTT: *Airfoil section characteristics as affected by variations of the Reynolds number*. Technischer Bericht NACA-Report-586, NACA, 1937.
- [27] DARABI, A.: *The effect of oscillatory blowing on a stalling airfoil*. Diplomarbeit, Tel Aviv University, 1995. in Hebräisch.
- [28] PRANDTL, LUDWIG: *Führer durch die Strömungslehre*. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1956.
- [29] POPE, A.: *Wind Tunnel Testing*. John Wiley & Sons, New York, 1954.
- [30] LORBER, P.F. und F.O. CARTA: *Airfoil Dynamic Stall at Constant Pitch Rate and High Reynolds Number*. J. Aircraft, 25(6):548-556, June 1988.
- [31] SEIFERT, A. und L.G. PACK: *Oscillatory Excitation of Unsteady Compressible Flows over Airfoils at Flight Reynolds numbers*. In: *37th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, January 11-14 1999. also as AIAA-99-0925 paper.
- [32] WYGNANSKI, I.: *Boundary Layer and Flow Control by Periodic Addition of Momentum*. In: *4th AIAA Shear Flow Control Conference*, Snowmass Village, CO, June 29 - July 2 1997. also as AIAA-97-2117 paper.
- [33] SEIFERT, A. und L.G. PACK: *Oscillatory Control of Separation at High Reynolds numbers*. In: *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, January 12-15 1998. also as AIAA-98-0214 paper.
- [34] PACK, L.G. und R.D. JOSLIN: *Overview of Active Flow Control at NASA Langley Research Center*. In: *5th Annual International Symposium on Smart Structures and Materials*, San Diego, March 1998. SPIE.
- [35] POISSON-QUINTON, P. H.: *Einige physikalische Betrachtungen über das Ausblasen an Tragflügeln*. Jahrbuch der WGL, Seiten 29-51, 1956.

Gerd Mutschke
MHD-Abteilung
Forschungszentrum Rossendorf

**Verbundprojekt: Kontrolle der Nichtlinearen Dynamik von
Strömungsgrenzschichten durch elektromagnetische Kräfte – Teilvorhaben:
Numerik und Testkörperbau – VKZ: 13N7722/6**

JAHRESBERICHT

zu den numerischen Teilaufgaben

BERICHTSZEITRAUM: KALENDERJAHR 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kontrolle der turbulenten transienten Umströmung	2
2.1	Simulationsparameter	2
2.2	Resultate	3
2.2.1	Aktuationsfrequenz	5
2.2.2	Eindringtiefe und Aktuationsort	5
2.2.3	Effizienzvergleich periodische-stationäre Kontrolle	5
2.3	Auslegung des NACA-0015 Ruders für Experimente am FZR-Kanal	9
3	Kontrolle der laminaren Umströmung	9
3.1	Simulationsparameter	9
3.2	Resultate	10
3.2.1	Nachlauf und Frequenzabhängigkeit	10
3.2.2	Anregungsamplitude	12
3.2.3	Effizienzvergleich mit stationärer Kontrolle	13
4	Zusammenfassung	13

1 Einleitung

Im vorangegangenen Berichtszeitraum erfolgte die Untersuchung der Ablösungskontrolle an angestellten Tragflügeln mittels stationärer tangentialer Lorentzkräfte im turbulenten Umströmungsregime ([1], [2], [4]). Als kurze Zusammenfassung kann formuliert werden,

daß der vorher im laminaren Bereich gefundene Effekt sich klar auch im turbulenten Bereich darstellt. Jedoch ergab sich aus dem ermittelten Skalenverhalten, dass der notwendige Energieaufwand zur Erzielung der Auftriebsverbesserung bei im Schiffbau realistischen Reynoldszahlen stark anwächst und damit eine mögliche Anwendung aus ökonomischen Gründen fraglich erscheint [3]. Als Ausweg bietet sich die Anwendung zeit-periodischer lokalisierter Lorentzkräfte in Analogie zum oszillierenden Ausblasen bzw. Absaugen an. Der zugrunde liegende Mechanismus ist hier grundsätzlich ein anderer (Scherschichtinstabilitäten; für Details sei auf [4] verwiesen), wodurch u.U. eine um 1-2 Größenordnungen effizientere Kontrolle möglich scheint [7]. Im Berichtszeitraum wurde deshalb die Auftriebskontrolle an angestellten Tragflügelprofilen mittels lokalisierter, zeitperiodischer Lorentzkräfte numerisch untersucht.

2 Kontrolle der turbulenten transienten Umströmung

2.1 Simulationsparameter

Die bisherigen numerischen Simulationen im turbulenten Strömungsregime wurden mittels des kommerziellen Codes FIDAP [9] ausgeführt. Als Turbulenzmodell kam das erweiterte $k - \epsilon$ Modell nach Chen und Kim [10] zum Einsatz. Es wurden stationäre Lösungen der Tragflügelumströmung unter Wirkung einer zeit-unabhängigen Lorentzkraft bestimmt [1].

Oszillierende Lorentzkräfte führen nun notwendigerweise zum Übergang zu transienten Rechnungen. Obwohl mit dem o.g. Code und den Standardparametern des Turbulenzmodells im stationären Fall der maximal erreichbare Auftrieb C_L^{max} sowie auch der jeweilige kritische Anstellwinkel α_c in der Tendenz um 10-15% unterschätzt wurde, ergab die Abschätzung des Skalenverhaltens des Kontrolleffekts [1] eine gute quantitative Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Aus diesem Grund, und um die Vergleichbarkeit mit den vorherigen Ergebnissen der stationären Kontrolle zu gewährleisten, wurden Turbulenzmodell und Parameter in den transienten Simulationen beibehalten. Untersucht wurde das PTL-4 Ruder in FZR-Kanal-Geometrie (für Details siehe [1]). bei einer Reynoldszahl von $Re=800\,000$. Es erfolgten 2D-transiente Simulationen mit zeitlich sinusoidal oszillierender wandparalleler Lorentzkraft

$$f_L = N e^{-\frac{y\pi}{a}} \cos(2\pi f^+ t) \quad (1)$$

welche nur in einem begrenzten Aktuationsgebiet (5% aktive Fläche)

$$0.07 \leq x/L \leq 0.12 \quad \text{bzw.} \quad 0.02 \leq x/L \leq 0.07. \quad (2)$$

auf der Saugseite des Ruders nahe der Vorderkante wirkt (siehe Abb. 1). Neben den aus den stationären Untersuchungen bekannten dimensionslosen Parametern Eindringtiefe a/L , Reynoldszahl Re und Wechselwirkungsparameter N bzw. Impulskoeffizient C_μ ergibt sich nun zusätzlich die Anregungsfrequenz

