

Tom Weier

## **Elektromagnetische Strömungskontrolle mit wandparallelen Lorentzkräften in schwach leitfähigen Fluiden**



Wissenschaftlich-Technische Berichte  
**FZR-454**  
Mai 2006

Tom Weier

**Elektromagnetische Strömungskontrolle mit  
wandparallelen Lorentzkräften in schwach  
leitfähigen Fluiden**



Forschungszentrum  
Rossendorf

Dissertation

Elektromagnetische Strömungskontrolle  
mit wandparallelen Lorentzkräften  
in schwach leitfähigen Fluiden

der Fakultät Maschinenwesen  
der Technischen Universität Dresden

zur Erlangung des Grades  
Doktoringenieur (Dr.–Ing.)  
vorgelegt von

Dipl.–Ing. Tom Weier

Dresden, im Juli 2005

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. K. Vogeler  
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. R. Grundmann  
Prof. Dr. rer. nat. F.-P. Weiß  
Prof. Dr.-Ing. G. Jensen

verteidigt am 17. Februar 2006

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Kontrolle der Plattengrenzschicht</b>	<b>11</b>
2.1	Grundgleichungen der Magneto hydrodynamik . . . . .	11
2.2	Grenzschichtgleichungen und Grenzschichtstabilität . . . . .	15
2.3	Absaugung . . . . .	25
2.4	Lorentzkraft . . . . .	28
2.4.1	Lorentzkraftverteilung . . . . .	30
2.4.2	Energetische Betrachtungen . . . . .	34
2.4.2.1	Reibungsbeiwerte . . . . .	36
2.4.2.2	Stabilität der Übergangprofile . . . . .	41
2.4.2.3	Abschätzung der erzielbaren Effizienz . . . . .	42
2.4.3	Sekundäreffekte . . . . .	48
2.4.3.1	Einfluss der Elektrolyseblasen . . . . .	48
2.4.3.2	Erwärmung der wandnahen Fluidschicht . . . . .	51
2.5	Experimente zur laminaren Grenzschicht . . . . .	54
2.5.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	54
2.5.2	Geschwindigkeitsmessungen . . . . .	55
2.6	Experimente zur turbulenten Grenzschicht . . . . .	60
2.6.1	Geschwindigkeitsmessungen in der Grenzschicht . . . . .	60
2.6.2	Kraftmessungen . . . . .	76
<b>3</b>	<b>Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften</b>	<b>81</b>
3.1	Traditionelle Methoden . . . . .	82
3.1.1	Absaugung . . . . .	82
3.1.2	Rotierende Zylinder . . . . .	84
3.1.3	Ausblasen . . . . .	87
3.2	Wandparallele Lorentzkraft am Kreiszyylinder . . . . .	89
3.2.1	Experimente . . . . .	89
3.2.2	Numerik . . . . .	95
3.3	Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen . . . . .	101
3.3.1	Anwendungsmöglichkeiten der Ablösungsverhinderung . . . . .	101
3.3.2	Ablösungsunterdrückung an einer angestellten Platte . . . . .	102
3.3.3	Kraftmessungen an Tragflügelprofilen . . . . .	104

## Inhaltsverzeichnis

3.3.3.1	Verwendete Tragflügelprofile . . . . .	104
3.3.4	Versuchsaufbau . . . . .	107
3.3.5	Einfluss einer saugseitigen Lorentzkraft . . . . .	111
3.3.5.1	Messungen an den PTL IV Profilen . . . . .	111
3.3.5.2	Messungen am NACA 0015 . . . . .	119
3.3.6	Lorentzkrafteinfluss bei konstantem Anstellwinkel . . . . .	121
3.3.7	Skalierung des maximal erreichbaren Auftriebs . . . . .	127
3.3.8	Energiebedarf . . . . .	131
<b>4</b>	<b>Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften</b>	<b>133</b>
4.1	Periodische Anregung abgelöster Strömungen . . . . .	134
4.1.1	Kontrolle von Tragflügelumströmungen . . . . .	134
4.1.2	Beeinflussung der Kreiszyylinderumströmung . . . . .	148
4.2	Experimente mit einer oszillierender Lorentzkraft am Zylinder . . . . .	154
4.2.1	Symmetrische Kraftwirkung . . . . .	155
4.2.2	Antisymmetrische Kraftwirkung . . . . .	164
4.3	Experimente mit oszillierender Lorentzkraft an angestellten Profilen . . . . .	169
4.3.1	Versuchsaufbau . . . . .	169
4.3.1.1	Der geschlossene Elektrolytkanal des FZR . . . . .	169
4.3.1.2	Kraftmesseinrichtung . . . . .	171
4.3.1.3	Stromversorgung der Elektroden . . . . .	173
4.3.1.4	Das NACA 0015 Profil für periodische Anregung . . . . .	173
4.3.2	Strömungsvisualisierungen . . . . .	177
4.3.3	Kraftmessungen . . . . .	181
4.3.3.1	Verhalten bei konstantem Anstellwinkel . . . . .	181
4.3.3.2	Vergleich mit oszillierendem Ausblasen und Absaugen . . . . .	189
4.3.3.3	Vergleich periodische und stationäre Beeinflussung . . . . .	191
4.3.3.4	Energetische Effizienz der Kontrolle . . . . .	195
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>199</b>
<b>A</b>	<b>Erläuterungen zur elektrochemisch bedingten Potentialdifferenz</b>	<b>203</b>
A.1	Zersetzungsspannung . . . . .	203
A.2	Überspannungen – Teilschritte einer elektrochemischen Reaktion . . . . .	206
A.3	Elektrolytische Doppelschicht und Doppelschichtkapazität . . . . .	207
<b>B</b>	<b>Auswahl geeigneter Elektrodenmaterialien</b>	<b>213</b>
B.1	Belastung der Elektroden mit Gleichstrom . . . . .	213
B.2	Belastung der Elektroden mit Wechselstrom . . . . .	215
	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>219</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>231</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>251</b>

Der Wille zum System ist ein Mangel an  
Rechtschaffenheit.

---

(Friedrich Nietzsche)

## 1 Einleitung

Als Beginn der modernen Arbeiten zur Strömungskontrolle wird allgemein der Vortrag von Prandtl (1904) angesehen. Er stellte gleichzeitig die Grenzschichttheorie vor und demonstrierte anhand von Experimenten deren Nutzung zur Kontrolle der Strömungsablösung am Kreiszyylinder. Die Beeinflussung von Strömungen ist jedoch ein viel älteres Thema. Seit langer Zeit werden Gegenstände, die zur Bewegung in Fluiden bestimmt sind, so geformt, dass sie dieser Bewegung möglichst geringen Widerstand entgegensetzen. Unter Leonardo da Vincis Skizzen und Texten finden sich solche, die – zu Recht – den geringsten Strömungswiderstand von Körpern mit in Strömungsrichtung gleicher Projektionsfläche dem Stromlinienkörper zuschreiben (Flachsbart, 1932). Die Kontrolle von Strömungen ist nicht auf menschliche Aktivitäten beschränkt. Fische und Meeressäuger zeigen eine Vielzahl von widerstandsreduzierenden Körpermerkmalen, wie Längsrippen (riblets) auf der Haut bestimmter Haifischarten, den Hautschleim von Barrakudas und den Aufbau der Epidermis von Delphinen (Bushnell und Moore, 1991; Bechert et al., 2000; Gad-el-Hak, 2002). Großreihher und Raubmöven kontrollieren den Auftriebsverlust bei Strömungsabriss im Landeanflug durch partiell aufgestelltes Deckgefieder (Liebe, 1979; Schatz et al., 2004) und Pinguine pressen beim Auftauchen Restluft aus ihrem Gefieder, um die für den Sprung aufs Feste nötige Beschleunigung erreichen zu können (Bannasch, 1998). Der Rippenstruktur von Säulenkakteen (*Carnegiea gigantea*) wird von Talley und Mungal (2002) ein widerstandsreduzierender Effekt zugeschrieben, der der Kakteenpopulation erlaubt, auch Flächen mit starker Windexposition zu besiedeln.

Gad-el-Hak (2000) bietet eine aktuelle Übersicht zum Stand der Strömungsbeeinflussung. Die angewandten Methoden kann man in aktive und passive einteilen, wobei die passiven ohne Hilfsenergie auskommen, die aktiven solcher jedoch bedürfen. Die aktiven Kontrollmöglichkeiten lassen sich weiterhin in solche ohne und mit begleitender Messung, letztere weiter in Steuerung (open-loop control) und Regelung (closed-loop control) unterteilen. Während die passiven Methoden offensichtlich einen Vorteil bei den Betriebskosten haben, besitzen sie keine Freiheitsgrade, auf Änderungen der Umgebungsbedingungen zu reagieren, wodurch ihre Leistungsfähigkeit unter Nicht-Auslegungsbedingungen meist stark abfällt. So erhöhen Längsrippen bei Strömungsgeschwindigkeiten oberhalb der Auslegungsgeschwindigkeit den Reibungswiderstand, statt ihn zu senken (Choi et al., 1993). Sirovich und Karlsson (1997) fanden, dass leichte Änderungen im Muster ursprünglich widerstandssenkender Wandunebenheiten zur Erhöhung der Wandreibung führen. Aktive Methoden lassen sich flexibler an veränderte Bedingungen anpassen, erfordern allerdings zusätzlichen Energieaufwand, regelungsbasierte Mechanismen verlangen zudem Aufwendungen für die Messwerterfassung und -verarbeitung.

## 1 Einleitung

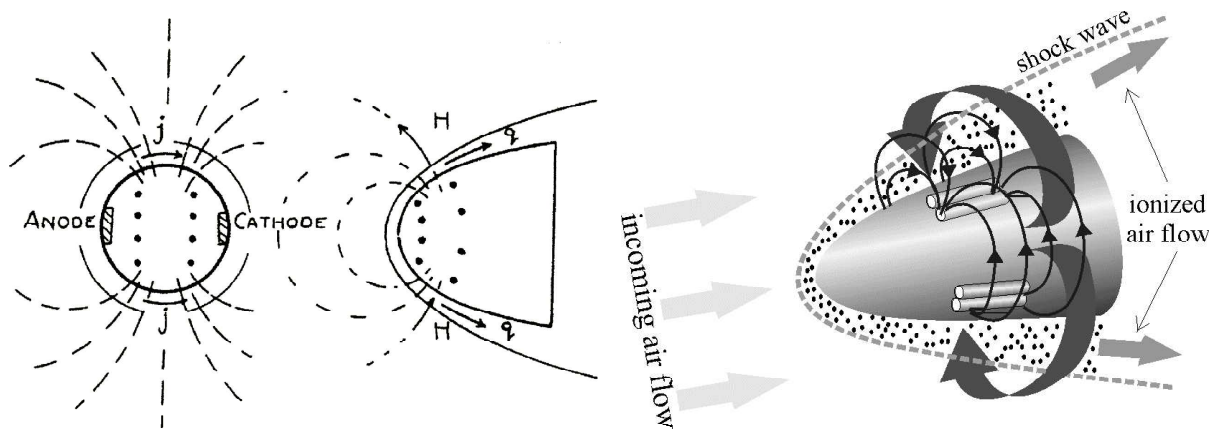


Abb. 1.1: Konzept zur Verminderung des Wärmeübergangs bei Wiedereintrittsproblemen durch Lorentzkraften von Patrick (1956) nach Resler und Sears (1958) (links) und Miles (2003) (rechts).

Neben den traditionellen Methoden der Strömungskontrolle, von denen einige oben angesprochen wurden, ergibt sich eine weitere Möglichkeit zur aktiven Einwirkung, wenn das Fluid elektrisch leitfähig ist. Dann lässt sich durch das Anlegen elektromagnetischer Felder im Fluid eine Volumenkraft, die Lorentzkraft, erzeugen. In Abhängigkeit von der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  des Fluids kann man zwischen zwei Varianten unterscheiden. Bei hohen Leitfähigkeiten, wie sie bei flüssigen Metallen mit typischerweise  $\sigma \sim 10^6 \text{ S m}^{-1}$  auftreten, entstehen beim Anlegen eines externen Magnetfeldes in der Strömung hohe Stromdichten. Diese führen zusammen mit dem angelegten Magnetfeld zu Lorentzkraften, die in der Lage sind, die Strömung merklich zu beeinflussen. Mit solchen Effekten befasst sich die traditionelle Magnetohydrodynamik (MHD). Ein bekanntes Beispiel ist die Hartmannströmung, d.h. eine Flüssigmetall-Strömung in einem Rechteckkanal mit einem zur Strömung transversalen Magnetfeld. Hier bildet sich anstatt der Poiseuille'schen eine Hartmannströmung aus, die durch ein pfropfenartiges Geschwindigkeitsprofil gekennzeichnet ist. Das Magnetfeld beeinflusst auch die Struktur der Turbulenz (Eckert, 1998). Einstein und Szilard (1930) experimentierten mit elektromagnetischen Pumpen zum Fördern von Flüssigmetall (siehe auch Dannen, 1997; Telegdi, 2000). Die Anwendung von Magnetfeldern zur Kontrolle der Strömung stark leitfähiger Fluide ist mittlerweile gängige industrielle Praxis bei metallurgischen Prozessen und der Züchtung von Halbleitereinkristallen (Moffatt, 1991; Davidson, 1999).