$$f^+ = \frac{f \cdot L}{U_\infty}$$

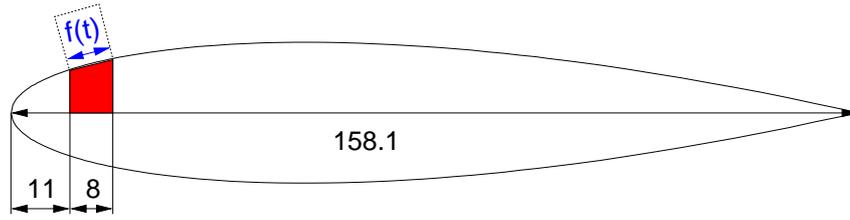


Abbildung 1: PTL-4 Ruder mit markiertem Aktuator bei $0.07 \leq x/L \leq 0.12$

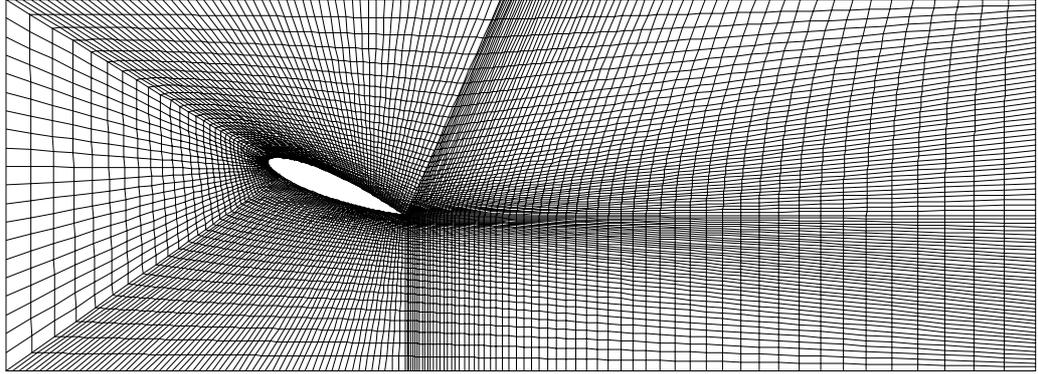


Abbildung 2: Gitter für PTL-4 $\alpha = 22^\circ$

sowie alternativ der Effektivwert des Impulscoeffizienten

$$C'_\mu = \frac{\sqrt{2}}{2} N^{peak} \frac{a}{2L} \Delta x$$

gebildet mit dem Spitzenwert des Wechselwirkungsparameters N^{peak} und der dimensionslosen Breite des Aktuator- Intervalls Δx . Abbildung 2 zeigt ein typisches Gitter aus 10800 linearen Elementen für das PTL-4 Ruder im FZR-Kanal bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 22^\circ$. Es befinden sich 140 Elemente an der Tragflügeloberfläche mit einer Dicke in Wandnormalenrichtung von $\Delta y^+ \approx 1$. Die Randbedingungen aus den stationären Rechnungen wurden beibehalten einschließlich des Wertes des Turbulenzgrades am Einströmrand von etwa $\approx 3\%$. Dieser relativ hohe Wert entspricht zwar mehr den Strömungsverhältnissen im Eiskanal der HSVA aus den Untersuchungen mit stationären Kräften und nicht dem erwarteten niedrigeren Turbulenzgrad im FZR-Kanal, wurde jedoch ebenfalls aus Gründen der Vergleichbarkeit beibehalten. Die Zeitschrittweitensteuerung der transienten Simulationen erfolgte in FIDAP automatisch; typische Schrittweiten lagen im Bereich $\Delta t^+ \approx 0.01$.

2.2 Resultate

Abbildung 3 zeigt die Ergebnisse der stationären Kontrolle am PTL-4 Ruder bei einer Reynoldszahl von $Re=800\,000$ und einer dimensionslosen Eindringtiefe der Lorentzkraft von $a/L = 10/158$. Deutlich ist zu erkennen, wie wachsende Amplituden der Lorentzkraft zu einer Ablösungsverzögerung und damit zur Auftriebsvergrößerung führen. Für

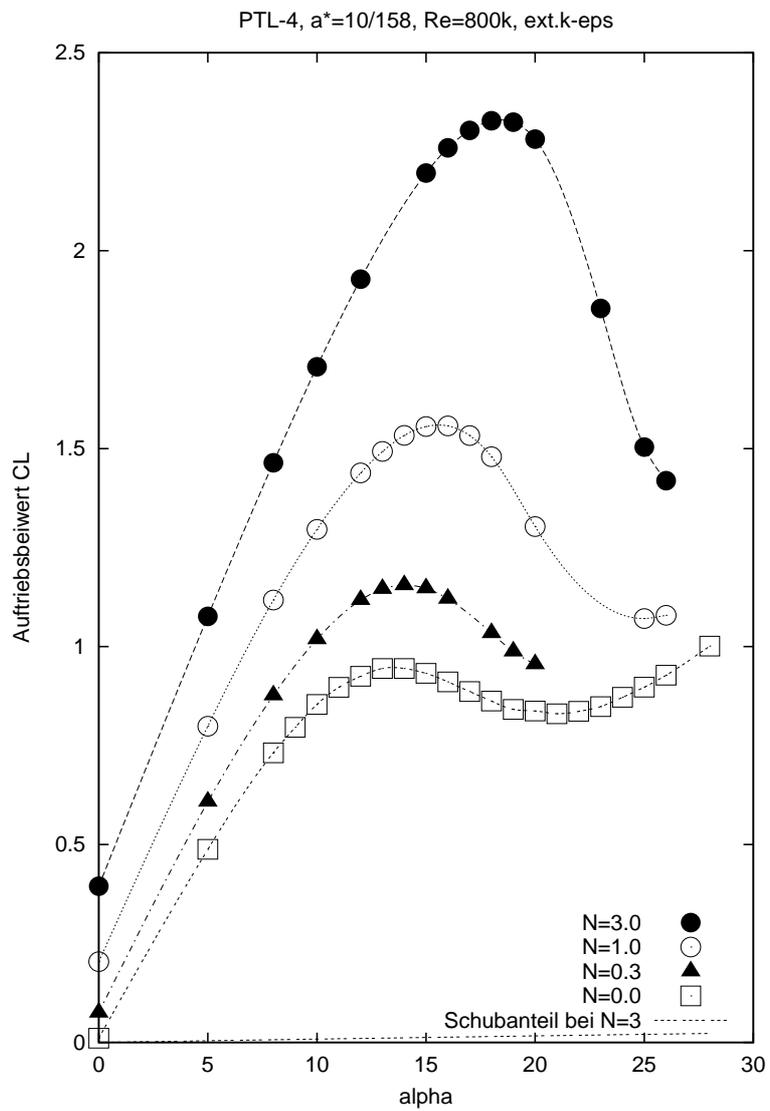


Abbildung 3: Stationäre Kontrolle am PTL-4 Ruder, $Re = 800\ 000$.

die Untersuchungen mit oszillierenden Kräften wurden bei dieser Reynoldszahl zwei Anstellwinkel ausgewählt: Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 17^\circ$ erfolgt im unkontrollierten Fall $N = 0$ der Strömungsabriß auf der Saugseite bei ca. $0.4 x/L$; bei einem größeren Anstellwinkel von $\alpha = 21^\circ$ erfolgte der Abriß jedoch schon bei ca. $0.18 x/L$ (beide Werte beziehen sich auf stationäre Rechnungen). Falls nichts anderes erwähnt ist, so wurde die Eindringtiefe der Lorentzkraft von $a/L = 10/158$ verwendet.