In Fluiden mit kleiner Leitfähigkeit  $\sigma \sim 10 \text{ S m}^{-1}$ , wie sie bei Elektrolyten und im Wasser der Meere und Ozeane zu finden ist, sind die mit einem Magnetfeld moderater Stärke ( $\sim 1 \text{ T}$ ) angeregten Ströme zu klein, um die Strömung des Fluids merklich zu beeinflussen. Um hier eine Wirkung zu erzielen, muss man zusätzlich ein äußeres elektrisches Feld anlegen. Es hat sich eingebürgert, diese Spielart der MHD als Elektromagnetohydrodynamik (EMHD) zu bezeichnen. Im Gegensatz zur traditionellen MHD ist hier die Lorentzkraftverteilung von der Strömung praktisch entkoppelt und kann daher getrennt berechnet und vorgegeben werden.



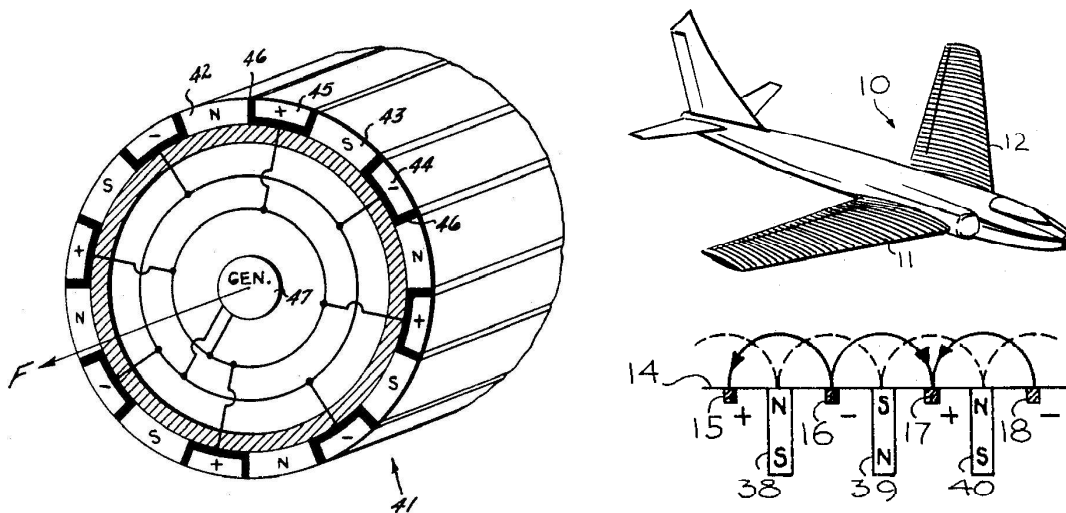


Abb. 1.2: Elektroden/Magnet-Anordnung von Rice (1961) zum Antrieb von Schwimmkörpern in Seewasser (links) und zur Grenzschichtkontrolle an Tragflächen von Meyer (1967) (rechts).

Die Besonderheit der Lorentzkraft gegenüber anderen Kontrollmethoden wird von Shercliff (1965) folgendermaßen charakterisiert: „MHD has a peculiar attraction for aerodynamicists and mechanical engineers; instead of being confined to pushing at the edges of fluid streams, they are enabled by MHD to grab the fluid in midstream!“. Trotz dieser Attraktivität existieren nur relativ wenig experimentelle Untersuchungen zur Anwendung von Lorentzkräften in Fluiden geringer elektrischer Leitfähigkeit und speziell im Hinblick auf aerodynamische Fragestellungen, obwohl erste Überlegungen bereits aus den 1950er Jahren datieren (Rossow, 1957; Resler und Sears, 1958; Meyer, 1958). Ein Konzept von Patrick (1956), dargestellt in Abbildung 1.1, soll mit hohen Magnetfeldern und induzierten Strömen arbeiten, um beim Wiedereintritt von Raumflugkörpern den Wärmeübergang von der ionisierten Luft zur Hülle des Projektils zu kontrollieren. Miles (2003) und Konigorski (2002, 2003) griffen erst jüngst diese Ansätze wieder auf.

Die Nutzung gleichzeitig angelegter elektrischer und magnetischer Felder in Seewasser wurde von Rice (1961) zum Antrieb verschiedener Schwimmkörper und Gailitis und Lielausis (1961) zur Stabilisierung einer Plattengrenzschicht vorgeschlagen. Eine identische Anordnung von Magnetpolen und Elektroden sah Meyer (1967) unter anderem zur Unterdrückung von Strömungsablösungen an Tragflächen vor. Abbildung 1.2 zeigt Skizzen aus den Patenten von Rice (1961) und Meyer (1967). Die von Gailitis und Lielausis (1961) vorgeschlagene Transitionsverzögerung wurde in Riga mit Grenzschichtrechnungen von Tsinober und Shtern (1967), Shtern (1970) sowie Experimenten qualitativer Natur, zusammengefasst durch Lielausis et al. (1991), hinterlegt. Aus den späten 1970er und 1980er Jahren sind dem Verfasser keine Arbeiten zur elektromagnetischen Grenzschichtkontrolle bekannt, die Untersuchungen zum Einsatz elektromagnetischer Kräfte in Salzwasserströmungen konzentrierten sich auf den Bau von Schiffsantrieben.

## 1 Einleitung

Diese Forschungen zum EMHD–Schiffsantrieb führten bis zum Bau eines Prototyps in Japan (YAMATO–1, siehe Motora und Takezawa, 1994; Takezawa et al., 1995). Die energetische Effizienz eines solchen Schiffsantriebs ist jedoch bisher ausgesprochen unbefriedigend. Ein möglichst großes Fluidvolumen muss von der Lorentzkraft durchsetzt werden, um eine ausreichende Vortriebskraft zu erzeugen. Dazu ist im Volumen eine hohe Stromdichte einzustellen, was wiederum zu hohen Ohmschen Verlusten führt. Zudem werden an die Konstruktion der für das Magnetfeld nötigen supraleitenden Magneten hohe Anforderungen gestellt. Da der erzeugte Schub dem Vektorprodukt von magnetischer Flussdichte und Stromdichte entspricht, ist ein möglichst hohes magnetisches Feld für eine günstige Energiebilanz anzustreben. Mit den heute zur Verfügung stehenden Mitteln ist es jedoch nicht möglich, eine gegenüber traditionellen Antrieben auch nur annähernd konkurrenzfähige Effizienz zu erzielen.

Bei der Kontrolle von Grenzschichten ist eine weniger ungünstige Energiebilanz zu erwarten, da die Lorentzkraft nur in der Grenzschicht, d.h. in unmittelbarer Wandnähe wirken muss und deshalb die Strompfade wesentlich kürzer sind, mithin auch die Ohmschen Verluste deutlich abnehmen. Zudem gibt es durchaus Anwendungen, bei denen die Energiebilanz von untergeordneter Bedeutung ist und die prinzipielle Realisierbarkeit einer Strömungskonfiguration das Anwendungsziel darstellt. Eine solche Anwendung ist z.B. die kurzzeitige Unterstützung der Ruderwirkung bei Hartruderlagen. Diese und weitere Einsatzmöglichkeiten werden in Abschnitt 3.3.1 eingehender besprochen.

Erneutes Interesse an der Anwendung von EMHD–Effekten zur Kontrolle turbulenter Grenzschichten zeigte sich Mitte der 90er Jahre vorwiegend in den USA mit den Arbeiten von Nosenchuck und Brown (1993) und Meng et al. (1994). Diesen Arbeiten folgte eine Anzahl weiterer, meist numerischer Natur, die sich mit wandparallelen Kräften in Strömungsrichtung (Henoach und Stace, 1995; Crawford und Karniadakis, 1997), wandparallelen Kräften in Spannrichtung (Berger et al., 2000; Lee und Kim, 2002; Du und Karniadakis, 2000; Du et al., 2002; Pang und Choi, 2004; Breuer et al., 2004) und nominell wandnormalen Kräften (Nosenchuck et al., 1995; Nosenchuck, 1996; Hattay et al., 1997; O’Sullivan und Biringen, 1998; Lumley und Blossey, 1998; Du et al., 1999; Rossi und Thibault, 2002; Thibault und Rossi, 2003) in turbulenten Grenzschichten beschäftigten. Besonders die Experimente von Nosenchuck und Mitarbeitern erfreuten sich seinerzeit großer Aufmerksamkeit (Moin und Bewley, 1994). Nosenchuck und Brown (1993) arbeiteten mit zeit- und ortsabhängigen wandnormalen Kräften und berichteten von Reduzierungen des örtlichen Reibungswiderstands turbulenter Grenzschichten um bis zu 90%. Diese beeindruckenden Werte konnten von anderen Gruppen jedoch nicht reproduziert werden (Du et al., 2002). Du und Karniadakis (2000) berichteten an prominenter Stelle von einer numerisch simulierten, energetisch effizienten Widerstandsreduzierung einer turbulenten Grenzschicht durch eine in Spannrichtung wandernde elektromagnetische Welle. Die Ergebnisse von Shatrov und Gerbeth (2005) weisen allerdings eher darauf hin, dass energetische Effizienz bei niedrigen magnetischen Feldstärken, wie sie von allen vorgenannten Autoren ausnahmslos verwendet bzw. angenommen wurden, nicht zu erzielen ist.

Die vorliegende Arbeit widmet sich der, vorwiegend experimentellen, Untersuchung der Wirkung wandparalleler Lorentzkräfte in Strömungsrichtung auf Grenzschichtprofile

und Körperumströmungen. Die Kontrolle ist notwendigerweise immer aktiv, jedoch durch feste Parameter bestimmt. Verfahren, die eine Regelung oder Steuerung einschließen, besitzen von vornherein die Aussicht auf eine günstigere energetische Effizienz, werden jedoch in der vorliegenden Arbeit nicht betrachtet. Der Schwerpunkt liegt vielmehr auf der Untersuchung prinzipieller Wirkmechanismen. Im Einzelnen sind die Arbeitspunkte:

1. die Beeinflussung der Grenzschicht an ebenen Platten mit stationären Lorentzkräften
2. die Kontrolle von Strömungsablösungen an Zylindern und symmetrischen Profilen mit stationären Lorentzkräften
3. die Beeinflussung von Zylindernachläufen und abgelösten Tragflügelumströmungen mit zeitlich periodischen Lorentzkräften.

Den Arbeitspunkten ist jeweils ein Kapitel der Arbeit gewidmet, das eine Einführung in die spezielle Problemstellung enthält. Zum ersten Punkt wird zunächst die von Gailitis und Lielausis (1961) vorgenommene Abschätzung der energetischen Effizienz einer Transitionsverzögerung durch die Berücksichtigung elektrochemischer Vorgänge und eines verbesserten Ausdrucks für die Lorentzkraftdichteverteilung erweitert. Nach einer kurzen Beleuchtung sekundärer Effekte, wie Bildung von Elektrolyseblasen und Erwärmung der Flüssigkeit durch Joulesche Wärme, folgt die Darstellung und Diskussion von LDA-Messungen der Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Hauptströmung und deren Schwankungskomponente. Diese Daten werden durch Ergebnisse von direkten Messungen der auf die Platte wirkenden Widerstandskraft ergänzt.

Der zweite Arbeitspunkt umfasst einen Themenbereich, der in der Literatur kaum vertreten ist. Insbesondere zur mit Lorentzkräften kontrollierten Profilmströmung sind mit Ausnahme der hier dargestellten und auch von Weier et al. (2003) und Weier und Gerbeth (2004) publizierten Ergebnisse in der offenen Literatur keine Beiträge erschienen. Zunächst werden Strömungsvisualisierungen einer kontrollierten Zylinderumströmung vorgestellt, begleitet von einer durch numerische Experimente unterstützten Diskussion der Wirkungsweise der Lorentzkraft. Dem folgt eine Darstellung von Kraftmessungen an verschiedenen symmetrischen Ruderprofilen, bei der wesentliche Steigerungen des Auftriebs und Verminderungen des Widerstands nachgewiesen wurden. Das Kapitel schließt mit einer Diskussion verschiedener Mechanismen der Auftriebserhöhung und der Identifikation des den Lorentzkrafteinfluss auf die Auftriebserhöhung charakterisierenden Parameters.

Aus strömungsmechanischen und auch elektrochemischen Gründen ist der im dritten Arbeitspunkt behandelte Einsatz oszillierender Kräfte von Interesse. Die Kontrolle von abgelösten Strömungen durch oszillierendes Ausblasen/Absaugen ist ein aktuelles Thema laufender aerodynamischer Untersuchungen, wie eine „exponentiell wachsende Menge an Publikationen“ (Wyganski, 2004) zeigt. Aktuelle Übersichten zu diesen Arbeiten geben Greenblatt und Wyganski (2000) und Scott Collins et al. (2004). Das starke Interesse am periodischen Impulseintrag liegt darin begründet, dass er für vergleichbare Resultate bis zu 2 Größenordnungen weniger Aufwand erfordert als stationäres Ausblasen (siehe z.B. Seifert et al., 1996). In der vorliegenden Arbeit wird zunächst wiederum anhand

## *1 Einleitung*

von Strömungsvisualisierungen der Einfluss oszillierender Lorentzkräfte auf die Nachlaufstrukturen einer Kreiszyylinderumströmung gezeigt und die Ergebnisse im Vergleich zu solchen, die durch oszillierende Bewegungen von Zylindern erzielt wurden, besprochen. Daran schließt sich die Darstellung und Diskussion von Strömungsvisualisierungen und Kraftmessungen an angestellten Platten und einem NACA 0015 Profil an. Dabei wird besonders auf die Rolle der Anregungsfrequenz, Amplitude und Wellenform eingegangen. Abschließend erfolgt ein Vergleich der Wirkung der oszillierenden Lorentzkraft einerseits mit dem oszillierenden Ausblasen/Absaugen und andererseits mit einer stationär wirkenden Lorentzkraft.

Laminar flow control is essentially a war against the inflection point.

---

(Daniel Arnal)

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

### 2.1 Grundgleichungen der Magnetohydrodynamik und Vereinfachungen bei geringer Leitfähigkeit

Der Impulstransport in Strömungen wird durch die Navier–Stokes Gleichung (NSG)

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{\mathbf{F}}{\rho}. \quad (2.1)$$

beschrieben, die Erhaltung der Masse durch die Kontinuitätsgleichung

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.2)$$

ausgedrückt. In (2.1) und (2.2) bezeichnet  $\mathbf{u}$  das Geschwindigkeitsfeld. Der Druck wird mit  $p$  gekennzeichnet,  $t$  steht für die Zeit und  $\rho$  und  $\nu$  beschreiben die Stoffgrößen Dichte und kinematische Viskosität. Die rechte Seite von (2.1) enthält einen Term mit der Volumenkraftdichte  $\mathbf{F}$ , die noch zu untersetzen ist. Die Anwendung der NSG in der Formulierung (2.1) setzt zuallererst voraus, dass die Approximation des Strömungsmediums als Kontinuum gerechtfertigt ist, d.h. die betrachteten Geometrien Abmessungen weit oberhalb der mittleren freien Weglänge der Moleküle besitzen. Die angegebene Form des Dissipationsterms  $\nu \Delta \mathbf{u}$  gilt dann, wenn der Newtonsche Spannungsansatz anwendbar ist, d.h. eine Proportionalität zwischen Spannung und Deformationsbewegung besteht. Zusätzlich werden die Fluide als inkompressibel betrachtet. Alle drei Annahmen sind in den im Folgenden behandelten Fällen gerechtfertigt: das Arbeitsmedium ist Wasser bei Raumtemperatur mit geringfügigen anorganischen Beimengungen. Die charakteristischen Längen  $l$  der Versuchsgegenstände liegen mit  $0.02 \text{ m} \leq l \leq 1 \text{ m}$  im makroskopischen Bereich.

Die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  des Strömungsmediums entscheidet, ob seine Bewegung im Sinne der MHD von Magnetfeldern beeinflusst wird. Die Natur der freien Ladungsträger im Fluid ist dabei vordergründig nicht von Interesse. Die Elektroneutralität des Fluids, d.h. gleiche Anzahl positiver und negativer Elementarladungen, sei vorausgesetzt. Magnetische Fluide bzw. Ferrofluide, d.h. Suspensionen ferromagnetischer Partikel, sind traditionell nicht Gegenstand der MHD, sondern begründen einen eigenen Forschungszweig und sollen hier nicht betrachtet werden<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Ein aufgeprägtes Magnetfeld der Stärke  $\mathbf{H}$  bewirkt in Ferrofluiden mit der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  eine magnetische Volumenkraftdichte  $\mathbf{F} = (\mathbf{M} \cdot \nabla) \mathbf{H}$ , die Kelvin–Kraft. Anwendungen finden Ferrofluide beispielsweise in speziellen Dichtungen und Lagerungen. Eine kurze Einführung in die Phänomenologie gibt z.B. Neuringer und Rosensweig (1964), ausführlicheres bietet Rosensweig (1985).

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

Die folgende kurze Darstellung der nichtrelativistischen Maxwellgleichungen folgt Shercliff (1965) und Thess (1996), auch z.B. in Čap (1975) findet sich eine wesentlich vertiefte Darstellung. Populäre Einführungen in die MHD bieten beispielsweise Birzvalks (1986) und Thess und Gerbeth (1998). Die nichtrelativistische Betrachtungsweise ist für die Labor-MHD gerechtfertigt, da die dort auftretenden Geschwindigkeiten weit unterhalb der Lichtgeschwindigkeit liegen. Die beiden folgenden Gleichungen (2.3) und (2.4) sind jedoch auch ohne diese Einschränkung gültig. Das magnetische Feld ist divergenzfrei:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (2.3)$$

$\mathbf{B}$  bezeichnet die magnetische Flussdichte. Weiterhin gilt das Faradaysche Induktionsgesetz:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

die zeitliche Änderung des magnetischen Flusses induziert ein elektrisches Feld  $\mathbf{E}$ .

Ferner wird nun angenommen, dass Feldänderungen nur mit kleiner Frequenz stattfinden. Das hat zur Konsequenz, dass Effekte der Ladungsumverteilung vernachlässigt werden können, d.h. Verschiebungsströme klein gegenüber Leitungsströmen sind. Das Ampère-Maxwell Gesetz reduziert sich dann zum Ampèreschen Gesetz:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}, \quad (2.5)$$

wobei  $\mu_0$  die magnetische Permeabilität des Vakuums bezeichnet. Bildet man die Divergenz von (2.5), folgt, dass die Divergenzfreiheit auch für die Stromdichte  $\mathbf{j}$  gilt (1. Kirchhoffsches Gesetz):

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0. \quad (2.6)$$

Zu den Maxwellgleichungen kommt das Ohmsche Gesetz für im Magnetfeld bewegte Leiter:

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (2.7)$$

hinzu. Die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  hat im allgemeinen Fall tensoriellen Charakter. Dieser tritt z.B. bei bestimmten Kristallen mit anisotroper Leitfähigkeit (Thess, 1996) und im voll ionisierten Plasma (Čap, 1975) zu Tage. In den hier behandelten Elektrolytlösungen und auch bei Flüssigmetallen kann die Leitfähigkeit jedoch als skalare Größe betrachtet und das Ohmsche Gesetz in der Form (2.7) angeschrieben werden. Als weitere Vereinfachung ist in (2.7) der Hall Effekt vernachlässigt, da er in flüssigen Leitern sehr gering ist (Shercliff, 1965; Fahidy, 1999).

Auf im Magnetfeld bewegte Ladungen wirkt eine zur magnetischen Induktion und zum Geschwindigkeitsvektor senkrecht stehende Kraft, die Lorentzkraft<sup>2</sup>. In der Kontinuums-

---

<sup>2</sup>Bei Verzicht auf die Elektroneutralitätsbedingung, d.h. Zulassen von Raumladungsdichten  $q$  wird die Volumenkraft durch  $\mathbf{F} = q\mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$  beschrieben, es muss also noch die Coulomb-Kraft  $q\mathbf{E}$  in die Betrachtung einbezogen werden. In den meisten praktischen Fällen, in denen Raumladungsdichten eine bedeutende Rolle spielen (z.B. Elektrofilter), sind die Stromdichten sehr klein. Man kann dann den Anteil der Lorentzkraft vernachlässigen und allein die Coulomb-Kraft betrachten. Mit derartigen Konfigurationen befasst sich die Elektrohydrodynamik (siehe z.B. Stuetzer (1962)).

## 2.1 Grundgleichungen der Magnetohydrodynamik

approximation ergibt sich die Lorentzkraftdichte  $\mathbf{F}$ , die im Magnetfeld auf ein von der Stromdichte durchflossenes Volumen wirkt, aus

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (2.8)$$

Die Gleichungen (2.7) und (2.8) sind die Kopplungsglieder zwischen Hydro- und Elektrodynamik. Die Lorentzkraft erscheint als Quellterm auf der rechten Seite der Navier–Stokes–Gleichung (2.1). Die Strömung in einem angelegten Magnetfeld generiert über den  $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$  Term im Ohmschen Gesetz (2.7) eine Stromdichteverteilung. Diese modifiziert wiederum die magnetische Flussdichte (2.5). Magnetische Induktion und Stromdichteverteilung wirken durch die Lorentzkraft (2.8) auf das Strömungsfeld zurück. Im Sinne der Energieerhaltung wird die Relativbewegung von Fluid und Magnetfeld durch diese Vorgänge gebremst<sup>3</sup>, sofern nicht zusätzlich elektrische Ströme eingeleitet werden.

Das Verhältnis von konvektivem Transport eines Magnetfeldes durch eine Strömung zu dessen Ausbreitung durch Diffusion beschreibt die magnetische Reynoldszahl

$$R_m = \frac{U_\infty l}{\lambda} = \mu_0 \sigma U_\infty l. \quad (2.9)$$

Hier steht  $U_\infty$  für die Geschwindigkeit der Strömung,  $l$  für eine charakteristische Länge und  $\lambda$  für die magnetischen Diffusivität  $\lambda = \mu_0^{-1} \sigma^{-1}$ . Eine überschlagsmäßige Berechnung von  $R_m$  ergibt für Laborbedingungen kleine Werte. Zu Illustrationszwecken bietet Tabelle 2.1 eine Auswahl von Leitfähigkeitsdaten. Rechnet man mit der Leitfähigkeit von Quecksilber, einer Strömungsgeschwindigkeit von  $1 \text{ ms}^{-1}$  und einer charakteristischen Länge von  $0.1 \text{ m}$ , ergibt sich ein  $R_m \approx 0.14$ . Ist die magnetische Reynoldszahl klein, lässt sie sich auch als Verhältnis von induziertem,  $B_i$ , zu aufgeprägtem Magnetfeld  $B_0$  interpretieren:<sup>4</sup> der Betrag der induzierten Stromdichte  $j_i$  kann größenordnungsmäßig mit dem Ohmschen Gesetz (2.7) als  $\sigma U_\infty B_0$  abgeschätzt werden. Für das induzierte Magnetfeld ergibt sich mit dem Ampèreschen Gesetz (2.5) dann  $\sigma U_\infty B_0 \mu_0 l$ , d.h.  $R_m \cdot B_0$ . Unter Laborbedingungen ist also bei flüssigen Metallen das induzierte Magnetfeld typischerweise deutlich kleiner als das aufgeprägte. Es gilt:

$$R_m \ll 1. \quad (2.10)$$

Betrachtet man Elektrolyte unter Laborbedingungen, findet man nochmals wesentlich geringere  $R_m \approx 10^{-5}$ . Deshalb ist es typischerweise gerechtfertigt, bei der Betrachtung des Magnetfeldes die induzierte Komponente zu vernachlässigen.

Wegen der geringen Leitfähigkeit von Elektrolyten sind die in ihnen induzierten Stromdichten  $\sigma U_\infty B_0$  ebenfalls klein:  $j_i \approx 10 \text{ A m}^{-2}$ , ein aufgeprägtes Magnetfeld von  $B_0 = 1 \text{ T}$

<sup>3</sup>Dieser Effekt ist bei der Bewegung von festen Leitern in Magnetfeldern als „Lenzsche Regel“ bekannt.

Eine vertiefte Diskussion des Mechanismus in Flüssigmetallen mit Bezug auf den Dynamoeffekt bietet Stefani et al. (2002).

<sup>4</sup>Falls  $R_m \gg 1$ , ist der Begriff eines „aufgeprägten Magnetfeldes“ an sich fraglich, da es dann vollständig mit der Strömung bewegt wird (Shercliff, 1965). Man spricht in diesem Zusammenhang auch vom „eingefrorenen Feld“. Solche Verhältnisse sind typisch für astrophysikalische Vorgänge.