2.2.1 Aktuationsfrequenz

Abbildung 4 zeigt den instationären Verlauf von Auftriebs- und Reibungsbeiwert C_L bzw. C_D beim Einschalten der Kontrolle mit verschiedenen Frequenzen. Deutlich ist zu erkennen, daß die Aktuierung mit der Frequenz von $f^+ = 1.0$ zu einer Auftriebserhöhung von ca. 10% führt, bei gleichzeitiger geringfügiger Erhöhung des Reibungsbeiwertes, während die Aktuierung mit der Frequenz von $f^+ = 2.0$ zu keiner Änderung der mittleren Beiwerte führt. Im Fall $f^+ = 1.0$ passt sich die Frequenz des unkontrollierten Nachlaufs der Erregerfrequenz an. Abbildung 5 zeigt den entwickelten kontrollierten Zustand des Auftriebsbeiwertes C_L im Zusammenspiel mit der Erregerfrequenz $f^+ = 1.0$ bei einer höheren Samplingrate der Auftriebswerte. Deutlich ist das synchrone Verhalten von Erregerfrequenz und Auftriebsbeiwert zu erkennen. Abbildung 6 fasst die Abhängigkeit des mittleren Auftriebes von der Erregerfrequenz zusammen. Die maximale Auftriebsverbesserung wird bei etwa $f^+ = 1.0$ erreicht.

2.2.2 Eindringtiefe und Aktuationsort

Die Abbildung 7 zeigt für einen Anstellwinkel von $\alpha = 21^\circ$ bei Anregung im Intervall $0.07 < x/L < 0.12$ mit $f^+ = 1.0$, dass die Verkleinerung der Eindringtiefe a bis zum technisch machbaren Limit die Effektivität der Kontrolle erhöht. Dies erscheint plausibel, da die noch angelegte Grenzschicht über der Kontrollsektion sicher sehr dünn ist. Abbildung 8 zeigt, dass eine Verlegung des Aktuationsintervalls von $0.07 < x/L < 0.12$ weiter hin zur Vorderkante $0.02 < x/L < 0.07$ keine Verbesserung des erreichten Auftriebsbeiwertes bewirkt, sondern eine geringfügige Verschlechterung.

2.2.3 Effizienzvergleich periodische-stationäre Kontrolle

Abbildung 8 zeigt im Vergleich die erreichbare Auftriebsverbesserung bei stationärer und periodischer Kontrolle für die beiden untersuchten Anstellwinkel und einer Reynoldszahl von $Re=800\,000$. Bei der stationären Kontrolle erfolgt hierbei die Aktuierung auf der gesamten Ruderoberseite. Während bei dem kleineren Anstellwinkel von $\alpha = 17^\circ$ die oszillatorische Kontrolle keinen Vorteil gegenüber der stationären Kontrolle ergibt, so zeigen die Auftriebsbeiwerte beim größeren Anstellwinkel von $\alpha = 21^\circ$ einen Vorteil der oszillatorischen Kontrolle bei kleinen Werten des Impulscoeffizienten $C_\mu < 1\%$. Der erreichbare Auftriebsgewinn fällt jedoch insgesamt mit $\Delta C_L \approx 0.1$ relativ gering aus und führt im besten Fall zu einer etwa fünffachen Aufwandsverringerung im Vergleich mit der stationären Kontrolle. Für Werte des Impulscoeffizienten $C_\mu > 1\%$ ist bei den bisher vorliegenden Daten kein Vorteil der oszillatorischen Kontrolle zu erkennen.