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

Leiter	$\sigma / \text{S m}^{-1}$	Referenz
Kupfer (fest)	$6.5 \cdot 10^7$	Shercliff (1965)
Quecksilber	$1.08 \cdot 10^6$	Resler und Sears (1958)
schockionisierte Luft bei $Ma = 15$	100	Pai (1962)
Salpetersäure (31% $\text{HNO}_3$ )	78.19	D'Ans und Lax (1949)
Meerwasser	2–6	Tyler et al. (1998)
Standard–Meerwasser	4.29140	Culkin und Smith (1980)

Tabelle 2.1: Leitfähigkeiten ausgewählter Stoffe.

angenommen. Um den Einfluss der durch diese Stromdichten und das aufgeprägte Magnetfeld bewirkten Lorentzkraftdichte auf die Strömung abzuschätzen, kann man den Wechselwirkungsparameter

$$N_i = \frac{\sigma B_0^2 l}{\rho U_\infty} \quad (2.11)$$

betrachten. Er beschreibt das Verhältnis von elektromagnetischer Kraft  $j_i B_0 = \sigma U_\infty B_0^2$  zu Trägheitskraft  $\rho U_\infty^2 l^{-1}$ . Der Index  $i$  kennzeichne die Verwendung der induzierten Stromdichten. Mit der Dichte von Wasser und den anderen bereits angegebenen Größen ergibt sich für Elektrolyte  $N_i \approx 10^{-3}$ , für Quecksilber ( $\rho \approx 13.6 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$  bei Raumtemperatur (D'Ans und Lax, 1949) jedoch  $N_i \approx 10$ . Daraus lässt sich ableiten, dass eine Elektrolytströmung von einem angelegten Magnetfeld moderater Stärke kaum, eine Quecksilberströmung hingegen deutlich beeinflusst wird.

Um eine vergleichbare elektromagnetische Kraftdichte in Elektrolyten zu erzeugen, müsste das angelegte magnetische Feld auf etwa 100 T gesteigert werden. Diese Möglichkeit ist in der Praxis jedoch schwer zu verwirklichen. Magnetfelder solcher Flussdichte lassen sich heutzutage nur mit sehr hohem technischen Aufwand und für Zeiten im ms-Bereich erzeugen (siehe Herrmannsdörfer et al., 2003).

Eine andere Option ist das zusätzliche Anlegen eines elektrischen Feldes  $\mathbf{E}_0$  bzw. Aufprägen einer Stromdichte  $\mathbf{j}_0$ . Die Lorentzkraftdichte wird nun durch diese aufgeprägten Felder  $\sigma E_0 B_0 = j_0 B_0$  bestimmt, der Wechselwirkungsparameter lässt sich als

$$N = \frac{j_0 B_0 l}{\rho U_\infty^2} \quad (2.12)$$

schreiben. Damit  $N \approx 10$  gilt, muss eine Stromdichte von etwa  $10 \text{ kA m}^{-2}$  angelegt werden. Diese Stromdichte ist vergleichsweise hoch. Ähnliche und höhere Stromdichten werden jedoch schon seit mehr als einem Jahrhundert in großtechnischen Elektrolysen (Chlor–Alkali–Elektrolyse) realisiert und beherrscht (Hamann und Vielstich, 1998). Für das Verhältnis von aufgeprägtem zu induziertem elektrischen Feld, den Belastungsfaktor (load factor), gilt damit für Elektrolyte offensichtlich

$$\phi = \frac{E_0}{B_0 U_\infty} \gg 1. \quad (2.13)$$



## 2.2 Grenzschichtgleichungen und Grenzschichtstabilität

Im hier angenommenen Beispiel ist  $\phi \approx 1000$ . Dieses Verhältnis legt nahe, analog zur Argumentation bei  $R_m \ll 1$  im Falle des Magnetfelds, auch das induzierte elektrische Feld gegenüber dem angelegten Feld zu vernachlässigen. Der Belastungsfaktor steht gleichzeitig für das Verhältnis von elektrischer ( $\sim jE_0$ ) zu mechanischer Leistung ( $\sim jU_\infty B_0$ ) und wird deshalb auch als „elektrisch–mechanischer Wirkungsgrad“ (Čap, 1972) bezeichnet. Die Auswirkung der mit Gleichung (2.13) getroffenen Voraussetzung  $\phi \gg 1$  auf die Energiebilanz der elektromagnetischen Strömungskontrolle in schwach leitfähigen Fluiden wird später in Abschnitt 4.3.3.4 thematisiert.

Für Elektrolytströmungen kann damit die Lösung des Gleichungssystems (2.1–2.8) wesentlich vereinfacht werden: magnetisches und elektrisches Feld und folglich die Lorentzkraft sind von der Geschwindigkeitsverteilung unabhängig. Da dieser Schluss nur durch Größenordnungsabschätzungen zu Stande kam, ist eine Überprüfung seiner Gültigkeit allerdings für den jeweiligen Einzelfall nötig.

## 2.2 Grenzschichtgleichungen und Grenzschichtstabilität

Nachdem im vorherigen Abschnitt dargelegt wurde, dass es im Fall elektrisch schwach leitfähiger Fluide zumeist gerechtfertigt ist, Maxwell und Navier–Stokes Gleichungen als unabhängig zu betrachten, sollen im Folgenden mögliche Vereinfachungen der Bewegungsgleichungen des Fluids kurz diskutiert werden. Ausführliche Darstellungen bieten z.B. Schlichting (1941, 1959) sowie Rosenhead (1963).

Zunächst seien die Navier–Stokes Gleichungen (2.1) in dimensionsloser Form angeschrieben, wobei die Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  und eine geeignete Länge  $l$  als Bezugsgrößen dienen:

$$\frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + (\mathbf{u}^* \cdot \nabla) \mathbf{u}^* = -\nabla p^* + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u}^* + N \mathbf{F}^*. \quad (2.14)$$

Im Einzelnen ist  $\mathbf{u}^* = U_\infty^{-1} \mathbf{u}$ ,  $t^* = U_\infty l^{-1} t$ ,  $p^* = \rho^{-1} U_\infty^{-2} p$ ,  $\mathbf{F}^* = j_0^{-1} B_0^{-1} \mathbf{F}$  und  $\mathbf{x}^* = \mathbf{x} l^{-1}$ . Der bereits eingeführte Wechselwirkungsparameter (2.12) steht vor dem Lorentzkraftterm, andere Volumenkräfte werden von der Betrachtung ausgenommen. Vor dem dissipativen Term ( $\nabla^2 \mathbf{u}^*$ ) erscheint als weiterer Parameter die Reynoldszahl:

$$Re = \frac{U_\infty l}{\nu}. \quad (2.15)$$

Sie beschreibt das Verhältnis von Trägheitskräften zu Zähigkeitskräften. Bei hohen Reynoldszahlen liegt es nahe, den Dissipationsterm zu vernachlässigen, aus den Navier–Stokes Gleichungen entstehen dann die Euler–Gleichungen für die Potentialströmung. Mit der Streichung des Dissipationsterms einher geht jedoch eine Verminderung der Ordnung der Differentialgleichung, in deren Konsequenz nicht mehr alle Randbedingungen erfüllt werden können. Im Kontext der Potentialströmung verzichtet man auf die Realisierung der Haftbedingung, die eine verschwindende Tangentialgeschwindigkeit an festen Wänden

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

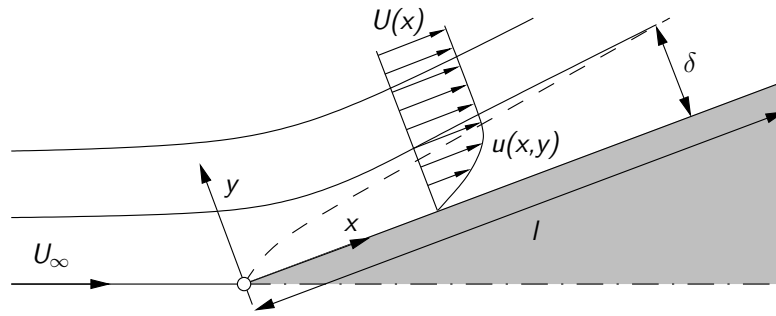


Abb. 2.1: Entwicklung der Grenzschicht bei einer Keilströmung. Die wandnormale ( $y$ ) Koordinate ist in der Skizze stark überhöht.

vorschreibt. Das führt in vielen Fällen zu fundamentalen Problemen bei der Beschreibung realer Strömungen<sup>5</sup>.

Um diesen Schwierigkeiten zu begegnen, entwickelte Prandtl (1904) das Konzept der Grenzschicht und die Grenzschichtgleichungen. Der Grundgedanke dieses für viele Problemstellungen sehr fruchtbaren Ansatzes besteht in der Annahme, dass es bei hohen Reynoldszahlen eine dünne Schicht von der Ausdehnung  $\delta$  an der Außenseite umströmter Körper gibt, in der starke Geschwindigkeitsgradienten auftreten und die Viskosität eine wesentliche Rolle spielt. Außerhalb dieser Schicht, der Grenzschicht, treten keine starken Geschwindigkeitsgradienten auf, die Viskosität verliert ihren Einfluss und die Strömung kann als Potentialströmung betrachtet werden. Eine ausführliche Herleitung der Grenzschichtgleichungen aus den Navier–Stokes–Gleichungen (2.1) gibt z.B. Schlichting (1958). Eine vollständige Wiedergabe dieser Herleitung ist hier nicht beabsichtigt, vielmehr soll sie unter Berücksichtigung der Lorentzkraft lediglich skizziert werden. Die hier angegebene kurze Argumentation stützt sich auf Cowley (2001).

Zunächst sei vorausgesetzt, dass die betrachteten Problemstellungen als zweidimensional angesehen werden können. Die Kontinuitätsgleichung (2.2) lässt sich dann als

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.16)$$

aufschreiben. Eine das verwendete kartesische Koordinatensystem erläuternde Skizze findet sich in Abbildung 2.1. Aus (2.16) folgt im Sinne einer Größenordnungsabschätzung:

$$\frac{\mathcal{U}}{l} \sim \frac{\mathcal{V}}{\delta}.$$

Das üblicherweise eine Proportionalität oder Ähnlichkeit ausdrückende Zeichen  $\sim$  steht in Anlehnung an Cowley (2001) von hier ab bis einschließlich Gleichung (2.19) für „in der Größenordnung von“.  $\mathcal{U}$  ist eine charakteristische Strömungsgeschwindigkeit in wandparalleler ( $x$ ) und  $\mathcal{V}$  eine in wandnormaler ( $y$ ) Richtung.  $l$  bezeichnet die charakteristische

<sup>5</sup>Ein bekanntes Beispiel ist das D’Alembertsches Paradoxon: nach der Potentialtheorie erfährt ein Körper, der sich gleichförmig durch eine unendlich ausgedehnte Flüssigkeit bewegt, keinen Widerstand (Schlichting, 1958).

## 2.2 Grenzschichtgleichungen und Grenzschichtstabilität

Körperlänge in  $x$ -Richtung und  $\delta$  die bereits eingeführte Grenzschichtdicke mit voraussetzungsgemäß  $\delta/l \ll 1$ . Für die wandnormale Geschwindigkeitskomponente folgt daraus:

$$\mathcal{V} \sim \frac{\mathcal{U}\delta}{l} \ll \mathcal{U}.$$

Für den Impulstransport in  $x$ -Richtung kann man in analoger Weise eine größenordnungsmäßige Abschätzung der Terme vornehmen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{F_x}{\rho} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right), \\ \frac{\mathcal{U}}{\mathcal{T}} \sim \frac{\mathcal{U}^2}{l} \sim \frac{\mathcal{U}\mathcal{V}}{\delta} \sim \frac{\mathcal{P}}{\rho l} \sim \frac{\mathcal{F}_x}{\rho} \sim \frac{\nu \mathcal{U}}{\delta^2} &\gg \frac{\nu \mathcal{U}}{l^2}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

$\mathcal{T}$  bezeichnet eine charakteristische Zeit und  $\mathcal{F}_x$  einen charakteristischen Wert der in Strömungsrichtung wirkenden Lorentzkraftdichte. Aus (2.17) kann man ableiten, dass eine charakteristische Druckdifferenz in Strömungsrichtung von der Größenordnung  $\mathcal{P} \sim \rho \mathcal{U}^2$  sein muss. Aus den Termen

$$\frac{\mathcal{U}^2}{l} \sim \frac{\nu \mathcal{U}}{\delta^2}$$

lässt sich außerdem schließen, dass die Grenzschichtdicke umgekehrt proportional der Wurzel der Reynoldszahl ist

$$\delta \sim Re^{-1/2} l. \quad (2.18)$$

Der Impulstransport in  $y$ -Richtung wird durch

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{F_y}{\rho} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right), \\ \frac{\mathcal{V}}{\mathcal{T}} \sim \frac{\mathcal{U}\mathcal{V}}{l} \sim \frac{\mathcal{V}^2}{\delta} \ll \frac{\mathcal{P}}{\rho \delta} \sim \frac{\mathcal{F}_y}{\rho} &\gg \frac{\nu \mathcal{V}}{\delta^2} \gg \frac{\nu \mathcal{V}}{l^2}, \end{aligned} \quad (2.19)$$

beschrieben. Bei Abwesenheit einer wandnormalen Lorentzkraftkomponente folgt hieraus sofort, dass über der Grenzschichtdicke kein wesentlicher Druckabfall auftritt. Die Gleichung reduziert sich zu  $\partial p / \partial y = 0$  und kann demzufolge außer Acht gelassen werden. Da in der vorliegenden Arbeit lediglich wandparallele Lorentzkraftkomponenten behandelt werden sollen, bleibt diese Annahme gültig.