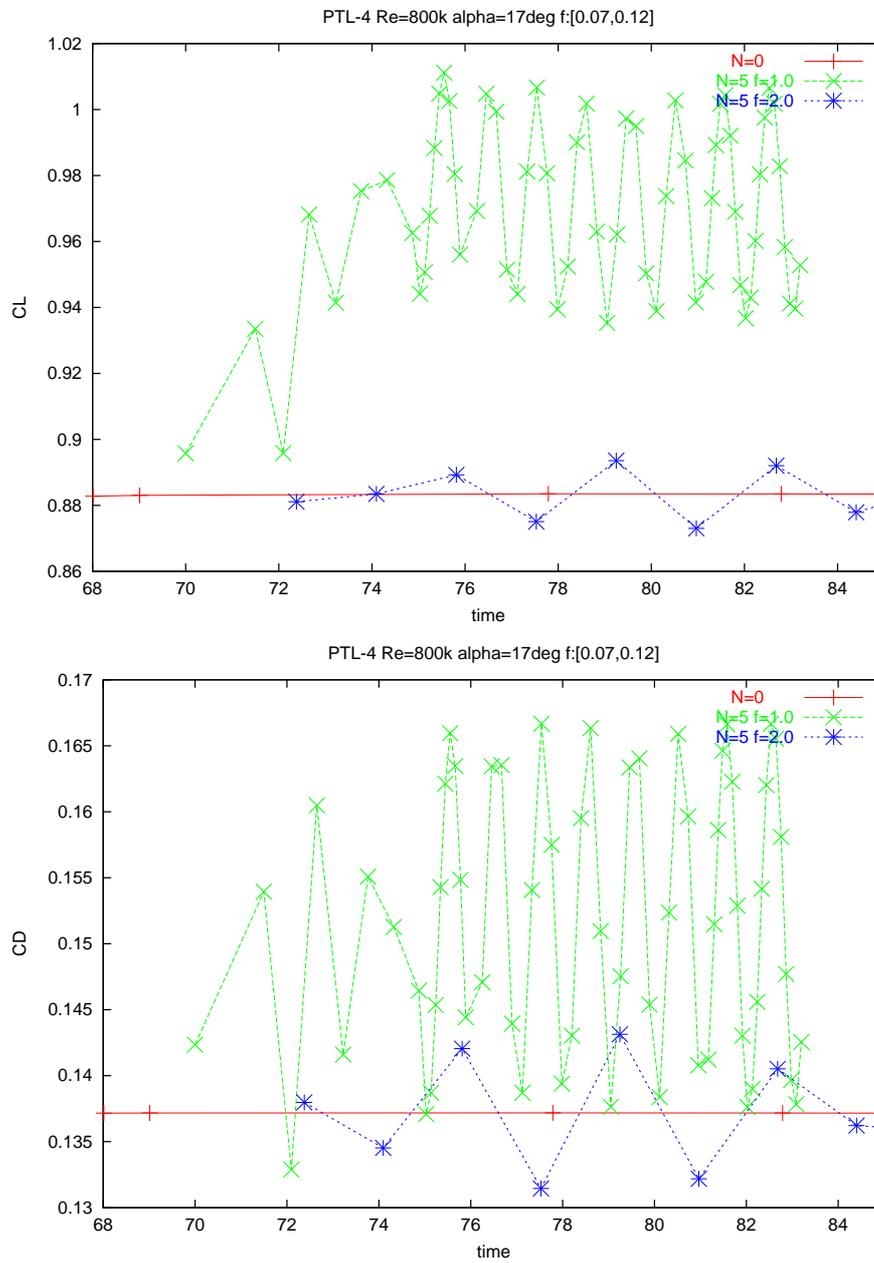


Abbildung 4: Instationärer Verlauf von CD und CL beim Einschalten der Kontrolle, PTL-4 Ruder, $Re = 800\,000$, $\alpha = 17^\circ$, $0.07 \leq x/L \leq 0.12$

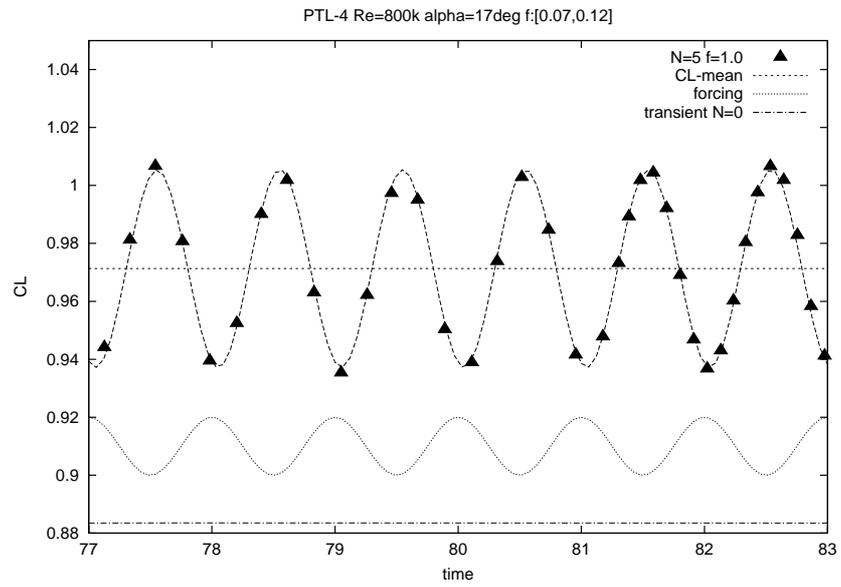


Abbildung 5: Wake-lock-in (f^+), PTL-4 Ruder, $Re = 800\,000$, $\alpha = 17^\circ$, $0.07 \leq x/L \leq 0.12$.

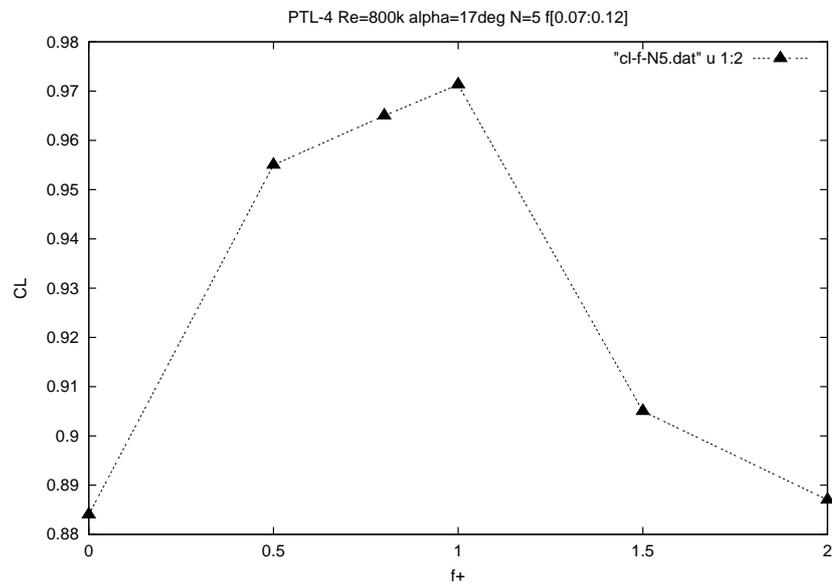


Abbildung 6: optimale Kontrollfrequenz, PTL-4 Ruder, $Re = 800\,000$, $\alpha = 17^\circ$, $0.07 \leq x/L \leq 0.12$, $N^{peak} = 5.0$

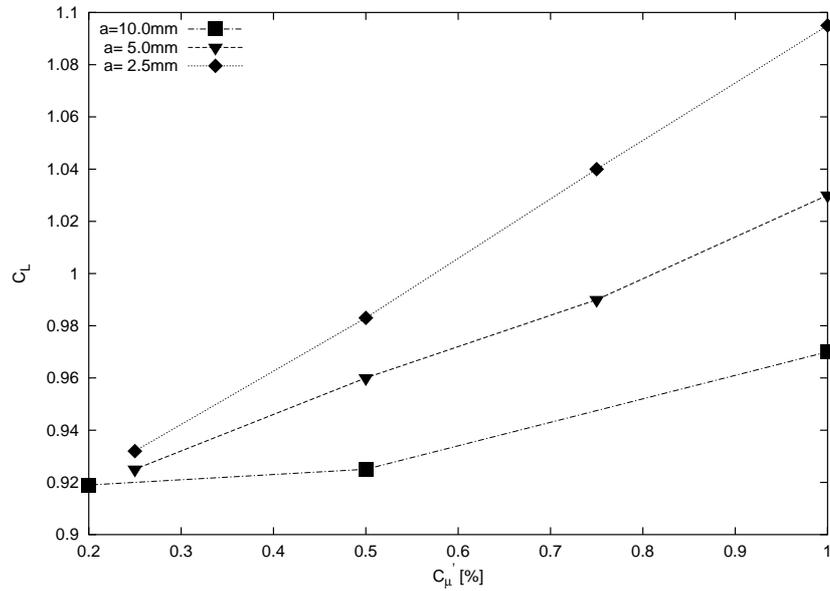


Abbildung 7: Auftriebsbeiwert C_L in Abhängigkeit vom Effektivwert des Impulskoeffizienten C_{μ} für verschiedene Eindringtiefen a . PTL-4 Ruder, $Re = 800\,000$, $\alpha = 21^\circ$, $f^+ = 1.0$, $0.07 < x/L < 0.12$.