Unter ausschließlicher Berücksichtigung der Terme führender Ordnung und für stationäre Strömungen ( $\partial u / \partial t = 0$ ) lassen sich nun die dimensionsbehafteten Grenzschichtgleichungen mit wandparalleler Lorentzkraft aufschreiben:

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + F_x + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Da der Druck in der Grenzschicht nur noch von der  $x$ -Koordinate abhängt, kann  $dp/dx$  als gewöhnlicher Differentialkoeffizient geschrieben werden.

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

Ist eine Lösung der Navier–Stokes (2.1) oder Grenzschichtgleichungen (2.20) für einen bestimmten Satz von Randbedingungen gefunden, erlaubt diese Tatsache allein noch nicht, darauf zu schließen, dass ein reales Pendant der Lösung existiert. Vielmehr muss die Strömung unter den vorausgesetzten Bedingungen auch stabil sein. Um das zu entscheiden, muss die Frage beantwortet werden, ob die Strömung nach einer Störung wieder zu ihrem ursprünglichen Zustand zurückkehrt. Ist das der Fall, dann ist die Strömung stabil gegen diese Störung, ansonsten instabil. Bei den hier betrachteten Strömungen hängt die Stabilität vom Verhältnis der Trägheits- zur Reibungskraft, d.h. der Reynoldszahl, ab.<sup>6</sup>

Die Stabilität einer Strömung kann auf unterschiedliche Arten untersucht werden. Nahe liegend, jedoch zeit- und kostenintensiv sind Experimente und direkte numerische Simulationen (DNS). Während der erstgenannte Weg seit längerer Zeit beschritten wird und zur Entdeckung des Phänomens des Strömungsumschlags durch O. Reynolds 1883 führte, ist letzteres Vorgehen erst seit dem Aufkommen leistungsfähiger Digitalrechner praktikabel. Zur theoretischen Behandlung des Instabilitätsproblems gibt es verschiedene Ansätze. Die lineare Stabilitätstheorie untersucht das Verhalten einer Strömung gegenüber kleinen Störungen und ist in der Lage, die Instabilität der hier betrachteten Grenzschichtströmungen gut zu beschreiben<sup>7</sup>. Im Folgenden sollen kurz und angelehnt an Schetz (1993) bzw. Schlichting (1958) die Grundgedanken der linearen Stabilitätstheorie umrissen werden. Erschöpfende Darstellungen geben z.B. Drazin und Reid (1981) und Schmid und Henningson (2001), Sammelbände wie AGARD (1994) und AGARD (1984) bieten zusätzlich eine Fülle anwendungsnahen Materials. Für die Betrachtung wird vorausgesetzt, dass die Gesamtströmung  $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \tilde{\mathbf{u}}$  lediglich von zwei Koordinaten abhängt. Die Grundströmung sei eine Parallelströmung, d.h. nur Funktion einer Koordinate:  $u_0 = u_0(y)$ . Weiterhin sollen die Störungen  $\tilde{\mathbf{u}}$  wesentlich schwächer, als die Grundströmung  $u_0$  sein, d.h.  $\tilde{u}, \tilde{v} \ll u_0$ . Für die Störung wird ein Stromfunktionsansatz der Form

$$\Psi(x, y, t) = \Phi(y)e^{i\alpha(x-ct)} \quad (2.21)$$

gewählt. Dabei ist  $i \equiv \sqrt{-1}$ ,  $\Phi(y)$  eine komplexe Amplitudenfunktion,  $\alpha$  die Wellenzahl der Störung und  $c = c_r + ic_i$  deren komplexe Phasengeschwindigkeit. Aus Gleichung (2.21) ist ersichtlich, dass die Stabilität der Strömung vom Wert von  $\alpha c_i$  abhängt. Für  $\alpha c_i < 0$  wird die Störung gedämpft, d.h. sie klingt mit der Zeit ab, eine neutrale bzw. indifferente Störung liegt für  $\alpha c_i = 0$  vor und bei  $\alpha c_i > 0$  wächst die Störung zeitlich, die Strömung wird instabil. Der in Gleichung (2.21) gewählte Ansatz für die Stromfunktion der Störung lautet, mit den die betrachtete Störung darstellenden Geschwindigkeitskom-

---

<sup>6</sup>Cowley (2001) bezeichnete die laminare Grenzschichttheorie als Paradoxon, da sie unter der Voraussetzung  $Re \gg 1$  hergeleitet wurde, die allermeisten Strömungen jedoch für  $Re \gg 1$  turbulent seien.

Das Beispiel zeigt, dass auch Paradoxa von außerordentlichem praktischen Nutzen sein können.

<sup>7</sup>Die von O. Reynolds für die Rohrströmung experimentell gefundene kritische Reynoldszahl  $Re_{\text{krit}} \approx 2300$  ist mit Hilfe der linearen Stabilitätstheorie nicht begründbar. Für das parabolische laminare Strömungsprofil der Rohrströmung (Hagen–Poiseuille Strömung) liefert sie  $Re_{\text{krit}} \rightarrow \infty$ .

ponenten formuliert:

$$\begin{aligned}\tilde{u} &= \frac{\partial \Psi}{\partial y} = \frac{\partial \Phi}{\partial y} e^{i\alpha(x-ct)} \\ \tilde{v} &= -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = -i\alpha \Phi(y) e^{i\alpha(x-ct)}.\end{aligned}\tag{2.22}$$

Die Gesamtströmung wird nun in die Navier–Stokes Gleichung (2.14) eingesetzt. Unter Vernachlässigung der in den Störungsgeschwindigkeiten quadratischen Glieder und Ausnutzung der Tatsache, dass die Grundströmung für sich genommen die Navier–Stokes Gleichung erfüllt, ergibt sich für die Amplitudenfunktion eine gewöhnliche Differentialgleichung 4. Ordnung, die Orr–Sommerfeld Gleichung:

$$(u_0^* - c^*) \left( \frac{d^2 \Phi^*}{dy^{*2}} - \alpha^{*2} \Phi^* \right) - \frac{d^2 u_0^*}{dy^{*2}} \Phi^* = \frac{-i}{\alpha^* Re} \left( \frac{d^4 \Phi^*}{dy^{*4}} - 2\alpha^{*2} \frac{d^2 \Phi^*}{dy^{*2}} + \alpha^{*4} \Phi^* \right).\tag{2.23}$$

Wie Gleichung (2.14) ist die angegebene Form der Orr–Sommerfeld entdimensioniert ( $u_0^* = U_\infty^{-1} u_0$ ,  $c^* = U_\infty^{-1} c$ ,  $\Phi^* = U_\infty^{-1} l \Phi$ ,  $y^* = l^{-1} y$ ,  $\alpha^* = l \alpha$ ). Die Stabilitätsuntersuchung einer laminaren Strömung ist nun in ein Eigenwertproblem der Orr–Sommerfeld Gleichung überführt. Für vorgegebene Reynoldszahlen  $Re$  und Wellenzahlen  $\alpha$  liefert die Lösung von (2.23) eine Eigenfunktion  $\Phi(y)$  und die komplexe Phasengeschwindigkeit  $c$ .

Mit Hilfe der linearen Stabilitätstheorie lässt sich Instabilität einer laminaren Strömung vorhersagen, nicht jedoch der daraus folgende neue Strömungszustand. Werden Störungen angefacht, wachsen sie laut (2.21) exponentiell und müssen damit notwendigerweise den vorausgesetzten Zustand der Grundströmung ( $u_0$ ) verändern. Dieser Vorgang lässt sich natürlich nicht mehr mit einer um  $u_0$  linearisierten Gleichung beschreiben. Aus dem Anfangszustand können sich je nach Strömung zunächst andere, jedoch noch laminare Strömungszustände ergeben, die ihrerseits wieder Instabilitäten zeigen, wie dies bei der Taylor–Couette Strömung der Fall ist (White, 1991). Bei ausreichend hohen Kennzahlen<sup>8</sup> bilden sich jedoch turbulente Strömungen aus. Verschiedene laminare Strömungen zeigen unterschiedliches Verhalten beim Übergang zur Turbulenz. Während bei Rayleigh–Bénard–Experimenten ein Weg über periodenverdoppelnde Bifurkationen gefunden wurde (Leven et al., 1989), ist das Transitionsszenario bei Grenzschichtströmungen komplexer.

Die White (1991) entlehnte Skizze in Abbildung 2.2 zeigt typische Phänomene der Transition einer laminaren Grenzschichtströmung an einer ebenen Platte. Die idealisiert dargestellte Abfolge von Vorgängen kann in einer störungsarmen Umgebung beobachtet werden<sup>9</sup>. Am Plattenanfang bildet sich eine stabile laminare Grenzschicht aus. Ihre

<sup>8</sup>Für die Taylor–Couette Strömungen, d.h. Strömungen im Spalt zwischen zwei coaxialen, rotierenden Zylindern, wird häufig die Taylor–Zahl, aber auch eine mit Umfangsgeschwindigkeit des Innenzylinders und Spaltweite gebildete Reynoldszahl benutzt (z.B. Tritton, 1988). Die Störungsdifferentialgleichung für die Taylor–Couette Strömung unterscheidet sich allerdings von (2.23).

<sup>9</sup>In diesem Sinne störungsarm sind in der Regel Freiflugbedingungen. Nicht speziell ausgelegte Versuchsanlagen weisen jedoch zu starke Turbulenzen in der Anströmung auf, so dass ein linearer Transitionsmechanismus lange Zeit nicht beobachtet werden konnte. Die zu starken Störungen bewirkten Transitionen über nichtlineare Mechanismen.

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

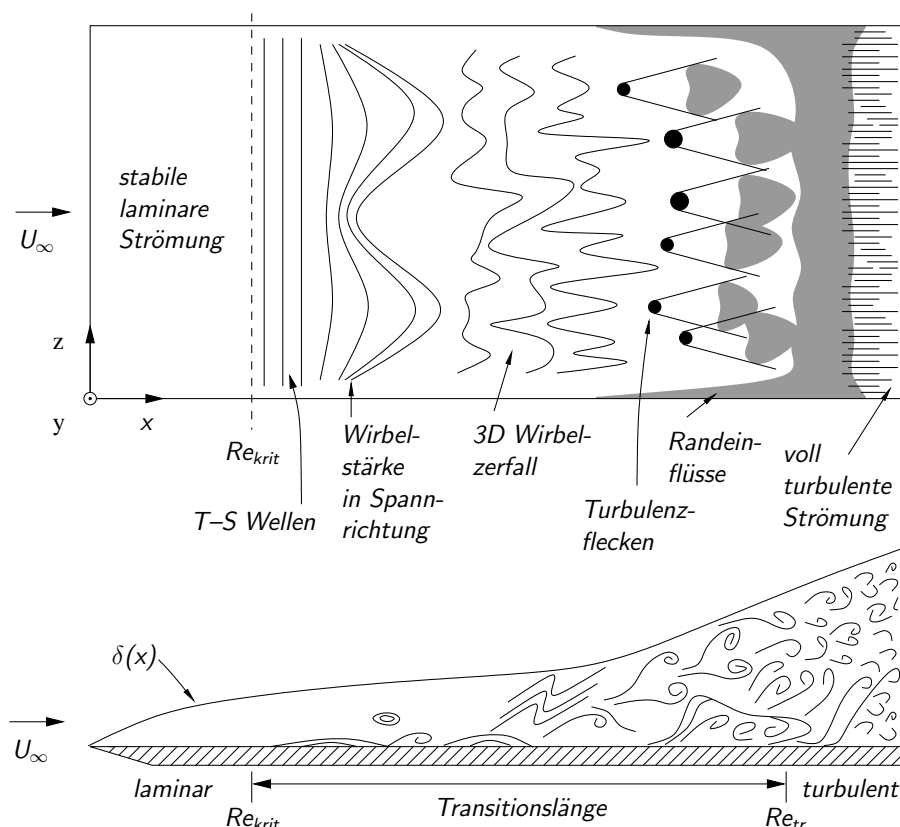


Abb. 2.2: Transitionszenario der Grenzschicht an einer ebenen Platte nach White (1991).

Dicke  $\delta$  wächst nach der Abschätzung in Gleichung (2.18) mit der Quadratwurzel aus dem Abstand zur Plattenvorderkante  $\sqrt{x}$ . Mit  $x$  nimmt offensichtlich auch die lokale Reynoldszahl  $Re = U_\infty x / \nu$  zu. Bei einer gewissen Entfernung von der Plattenvorderkante erreicht die lokale Reynoldszahl ihren kritischen Wert, die Grenzschicht wird linear instabil. Zweidimensionale, in der  $x$ - $y$  Ebene liegende, Tollmien-Schlichting (T-S) Wellen bilden sich aus. Sie sind aus der Instabilität einzelner Fourier-Komponenten von (2.21) hervorgehende, räumlich und zeitlich periodische Wellenzüge. Diese Manifestationen der primären Instabilität wurden von Tollmien 1929 theoretisch vorhergesagt und von Schlichting 1933 berechnet, ehe sie experimentell von Schubauer und Skramstadt 1948 nachgewiesen werden konnten (Arnal, 1994). Die T-S Wellen zeigen nach kurzer Entwicklung stromab Variationen in Spannrichtung. Diese Variationen treten auf, weil die bereits instabile Strömung nun auch dreidimensionale Störungen verstärkt. Störungen mit Geschwindigkeitskomponenten in alle drei Raumrichtungen sind zwar ständig präsent, die primäre Instabilität wird jedoch nach dem Squire-Theorem (siehe z.B. White, 1991) durch zweidimensionale Störungen in der Ebene der Grundströmung ausgelöst. Aus den Variationen der Grundströmung in Spannrichtung entwickeln sich, nach ihrer charakteristischen Form benannte,  $\Lambda$ -Wirbel. Diese Wirbel werden in der Scherströmung bei der Bewegung stromab gestreckt, was schließlich zum Zerfallen der  $\Lambda$ -Wirbel in klei-

## 2.2 Grenzschichtgleichungen und Grenzschichtstabilität

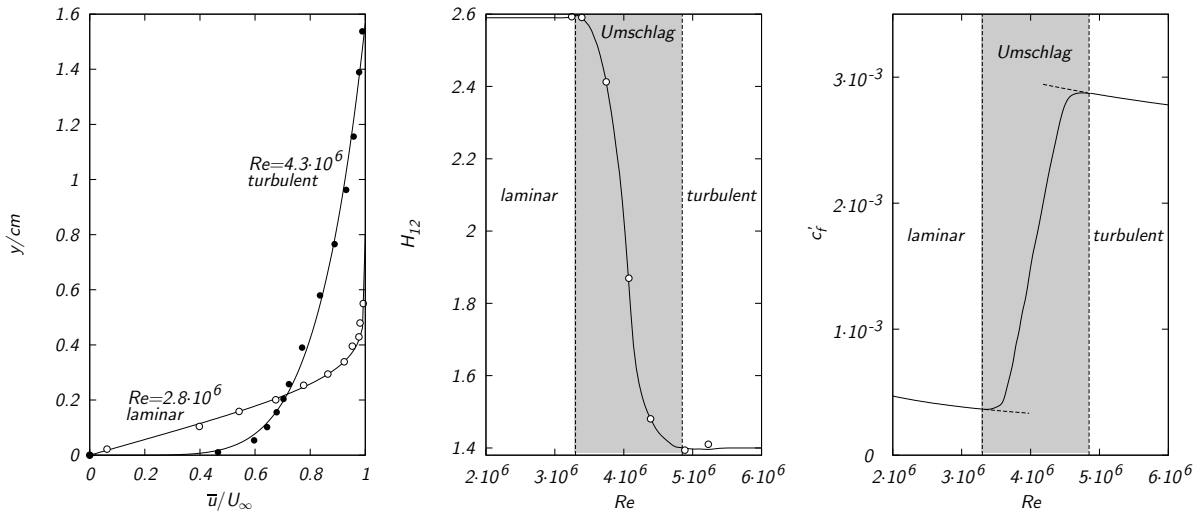


Abb. 2.3: Änderung integraler Größen bei der Grenzschichttransition, Daten nach Schubauer und Klebanoff (1956) und Schlichting (1958).

neren Strukturen führt. Sie werden ihrerseits gestreckt und zerfallen. In der Folge dieses Prozesses entstehen Wirbelstrukturen unterschiedlicher Größe. Die ihnen zuzuordnenden Frequenzen und Wellenlängen nehmen schließlich zufällige Verteilungen an. Im dann erreichten Zustand kommt es durch starke lokale Schwankungen der Geschwindigkeiten in Wandnähe zum Auftreten von Bereichen mit voll turbulenter Strömung, die nach ihrem Entdecker auch „Emmons-spots“ genannt werden. Diese Turbulenzflecken wachsen stromab und verschmelzen letztendlich zu einer ausgebildeten turbulenten Strömung. Damit ist der Übergang der Grenzschicht vom laminaren in den turbulenten Zustand abgeschlossen. Die örtliche Reynoldszahl für die Stelle der vollendeten Transition wird als Transitionsreynoldszahl ( $Re_{tr}$ , siehe White, 1991) bezeichnet.

Die geschilderten grundlegenden Änderungen der Strömungsstruktur äußern sich in veränderten Strömungseigenschaften. Abbildung 2.3 zeigt den Einfluss der Transition auf das Profil der mittleren Geschwindigkeit in Strömungsrichtung, sowie den daraus ableitbaren Formparameter  $H_{12}$  (Gleichung 2.24) und den örtlichen Widerstandskoeffizienten  $c_f'$  (Gleichung 2.27). Wegen der an einem Raumpunkt auftretenden, irregulären Geschwindigkeits- und Druckschwankungen, die die Turbulenz kennzeichnen, kann die Strömung gegebenenfalls nur noch im Mittel als zeitlich konstant angesehen werden. Demzufolge wird im linken Diagramm von Abbildung 2.3 das laminare Geschwindigkeitsprofil mit dem Profil der gemittelten Geschwindigkeit bei turbulenter Strömung verglichen. Die Daten wurden von Schubauer und Klebanoff (1956) an einer mit Luft überströmten ebenen Platte aufgenommen. Das Blasius Profil der laminaren Grenzschicht hat einen vergleichsweise geringen Anstieg in Wandnähe und geht relativ schnell in die Außenströmung über. Der Anstieg des turbulenten Grenzschichtprofils in Wandnähe ist demgegenüber wesentlich stärker, die mittlere Geschwindigkeit nähert sich jedoch deutlich langsamer dem Wert der Außenströmung an. Dieses Verhalten geht auf den durch

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

die turbulenten Bewegungen stark intensivierten Impulsaustausch zurück.

Die Form des Grenzschichtprofils lässt sich mit Hilfe integraler Parameter quantifizieren. Die Veränderung des Formparameters  $H_{12}$  während des Grenzschichtumschlags zeigt das mittlere Diagramm von Abbildung 2.3. Der Formparameter

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (2.24)$$

ist das Verhältnis zweier charakteristischer Längen, der Verdrängungsdicke

$$\delta_1 = \frac{1}{U_\infty} \int_0^\infty (U_\infty - u) dy \quad (2.25)$$

und der Impulsverlustdicke

$$\delta_2 = \frac{1}{U_\infty^2} \int_0^\infty (U_\infty - u)u dy. \quad (2.26)$$

Die Verdrängungsdicke ist ein Maß für die, von der Grenzschicht bewirkte, Verschiebung der Außenströmung von der Oberfläche des umströmten Körpers. Die Impulsverlustdicke ergibt sich aus der Integration des gegenüber der Potentialströmung durch Reibung geminderten Impulsflusses über die Dicke der Grenzschicht. Abbildung 2.4 nach White (1991) veranschaulicht die Definitionen graphisch. Der Formparameter beträgt für das Blasius Profil<sup>10</sup> der laminaren Plattengrenzschicht 2.59. Dieser Wert nimmt beim Übergang zur Turbulenz auf 1.4 ab.

Der örtliche Widerstandskoeffizient

$$c_f' = \frac{\tau_w}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2} \quad (2.27)$$

steigt hingegen bei der Transition wegen des verstärkten Impulsaustausches mit der Außenströmung deutlich an. Die Wandschubspannung

$$\tau_w = \eta \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.28)$$

ergibt sich aus dem Produkt der dynamischen Viskosität  $\eta = \nu \cdot \rho$  mit dem Wert der Ableitung der wandparallelen Geschwindigkeitskomponente  $u$  in wandnormaler Richtung  $y$  an der Wand. Eine unmittelbare Konsequenz des durch die Transition erhöhten Reibungsbeiwertes ist eine starke Zunahme der für die Relativbewegung zwischen Körper und Strömungsmedium aufzuwendenden Energie.

---

<sup>10</sup>Das Blasius Profil ist die Lösung der gewöhnlichen Differentialgleichung  $f''' + ff'' = 0$  mit den Randbedingungen  $f'(0) = f(0) = 0$  und  $f'(\infty) = 1$ . Für diese Gleichung ist keine geschlossene Lösung bekannt, tabellierte Werte finden sich jedoch in vielen Standardwerken (siehe z.B. Schlichting, 1958; White, 1991).



## 2.2 Grenzschichtgleichungen und Grenzschichtstabilität

Wie bereits in der Einleitung diskutiert, ist man in der Regel bestrebt, die nötige Antriebsenergie zu minimieren. Die Verhinderung bzw. Verzögerung der Grenzschichttransition ist ein gangbarer Weg, um dieses Ziel zu erreichen. Da der Transition wie beschrieben in störungsarmer Umgebung die lineare Instabilität des laminaren Zustandes vorausgeht, resultiert eine Erhöhung der kritischen Reynoldszahl auch in einem späteren Eintritt der Transition.

Untersuchungen der linearen Stabilität verschiedener Grenzschichtprofile zeigen (siehe Reed et al., 1996), dass im Allgemeinen Geschwindigkeitsprofile mit konvexer Krümmung, d.h. solche mit negativer zweiter Ableitung  $\partial^2 u / \partial y^2$ , Störungen stärker dämpfen, als weniger volle Profile. Die Grenzschichtgleichungen (2.20) für  $y = 0$ , d.h. an der festen Wand, kann man als

$$\eta \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \rho v_w \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{dp}{dx} - \frac{d\eta}{dT} \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y} - F \quad (2.29)$$

aufschreiben. Diese Notation erlaubt, die Einflüsse verschiedener Faktoren auf die Profilkrümmung und damit auf die Stabilität der Grenzschicht abzuschätzen. Offensichtlich wird die Krümmung an der Wand durch Absaugung, d.h. eine negative nichtverschwindende wandnormale Geschwindigkeitskomponente  $v_w$  an der Wand erhöht. Den gleichen Effekt hat ein negativer Druckgradient der Außenströmung ( $dp/dx < 0$ ). Auch die Abhängigkeit der dynamischen Viskosität  $\eta$  von der Temperatur  $T$  ist zur Beeinflussung der

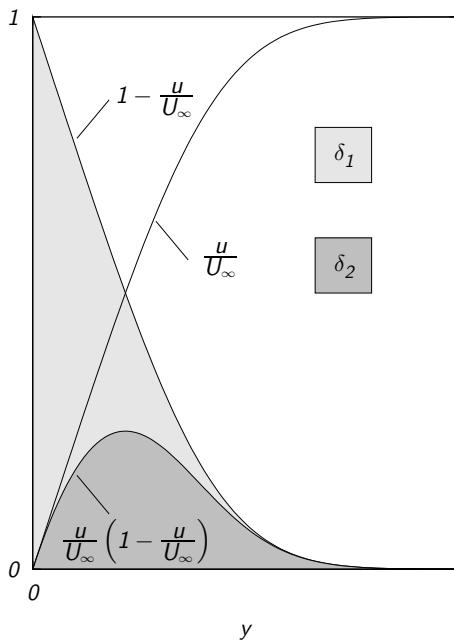


Abb. 2.4: Zur Definition von Verdrängungs- und Impulsverlustdicke nach White (1991).

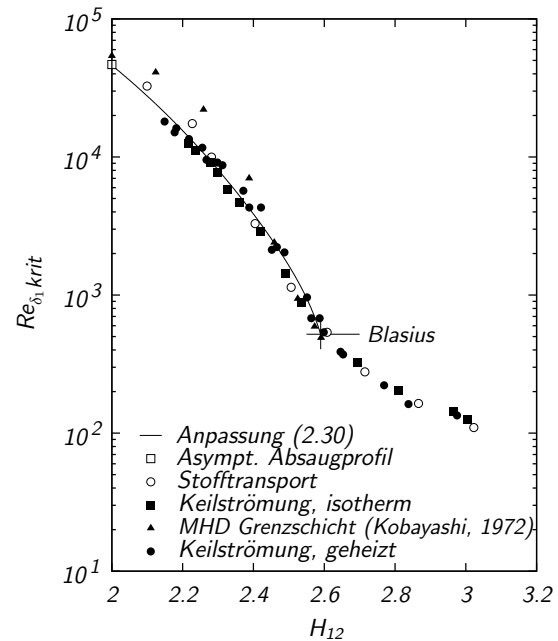


Abb. 2.5: Kritische Reynoldszahl  $Re_{\delta_1, \text{krit}}$  gegen den Formparameter  $H_{12}$  aufgetragen, Werte nach Wazzan et al. (1979) und Kobayashi (1972).