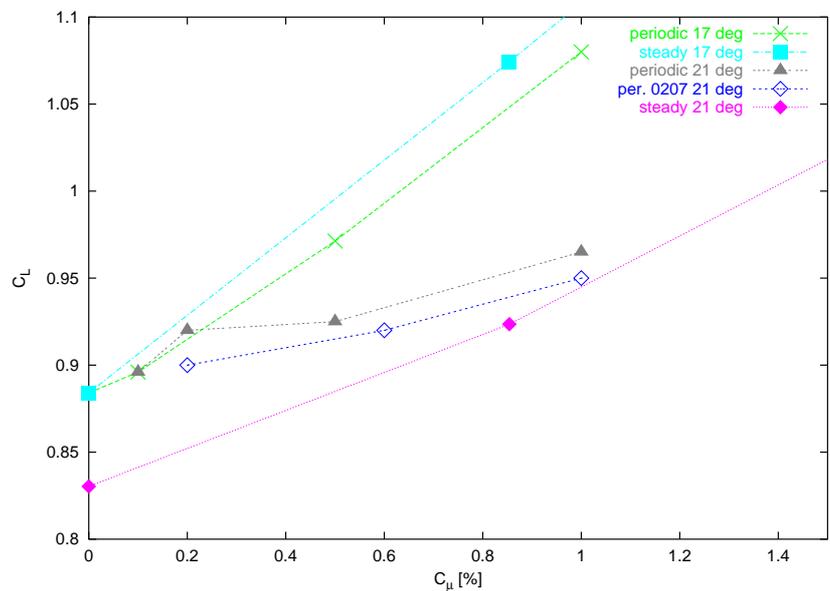


Abbildung 8: Effizienzvergleich zwischen periodischer ($f^+ = 1.0$) und stationärer Kontrolle, PTL-4 Ruder, $Re = 800\,000$.

2.3 Auslegung des NACA-0015 Ruders für Experimente am FZR-Kanal

Ursprünglich waren im konkretisierten Arbeitsprogramm nach dem Projekttreffen am 26.4.03 separate Rechnungen für ein NACA-0015 Ruderprofil vorgesehen. Zu diesem Zeitpunkt lagen bereits erste Ergebnisse zur oszillatorischen Kontrolle am PTL-4 Ruder vor. Jedoch zeichnete sich bald darauf ab, dass die notwendigen höheren Stromdichten im Experiment (im Vergleich zur stationären Kontrolle, da die aktive Elektrodenfläche nun viel kleiner ist) zu einem höheren zeitlichen Herstellungsaufwand für die Elektroden führen würden [6]. Um zu gewährleisten, dass Ergebnisse der numerischen Simulationen rechtzeitig für die Auslegung des NACA-0015 Ruders vorliegen, wurden sofort die Simulationen am PTL-4 Ruder weitergeführt. Die erhaltenen Ergebnisse konnten auf das NACA-0015 Ruder übertragen werden.

In Analogie zu den Ergebnissen des oszillierenden Ausblasens ist zu erwarten, dass die optimale Lage und Breite der aktiven Sektion mit Elektroden und Magneten im allgemeinen mit Anstellwinkel und Reynoldszahl variiert [7]. Als generelle Designregel gilt jedoch, dass die aktive Sektion weit genug an der Vorderseite liegen muss, um die noch nicht abgelöste Grenzschicht zeitig genug zu stören. Dies gilt insbesondere für große Anstellwinkel. Andererseits hängt die notwendige Breite der aktiven Sektion ebenfalls vom jeweiligen Impulskoeffizienten ab, um sicherzustellen, dass die eingetragenen Störungen auch zur gewünschten Instabilität führen. Praktisch wirken jedoch die maximal realisierbaren Stromdichten (Korrosionsprobleme) begrenzend. In den Simulationen konnte für zwei verschiedene Strömungsregimes (Re, α) kein klarer Unterschied zwischen den beiden untersuchten Aktuationsgebieten $\frac{x}{L} = [0.02, 0.07]$ und $\frac{x}{L} = [0.02, 0.07]$ festgestellt werden (siehe Abb. 8). Zur optimalen Eindringtiefe der Kraft ist zu sagen, dass die anfangs dünnen Scherschichten mit Eindringtiefen von $a = 2.5mm$ die besten Erfolge erzielten (siehe Abb. 7), jedoch die praktische Fertigung des Ruders dieses kleine "spacing" nicht zuließ.

Die praktische Auslegung des NACA-0015 Ruders für die Experimente am FZR-Kanal erfolgte mit den Parametern [6]:

$$0 < \frac{x}{L} < \frac{15}{160}, \quad a = 5mm.$$

3 Kontrolle der laminaren Umströmung

Um den grundsätzlichen Mechanismen bei der oszillatorischen Kontrolle abgelöster Tragflügelumströmungen näher auf den Grund zu gehen, wurden im verbleibenden Förderzeitraum numerische Simulationen im laminaren Strömungsregime ausgeführt.

3.1 Simulationsparameter

Die Simulationen im laminaren Bereich erfolgten wie im vorausgegangenen Fördervorhaben [5] mit dem Code PRISM, welcher auf einer 2D-Ortsraumdiskretisierung mittels spektraler Elemente basiert. In das semi-implizite Zeitsplitting-Schema wurden zeitabhängige

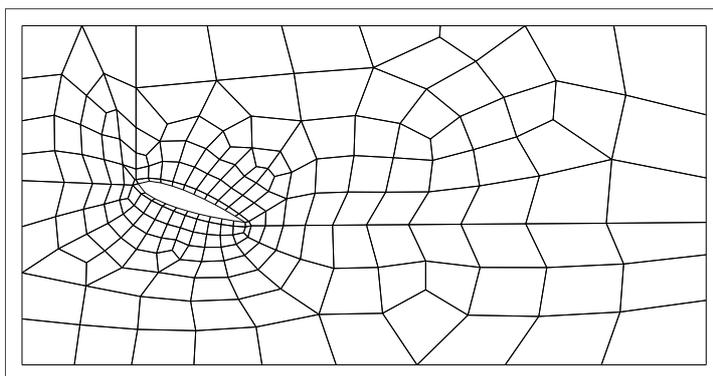


Abbildung 9: Unstrukturiertes Gitter an einem PTL4-Profil bei 30° Anstellwinkel mit 192 Elementen.