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

Profilkrümmung nutzbar. Um eine Zunahme der Viskosität mit dem Wandabstand zu erreichen, muss die Wand bei Gasströmungen gekühlt, bei Flüssigkeitsströmungen jedoch geheizt werden. Gleichung (2.29) zeigt, dass eine Volumenkraft  $F$  in Strömungsrichtung ebenfalls den Betrag von  $\partial^2 u / \partial y^2$  erhöht. Jede dieser Möglichkeiten kann zur Beeinflussung der Grenzschichtstabilität herangezogen werden. Eine Übersichtsdarstellung zur Transitionsverzögerung bietet Gad-el-Hak (1990).

Den oben genannten Methoden ist gemein, dass sie das Geschwindigkeitsprofil der Grenzschichtströmung verändern. Dies erfordert, abgesehen von einer Beeinflussung des äußeren Druckgradienten durch Formgebung (in der englischsprachigen Literatur gewöhnlich als „Natural Laminar Flow – NLF“ (Joslin, 1998b) bezeichnet), einen, unter Umständen beträchtlichen, Energieaufwand.

Eine grundsätzlich andere Art der Transitionsverzögerung besteht in der Auslöschung von im linearen Wachstum begriffenen Tollmien–Schlichting Wellen. Dieses Herangehen (wave cancellation) sollte mit wesentlich geringerem Energieaufwand auskommen, da die Energie der auszulöschenden Störungen verschwindend klein ist, stellt dafür jedoch beträchtliche Anforderungen an Sensorik und Aktuatoren. Zudem ist die vollständige Auslöschung aller Störungen zumindest schwierig, weshalb eine praktische Anwendung dieser relativ jungen Technik momentan als problematisch betrachtet wird (siehe z.B. Reed et al., 1996; Saric und Reed, 2003). Offensichtlich ist der erwartete, geringe Energieaufwand für die Beeinflussung jedoch sehr attraktiv und die Methode deshalb Gegenstand aktiver Forschung, beispielsweise von Liepmann et al. (1982) und Knörnschild (2001). Auch konnte mittlerweile von Sturzebecher und Nitsche (2003) experimentell gezeigt werden, dass in Strömungsrichtung kaskadierte Sensoren und Aktuatoren in der Lage sind, T–S Wellen über eine begrenzte Entwicklungslänge am Wachsen zu hindern.

Die vorliegende Arbeit thematisiert ausschließlich die Beeinflussung des Grenzschichtprofils mit wandparallelen Lorentzkraften, da auch diese Fragestellung bisher weitgehend unbearbeitet ist. Zur Auslöschung von T–S Wellen mit Lorentzkraften sind dem Verfasser keine Untersuchungen bekannt. Die praktisch verzögerungsfreie Aktuation und leichte Steuerbarkeit der Lorentzkraft lassen sie jedoch als geeigneten Aktuator für entsprechende Anordnungen erscheinen.

Die bei der Diskussion von Gleichung (2.29) angesprochenen unterschiedlichen Stabilitätseigenschaften verschiedener Profilformen müssen für den Einzelfall durch Lösung der Orr–Sommerfeld–Gleichung (2.23) ermittelt werden. Solche Rechnungen sind im Allgemeinen recht aufwändig. Eine zusammenfassende Betrachtung der Stabilitätseigenschaften unterschiedlicher Profile kann zur Aufstellung einfacher Beziehungen genutzt werden, die eine für technische Zwecke ausreichend genaue Bestimmung der kritischen Reynoldszahl ermöglichen (siehe White, 1991). Schlichting und Ulrich (1940) trugen die für eine Profilmfamilie<sup>11</sup> ermittelte kritische Reynoldszahl über einem die Profile charakterisieren-

---

<sup>11</sup>Die entsprechenden Rechnungen führten Schlichting und Ulrich (1940) mit dem Näherungsverfahren von Pohlhausen (siehe z.B. Schlichting, 1958) durch. Es beschreibt den Verlauf der Geschwindigkeit in der Grenzschicht näherungsweise durch ein Polynom 4. Grades. Ein, als Pohlhausen Parameter bezeichneter, Formparameter  $\Lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU}{dx}$  bestimmt die Koeffizienten des Polynoms. Sein Wert hängt vom, durch die Außenströmung aufgeprägten, Druckgradienten ab. Albring (1961) verwendet die Bezeichnung „Hagensche Zahl“ für das durch  $\Lambda$  ausgedrückte Verhältnis von Druck- zu Reibungskraft.

den Parameter ab. Die Ergebnisse ordnen sich zu einer Kurve. Eine Korrelation der kritischen Reynoldszahl mit dem universellen Formparameter  $H_{12}$  nach Gleichung (2.24) liefert befriedigende Ergebnisse auch für Grenzschichtprofile, die unterschiedlichen Strömungen, z.B. solchen mit Absaugung, Temperaturgradienten über der Grenzschicht oder Druckgradienten in der Außenströmung, zuzuordnen sind (siehe z.B. Stuart, 1963; Drazin und Reid, 1981; White, 1991). Eine solche Darstellung nach Wazzan et al. (1979), zeigt Abbildung 2.5. Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung der von Wazzan et al. (1979) angegebenen Daten im Bereich  $520 \leq Re_{\delta_1 \text{krit}} \leq 46130$  durch das Polynom

$$Re_{\delta_1 \text{krit}} = 19637.09H_{12}^5 - 168081.4H_{12}^4 + 402350.8H_{12}^3 + \frac{7.037294 \cdot 10^6}{\sqrt{H_{12}}} - 6.087879 \cdot 10^6, \quad (2.30)$$

das die Bedingungen  $Re_{\delta_1 \text{krit}}(H = 2.59) = 520$  und  $Re_{\delta_1 \text{krit}}(H = 2) = 46130$  erfüllt. Die kritische Reynoldszahl  $Re_{\delta_1 \text{krit}}$  wird mit der Verdrängungsdicke (2.25) als charakteristischer Länge gebildet. Im Diagramm 2.5 sind außerdem Daten aufgenommen, die von Kobayashi (1972) für die Stabilität einer magnetohydrodynamischen Plattengrenzschicht ermittelt wurden. In die Orr–Sommerfeld–Gleichung (2.23) muss für den von Kobayashi (1972) behandelten Fall elektrisch gut leitfähiger Fluide ein Zusatzterm eingefügt werden, der den Einfluss des Magnetfeldes auf die Störungen berücksichtigt. Trotz der abweichenden Formulierung des Stabilitätsproblems fügen sich die von Kobayashi (1972) angegebenen Werte recht gut in das Diagramm 2.5 ein. Airiau et al. (2003) nutzten erfolgreich die Minimierung des über die betrachtete Plattenlänge integrierten Formparameters zur Berechnung einer optimalen Absaugverteilung für die Laminarhaltung der Grenzschicht. Die angeführten Beispiele zeigen, dass eine auf dem Formparameter aufbauende Bestimmung der Stabilität eines Grenzschichtprofils in vielen Fällen praktikabel ist. Dieser Aussage stehen die Ergebnisse der Arbeit von Pralits und Hanifi (2003) nicht entgegen. Diese Autoren demonstrierten, dass allein eine Minimierung des Integralwertes von  $H_{12}$  in Strömungsrichtung<sup>12</sup> nicht immer zu einer erfolgreichen Stabilisierung führt. Dabei ist zu beachten, dass das von Airiau et al. (2003) eingeführte Vorgehen eine schwächere Forderung darstellt, als die nach Stabilität der Grenzschichtprofile an jedem Punkt.

## 2.3 Absaugung

Im Folgenden sollen die Eigenschaften einer Grenzschichtströmung über einer ebenen Platte mit homogener Absaugung kurz dargestellt werden. Diese Strömung weist weitgehende Analogien zu der durch eine wandparallele Lorentzkraft stabilisierten Grenzschicht auf. Die Grenzschichtgleichungen für die inkompressible Überströmung einer ebenen Plat-

<sup>12</sup>Das von Airiau et al. (2003) minimierte Zielfunktional  $\mathcal{J}_0$  ist das Integral des Formfaktors  $H_{12}$  in Strömungsrichtung  $x$  über den Kontrollabschnitt  $x_{ci} - x_{co}$ , d.h.  $\mathcal{J}_0 = \int_{x_{ci}}^{x_{co}} H_{12} dx$ .  $x_{ci}$  und  $x_{co}$  bezeichnen die Grenzen des Kontrollabschnitts in  $x$ .

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

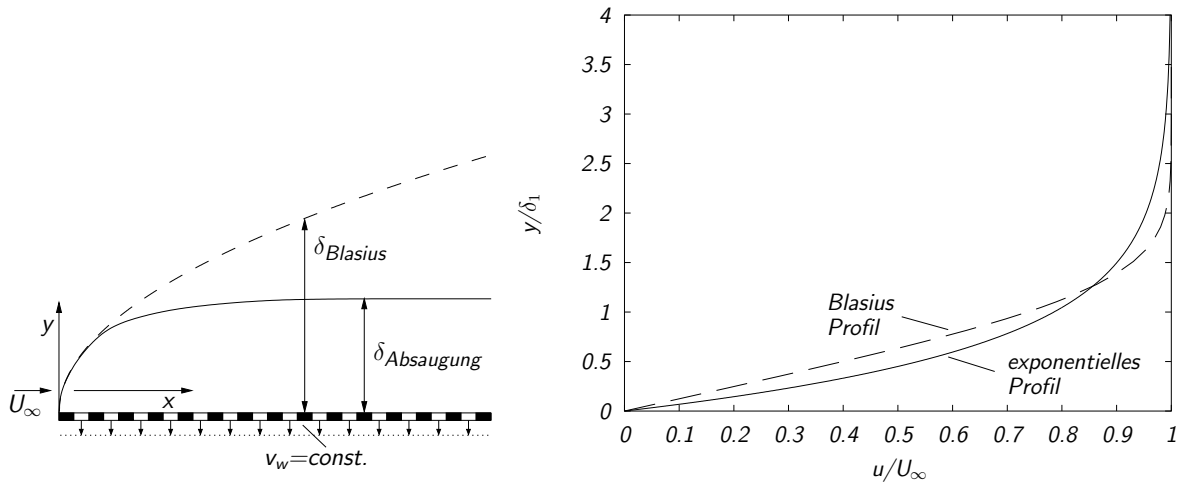


Abb. 2.6: Skizze zur Grenzschicht an einer parallel angeströmten Platte ohne (Blasiusprofil) und mit homogener Absaugung. Rechts sind die Geschwindigkeitsverteilungen des exponentiellen und des Blasiusprofils dargestellt.

te mit Absaugung ergeben sich aus (2.20) für  $F_x = 0$ :

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Die Randbedingungen (siehe z.B. Schlichting, 1958) sind:

$$\begin{aligned} y = 0 &: u = 0, \quad v = v_w(x) < 0, \\ y = \infty &: u = U_\infty, \end{aligned} \quad (2.32)$$

Für eine parallel angeströmte ebene Platte verschwindet zudem der Druckgradient der Außenströmung,  $dp/dx = 0$ . Das System (2.31, 2.32) besitzt für den Fall homogener Absaugung, d.h.  $v_w \neq f(x)$ , eine spezielle Lösung, bei welcher die Geschwindigkeitsverteilung von der Lauflänge  $x$  unabhängig ist:

$$u(y) = U_\infty \left(1 - e^{-\frac{v_w}{\nu} y}\right), \quad v(x, y) = v_w. \quad (2.33)$$

Diese Lösung wurde erstmals von Griffith und Meredith 1936 gefunden (Rosenhead, 1963), sie ist zugleich eine exakte Lösung der Navier–Stokesschen Gleichungen. Das exponentielle Geschwindigkeitsprofil nach Gleichung (2.33), auch als „asymptotisches Absaugprofil“ bezeichnet, hat interessante Eigenschaften. So sind seine Kenngrößen Verdrängungsdicke  $\delta_1$  (2.25) und Impulsverlustdicke  $\delta_2$  (2.26) allein durch die kinematische Viskosität und die Absauggeschwindigkeit bestimmt:

$$\delta_1 = \frac{\nu}{-v_w}, \quad \delta_2 = \frac{1}{2} \left( \frac{\nu}{-v_w} \right). \quad (2.34)$$

Damit ergibt sich der Formparameter für das asymptotische Absaugprofil zu  $H_{12} = 2$ . Die Wandschubspannung  $\tau_w$  (2.28) ist mit

$$\tau_w = \rho(-v_w)U_\infty \quad (2.35)$$

unabhängig von der Viskosität.