Kräfte für die oszillatorische Kontrolle implementiert. Die transienten Simulationen erfolgten vorerst zweidimensional, da die Dynamik der großen kohärenten Strukturen (Ablöseblase, Nachlauf) die Effekte dominiert.

Es wurde weiter eine geeignete Konfiguration einer Tragflügelumströmung mit Ablösung ausgewählt, für welche bereits Resultate der Kontrolle mittels stationärer Lorentzkräfte vorlagen. Die folgenden Untersuchungen erfolgten am PTL-4 Ruder bei einer Reynoldszahl von $Re=500$ und einem Anstellwinkel von $\alpha = 30^\circ$.

Die Gittergenerierung erfolgte mit Hilfe des Preprozessors des CFD-Programmes FIDAP [9]; Abbildung 9 zeigt ein so erzeugtes effektives unstrukturiertes Gitter aus 192 Elementen. Die Ausdehnung des Rechengebietes ist in Strömungsrichtung $-1 \leq x \leq 7$ und normal dazu $-1.5 \leq y \leq 1.5$ bei einer Profiltiefe des Ruders von 1.0 und der Lage des Schwerpunkts des Ruders bei $(0.3, 0)$. Die verwendeten Randbedingungen waren neben “no-slip” am Tragflügel die “freestream”-Bedingung $u = 1, v = 0$ am äußeren Rand bis auf den rechten Rand, wo eine Ausflussbedingung gilt. Die verwendete dimensionslose Zeitschrittweite beträgt etwa 10^{-3} .

Der Aktuator für die oszillatorische Kontrolle nimmt 10% der Ruderoberseite bei $0.05 \leq x/L \leq 0.15$ ein. Die Eindringtiefe der Lorentzkraft wurde zu $a/L = 20/158.1$ gewählt, da mit dieser vergrößerten Eindringtiefe die größte Auftriebsverbesserung erzielt wurde [5].

3.2 Resultate

3.2.1 Nachlauf und Frequenzabhängigkeit

Abbildung 10 zeigt das transiente Verhalten des Auftriebsbeiwertes C_L ohne Kontrolle. Eine periodische Ablösung eines großen Hauptwirbels findet auf der Saugseite des Ruders statt, eine Fourieranalyse ergibt eine Ablösefrequenz von etwa $f_0 = 0.233$. Der mittlere Auftriebsbeiwert beträgt $C_L = 1.315$ bei einer Schwankungsamplitude von $\Delta C_L = 1.2$.

Da im laminaren Strömungsregime der Einfluss des Nachlaufes stärker als im turbulenten Strömungsregime sein sollte, besteht die Erwartung, daß bei Aktuatorfrequenzen von f_0 oder Harmonischen davon deutliche Kontrolleeffekte zu erzielen sein sollten.

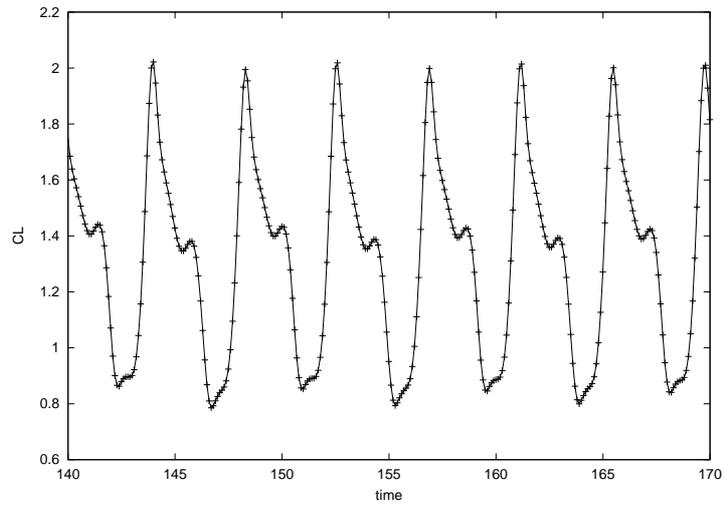


Abbildung 10: Auftriebsbeiwert ohne Kontrolle bei $Re=500$, $\alpha = 30^\circ$

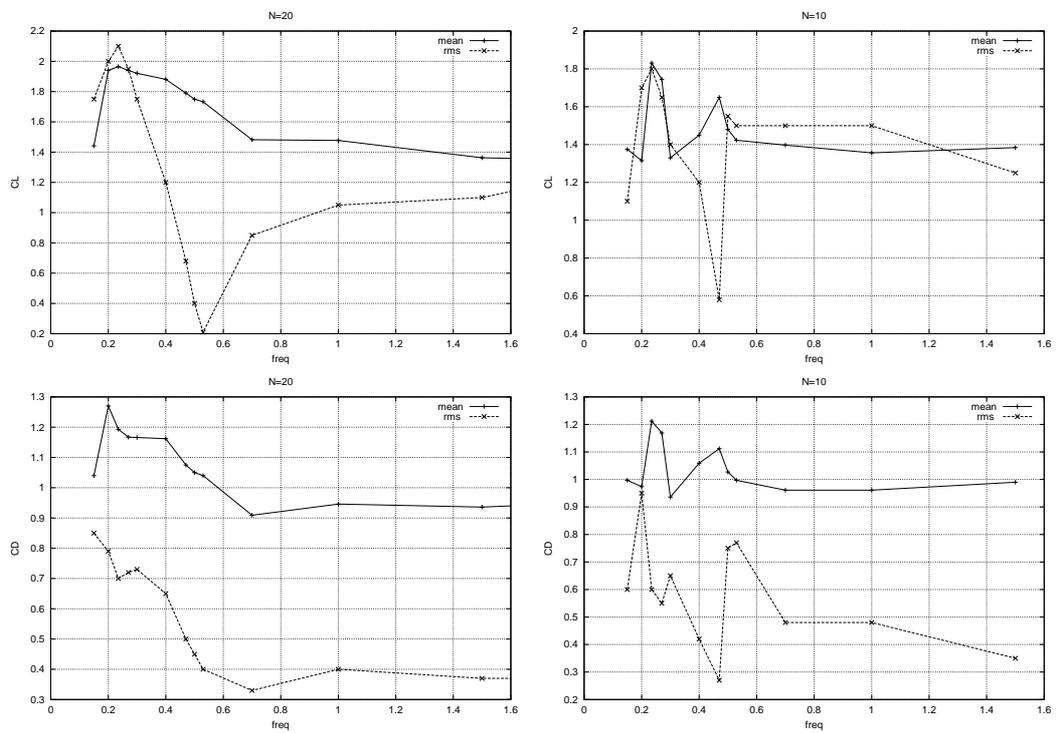


Abbildung 11: Auftriebs- und Reibungsbeiwerte mit Kontrolle $N=20$ und $N=10$

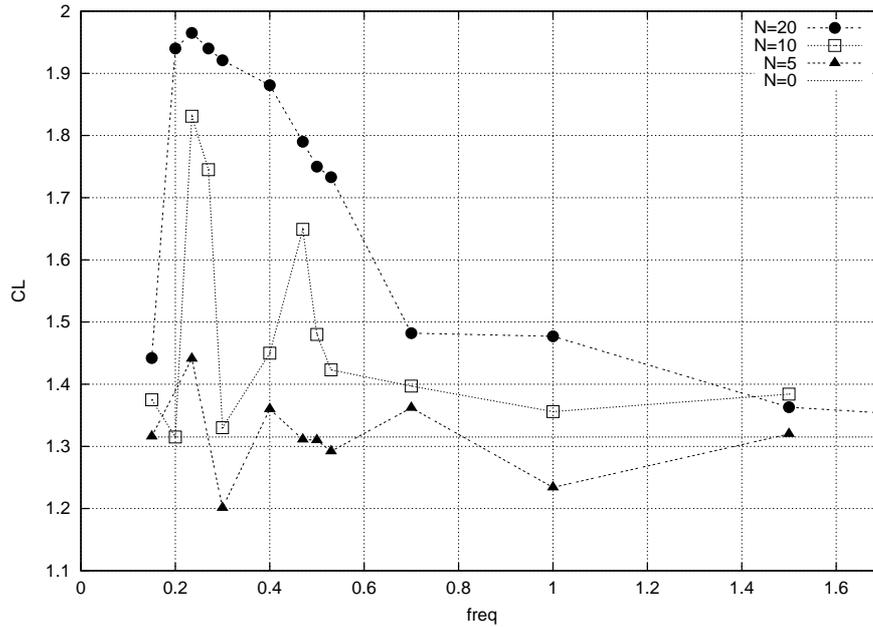


Abbildung 12: Auftriebsbeiwerte für verschiedene Kontrollamplituden in Abhängigkeit von der Frequenz

3.2.2 Anregungsamplitude

Abbildung 11 zeigt für zwei Kontrollamplituden das Verhalten von Auftriebs- und Reibungsbeiwert sowie deren Schwankungen in Abhängigkeit von der Aktuatorfrequenz. Bei $N = 10$ sind deutliche Maxima im Auftriebsbeiwert bei etwa f_0 und $2 \cdot f_0$ zu erkennen. An diesen Maxima findet man gleichzeitig eine Erhöhung des Reibungsbeiwertes. Die Auftriebsschwankungen nehmen bei f_0 zu, während sie bei $2 \cdot f_0$ deutlich abnehmen. Ein sehr ähnliches Bild ergibt sich bei einem kleineren Kontrollparameter von $N=5$ (nicht gezeigt). Bei der stärkeren Kontrollamplitude $N = 20$ sind die vorherigen zwei Maxima im Auftriebsbeiwert bei f_0 und $2 \cdot f_0$ ausgeschmiert; der Auftrieb nimmt in diesem Intervall bei Frequenzerhöhung monoton ab.

Bei Frequenzen um die Maxima der Auftriebsbeiwerte findet man im transienten Verhalten von C_L eine dominante Frequenz, die der Erregerfrequenz entspricht. Es findet also eine “lock-in” des Wirbelablösungsmechanismus auf die Erregerfrequenz statt. Im Fall der Anregung mit $2 \cdot f_0$ erfolgt eine Teilung der im unkontrollierten Zustand “großen” Ablöseblase in zwei Hälften, was wiederum die gefundene Verringerung der Fluktuationen erklärt. Bei Frequenzen weit weg von den Maxima erscheint das transiente Verhalten der Beiwerte dagegen ungeordnet und enthält viele dominante Frequenzen. Abbildung 12 fasst das Verhalten der Auftriebsbeiwerte bei verschiedenen Kontrollamplituden N zusammen. Deutlich ist zu erkennen, dass eine Kontrolle generell bei etwa $f \approx f_0$ am effektivsten ist. Vom energetischen Aufwand her scheint die mittlere Kontrollamplitude von $N = 10$ optimal zu sein; der Zugewinn im Auftrieb von $N=10$ auf $N=20$ ist viel kleiner als von $N=5$ auf $N=10$.

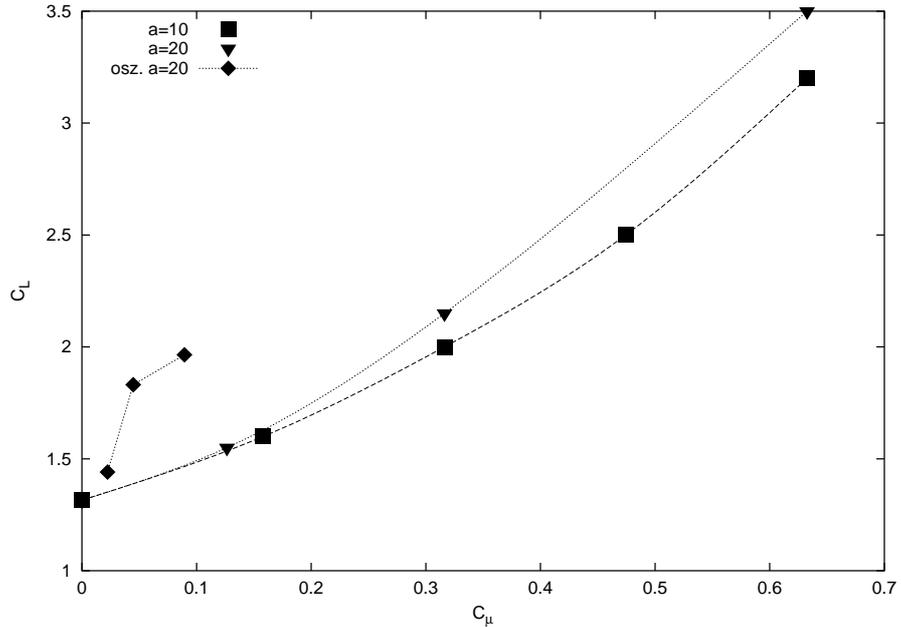


Abbildung 13: Vergleich der maximalen Auftriebsbeiwerte mit stationärer Kontrolle.

3.2.3 Effizienzvergleich mit stationärer Kontrolle

Abbildung 13 vergleicht die energetische Effizienz der oszillatorischen Kontrolle bei der optimalen Frequenz $f = f_0$ mit den Ergebnissen der stationären Kontrolle bei zwei verschiedenen Eindringtiefen der Lorentzkraft (Aktuation über die gesamte Saugseite des Tragflügels). Wie bereits oben erwähnt, ist im Fall stationärer Kontrolle die größere Eindringtiefe von $a/L = 20/158$ effizienter als $a/L = 10/158$. Im Vergleich dazu ist die oszillatorische Kontrolle bei gleichem Impulskoeffizienten C_μ wesentlich effektiver. Bei $C_\mu = 2.24\%$ wird ein Auftriebsbeiwert von $C_L = 1.831$ erreicht - dies würde bei stationärer Kontrolle einen etwa zehn mal größeren Impulskoeffizienten erfordern.

4 Zusammenfassung

Die Ergebnisse der oszillatorischen Kontrolle im turbulenten Strömungsregime konnten den Effekt der Auftriebsverbesserung bei geeigneten Anregungsfrequenzen um $f^+ \approx 1$ deutlich nachweisen. Bei kleinen Werten des Impulskoeffizienten $C_\mu \leq 1\%$ ergaben sich klare Effektivitätsvorteile der oszillatorischen gegenüber der stationären Kontrolle (etwa ein Faktor fünf in C_μ). Jedoch ist der maximal erreichbare Auftriebsgewinn mit ca. 10 % in den untersuchten Strömungsregimes relativ gering. Es muss angemerkt werden, daß sich der maximale Auftrieb einer oszillatorisch kontrollierten Umströmung in einem Strömungsregime einstellt, in welchem periodisch (im Vgl. zum unkontrollierten Zustand) kleinere Rezirkulationsblasen von der Saugseite an ein entsprechend schmaleres Nachlaufgebiet übergeben werden. Im Gegensatz zu dem mittels stationärer Kontrolle erreichbaren Strömungsregime ist die Strömung an der Saugseite hier nicht vollständig wiederangelegt.

Die numerischen Resultate einschließlich in gewissem Umfang vorhandener Optimierungsergebnisse des Effektes der oszillatorischen Kontrolle flossen in das Design eines am FZR gebauten NACA-0015 ein. Die für dieses Ruderprofil erhaltenen experimentellen Ergebnisse stimmen qualitativ gut mit den numerischen Resultaten sowie der Literatur [7] überein. Es ist anzunehmen, dass die mit Hilfe der oszillierenden Kontrolle erzielten Effizienzverbesserungen an den Einzelrudern nicht ausreichen werden, um die ökonomischen Zweifel vollständig auszuräumen. Eine Effizienzverbesserung um zwei Größenordnungen wird in der Literatur [7] lediglich für zweiflügelige Hochauftriebskonfigurationen mit oszillatorischer Kontrolle am kleineren hinteren Ruder erreicht.

Wie bereits erwähnt, wird mit dem verwendeten Turbulenzmodell und den eingestellten Standardparametern der maximale Auftrieb und Anstellwinkel zugunsten sicherer Konvergenz der stationären Rechnungen nicht erreicht. Dadurch wird die Auftriebskurve in Abhängigkeit vom Anstellwinkel im Abrißbereich ausgeschmiert (vgl. z.B. [11]), und im untersuchten "post-stall"-Bereich der Ruder kennlinie wird bei der oszillatorischen Kontrolle evtl. ein zu kleiner Effekt gemessen. Weiterhin waren aus Zeitgründen die Variation von Strömungsregime, Aktuationsgebiet und Frequenz stark beschränkt. Auch ist aus der Literatur bekannt, daß bei U-RANS Simulationen die Auflösungsanforderungen der Scherschichtregionen höher sind als bei stationären RANS-Simulationen.

Oszillatorische Kontrolle im laminaren Regime kann ebenfalls effizienter sein als stationäre Kontrolle. In den untersuchten Strömungskonfigurationen wurde ein Faktor fünf bzgl. des Impulskoeffizienten gefunden, bei einer Auftriebsverbesserung von ca. 50 %. Jedoch sind die entsprechenden Impulskoeffizienten von ca. 3 % hier etwa um einen Faktor 10 größer als die im turbulenten Regime verwendeten. Dies stimmt gut mit den experimentellen Ergebnissen an laminar umströmten angestellten Platten überein [4]. Die optimalen Frequenzen der Kontrolle scheinen im Vergleich zur turbulenten Umströmung stärker mit der Strouhalfrequenz des Nachlaufs zu korrelieren, womit die Fluktuationen des kontrollierten Strömungsregimes größer als im unkontrollierten Zustand sind. Die Kontrolle mit einer Frequenz, die etwa der ersten Harmonischen der unkontrollierten Nachlauffrequenz entspricht, liefert ebenfalls eine deutliche Auftriebsverbesserung bei gleichzeitiger Minimierung der Fluktuationen. Die Diskussion mit in der Literatur vorhandenen umfangreichen Untersuchungen zur oszillatorischen Kontrolle im laminaren Strömungsregime steht noch aus.

Literatur

- [1] G. Mutschke, *Jahresbericht 2001 Theorie und Numerik*, VDI-Projektbericht, 28.2.2002.
- [2] T.Weier, G.Gerbeth, G.Lammers, L.Hoffmann, O.Lielausis, E.Platacis, *Elektromagnetisches Hochleistungsruder III*, Meßbericht Rudermessungen NACA-0015 an der HSVA, 29.Nov. 2001.
- [3] T. Weier, G. Gerbeth, G. Mutschke, *Elektromagnetisches Hochleistungsruder – Energetische Implikationen*, VDI-Projektbericht, 24.1.2002.

- [4] T. Weier, G. Gerbeth, G. Lammers, L. Hoffmann, *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder IV – Oszillierende Anregung der abgelösten Strömung*, VDI-Projektbericht, 4.4.2002.
- [5] Schlussbericht für das VDI-Projekt *Kontrolle der nichtlinearen Dynamik von Strömungsgrenzschichten durch elektromagnetische Kräfte - Relevanz und Einsatz dieses Effektes im Schiffsbau*, Untertitel “Numerik und Testkörperbau”, Forschungszentrum Rossendorf, Mai 2000.
- [6] T. Weier, G. Gerbeth, *Elektromagnetisches Hochleistungsrunder V – Oszillierende Anregung der abgelösten Strömung II*, VDI-Projektbericht, 1.9.2003.
- [7] D. Greenblatt, I.J. Wygnanski, *The control of flow separation by periodic excitation*, Progr. Aerospace Sciences **36** (2000) 487–545.
- [8] J.-Z. Wu, X.-Y. Lu, A.G. Denny, M. Fan and J.-M. Wu, *Post-stall flow control on an airfoil by local unsteady forcing*, J. Fluid Mech. **371** (1998) 21–58.
- [9] FIDAP 8 Documentation; Fluent Inc., Lebanon, NH, USA, 1998
- [10] Y.S.Chen, S.W.Kim, *Computation of Turbulent Flows Using an Extended k- ϵ Turbulence Closure Model*, NASA CR 179204, 1987.
- [11] Ira H. Abbott & Albert E. von Doenhoff, *Theory of Wing Sections*, Dover, New York, reprinted 1959.