Das asymptotische Absaugprofil besitzt der linearen Stabilitätstheorie zufolge eine wesentlich höhere Stabilität, als das Blasiusprofil, das sich beim Überströmen einer Platte ohne Absaugung einstellen würde. Die Blasiusche Grenzschicht wird, wie in Abschnitt 2.2 bereits impliziert, bei einer mit der Verdrängungsdicke gebildeten Reynoldszahl von etwa  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 520$  instabil. Die kritische Reynoldszahl des asymptotischen Absaugprofils beträgt nach neueren Untersuchungen unter Berücksichtigung des Einflusses der Quergeschwindigkeit (Drazin und Reid, 1981; Herron et al., 1985; Fransson und Alfredsson, 2003)  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 5.43 \cdot 10^4$ , ist also um ca. 2 Größenordnungen höher. Lässt man den Einfluss der Absaugung auf die Störungen unberücksichtigt, d.h. löst die nicht modifizierte Orr–Sommerfeld Gleichung (2.23), ergibt sich nach Hughes und Reid (1965) und Lakin und Reid (1982) eine etwas geringere kritische Reynoldszahl von ca.  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 4.6 \cdot 10^4$ .

Im Unterschied zu anderen Beeinflussungsmöglichkeiten hat die Absaugung zwei transitionsverzögernde Effekte (Lumley, 1964). Einerseits wird durch die Änderung des Formparameters die kritische Reynoldszahl  $Re_{\delta_1 \text{krit}}$  erhöht. Andererseits begrenzt bzw. verhindert die Absaugung das Anwachsen der Grenzschichtdicke  $\delta$  und damit auch der als charakteristische Länge verwendeten Verdrängungsdicke  $\delta_1$  mit der Überströmlänge  $x$ . Verfahren – die wie das Erwärmen der Oberfläche eines in einer Flüssigkeit bewegten Körpers – nur die Form des Geschwindigkeitsprofils verändern, erhöhen zwar die kritische Reynoldszahl, können aber den Umschlag nicht verhindern, falls die Grenzschichtdicke zu stark anwächst. Mit der Möglichkeit, das Dickenwachstum der Grenzschicht zu limitieren, kann ein Überschreiten der kritischen Reynoldszahl jedoch grundsätzlich verhindert werden. Eine entsprechende Wahl der Absaugrate

$$c_Q = \frac{-v_w}{U_\infty} \quad (2.36)$$

vorausgesetzt, lässt sich durch Absaugung eine beträchtliche Reduzierung des Reibungswiderstandes gegenüber einer turbulenten Grenzschicht erzielen. Der örtliche Widerstandsbeiwert des exponentiellen Profils kann mit der Wandschubspannung aus (2.35) als

$$c'_{f\infty} = \frac{\tau_w}{\frac{\rho}{2}U_\infty^2} = 2\frac{-v_w}{U_\infty} = 2c_Q \quad (2.37)$$

angegeben werden. Er ist wiederum unabhängig von der Viskosität des Mediums und allein durch den Senkenwiderstand<sup>13</sup> bestimmt, den die Platte erfährt.

Transitionsverzögerung durch Grenzschichtabsaugung ist seit den 1940er Jahren theoretisch und experimentell ausführlich untersucht worden und hat sich sowohl als praktikabel als auch ökonomisch sinnvoll erwiesen. Eine ausführliche Übersicht einschließlich neuerer Ergebnisse bieten Joslin (1998b,a) und Braslow (1999).

<sup>13</sup>Der Senkenwiderstand resultiert aus dem Impulsverlust, den die Strömung dadurch erfährt, dass ihr Masse und damit auch deren Impuls entzogen wird (siehe z.B. Thwaites, 1960).

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

Die lineare Stabilitätstheorie ist nicht in der Lage, die Wirkung von Störungen stärkerer Amplitude exakt zu beschreiben. Solche Störungen können z.B. Oberflächenrauigkeiten darstellen, deren Einfluss durch eine dünnere Grenzschicht noch verstärkt wird. Weitere Einflussgrößen stellen der Turbulenzgrad der Anströmung, der Schallpegel und Strukturvibrationen dar. Derartige Störungen können bei hinreichender Amplitude Transition durch vollständig nichtlineare Mechanismen (Bypass, siehe z.B. Morkovin, 1991) hervorrufen. Aus diesem Grunde gelingt es auch mit Absaugung nicht, den laminaren Zustand der Grenzschicht beliebig lange aufrecht zu erhalten (siehe z.B. Arnal, 1996; Joslin, 1998b).

Wie in Abschnitt 2.2 erläutert, ist ein Grenzschichtprofil linear stabil, solange

$$Re_{\delta_1} = \frac{U_\infty \delta_1}{\nu} < Re_{\delta_1 \text{krit}} \quad (2.38)$$

gilt. Setzt man nun den Wert für die Verdrängungsdicke des exponentiellen Profils aus (2.34) in (2.38) ein, ergibt sich die zur Verhinderung der Transition erforderliche Mindestabsaugrate zu

$$c_Q = \frac{1}{Re_{\delta_1 \text{krit}}}. \quad (2.39)$$

Für das asymptotische Absaugprofil ergibt sich so der sehr kleine Wert von  $c_Q = 1.4 \cdot 10^{-5}$ . Bei dieser Betrachtung muss allerdings berücksichtigt werden, dass sich das asymptotische Profil erst nach einer gewissen Anlaufänge ab der Plattenvorderkante einstellt. Die Stabilität der Profile im Anlauf ist bereits von Ulrich (1944) untersucht worden. Er stellte fest, dass für die Stabilisierung aller Profile eine Mindestabsaugmenge von  $c_Q = 1.2 \cdot 10^{-4}$  aufzuwenden ist. Nach Stuart (1963) wurde in Freiflugexperimenten in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage ein Wert von  $c_Q = 1.5 \cdot 10^{-4}$  für die Laminarhaltung gefunden. Fransson und Alfredsson (2003) zeigten experimentell, dass eine Absaugrate von  $c_Q = 2.88 \cdot 10^{-3}$  ausreicht, die Transition der Grenzschicht auch für Störampplituden von bis zu 12% der Anströmgeschwindigkeit zu verhindern.

## 2.4 Lorentzkraft

Abbildung 2.7 zeigt die Prinzipskizze einer ebenen Platte, die mit Elektroden und Magneten ausgerüstet ist. Sie werde in Längsrichtung  $x$  der Elektroden und Magnete überströmt. Die Polung der Elektroden und die Magnetisierung der Permanentmagnete alterniert in Spannrichtung  $z$ . Die Breite von Elektroden und Magneten ist gleich und wird mit  $a$  bezeichnet. Die für die Stärke der magnetischen Induktion an der Oberfläche wichtige Ausdehnung der Magnete in Magnetisierungsrichtung ist  $h$ . Unter Vernachlässigung von Endeffekten haben sowohl elektrisches, als auch magnetisches Feld nur Komponenten in Spannrichtung und wandnormale Richtung  $y$ . Aus (2.8) folgt, dass die erzeugte Lorentzkraft dann nur eine Komponente in Strömungsrichtung besitzt. Eine solche Anordnung schlugen Gailitis und Lielausis (1961) zur Transitionsverzögerung der laminaren Grenzschicht eines elektrisch schwach leitfähigen Fluids vor. Wie in der Einleitung bereits erwähnt und in Abbildung 1.2 dargestellt, gab Rice (1961) einen vergleichbaren

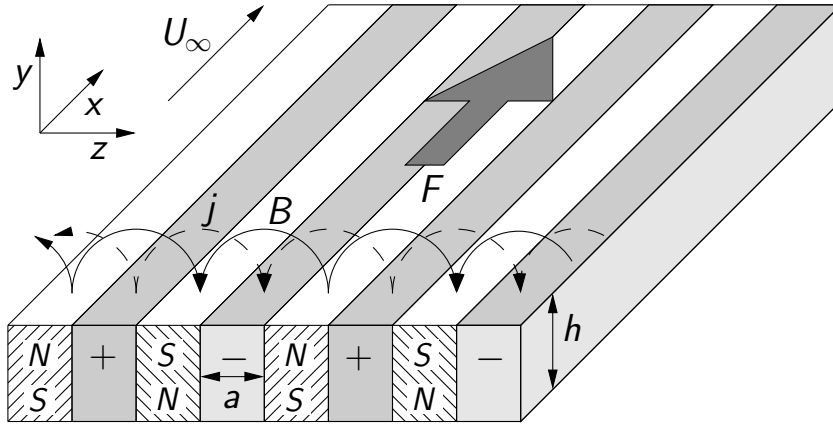


Abb. 2.7: Streifenweise Anordnung von Elektroden und Magneten zur Erzeugung einer exponentiell mit dem Wandabstand abnehmenden Lorentzkraft nach Gailitis und Lie-laussis (1961).

Aufbau zur Erzielung von Vortrieb an. Meyer (1967) sah eine Benutzung unter anderem zur Unterdrückung von Strömungsablösungen und zur Auftriebserhöhung vor. Auf die Modellierung der Lorentzkraft wird im folgenden Abschnitt 2.4.1 näher eingegangen.

Die Grenzschichtgleichungen für die Strömung über eine ebene Platte unter dem Einfluss einer exponentiell mit dem Wandabstand abnehmenden Lorentzkraft können in Anlehnung an Tsinober und Shtern (1967) als

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\pi j_0 M_0}{8 \rho} e^{-\frac{\pi}{a} y} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (2.40)$$

angegeben werden. Für Gleichung (2.40) gelten die Randbedingungen:

$$\begin{aligned} y = 0 &: u = 0, \quad v = 0 \\ y = \infty &: u = U_\infty. \end{aligned} \quad (2.41)$$

Für die parallel angeströmte ebene Platte existiert kein Druckgradient in Strömungsrichtung. Der Lorentzkraftterm weicht hier von der ursprünglichen Formulierung ab, stattdessen wird die von Avilov (1998) angegebene Gleichung benutzt. Entdimensionalisiert man obenstehende Gleichungen (2.40, 2.41) mit geeignet gewählten charakteristischen Größen:

$$x^* = \frac{\nu \pi^2}{U_\infty a^2} x, \quad y^* = \frac{\pi}{a} y, \quad u^* = \frac{u}{U_\infty}, \quad v^* = \frac{v a}{\pi \nu}; \quad (2.42)$$

erhält man

$$\begin{aligned} u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} &= \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} + Z e^{-y^*}, \\ \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} &= 0. \end{aligned} \quad (2.43)$$

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

	Absaugung	Lorentzkraft
$u(y)$	$U_\infty \left(1 - e^{-\frac{v_w}{\nu}y}\right)$	$U_\infty \left(1 - e^{-\frac{\pi}{a}y}\right)$
$\delta_1$	$-\frac{\nu}{v_w}$	$\frac{a}{\pi}$
$\delta_2$	$-\frac{1}{2} \frac{\nu}{v_w}$	$\frac{1}{2} \frac{a}{\pi}$
$H_{12}$	2	2
$\tau_w$	$-\rho v_w U_\infty$	$\rho \nu \frac{\pi}{a} U_\infty$
$c'_f$	$-2 \frac{v_w}{U_\infty} = 2c_Q$	$2 \frac{\pi \nu}{U_\infty a}$

Tabelle 2.2: Vergleich von Kenngrößen des asymptotischen Absaugprofils und der elektromagnetisch kontrollierten Grenzschicht für  $Z = 1$ .

Die Randbedingungen modifizieren entsprechend. Der Ausdruck

$$Z = \frac{1}{8\pi} \frac{j_0 M_0 a^2}{\rho U_\infty \nu} \quad (2.44)$$

steht für das Verhältnis der elektromagnetischen zur Reibungskraft und entspricht dem Quadrat der traditionell verwendeten Hartmannzahl multipliziert mit  $\frac{1}{8\pi}$ . Für  $Z = 1$  und  $v^* = 0$  hat das System (2.43) eine spezielle Lösung:

$$\frac{u}{U_\infty} = 1 - e^{-\frac{\pi}{a}y}. \quad (2.45)$$

Diese Lösung erfüllt wie (2.33) zugleich die Navier–Stokesschen Gleichungen. Kenngrößen des asymptotischen Profils (2.45) im Vergleich zu denen des Absaugprofils (2.33) sind in Tabelle 2.2 aufgeführt.

### 2.4.1 Lorentzkraftverteilung

Die Formulierung der Grenzschichtgleichung mit Lorentzkraftterm nach (2.40) fußt auf den in Abschnitt 2.1 getroffenen Annahmen und Vereinfachungen für elektrisch schwach leitfähige Fluide.

Für die einfache streifenweise Anordnung der Magneten nach Abbildung 2.7 gaben Grinberg (1961) und Avilov (1998) analytische Lösungen für die elektrischen und magnetischen Felder sowie für die Lorentzkraftdichte an. Die Feldgleichungen wurden mit der Methode der konformen Abbildungen gelöst.

Einen Vergleich der von Avilov (1998) analytisch erhaltenen Abhängigkeit der Normalkomponente des Magnetfeldes von der Querrichtung  $z$  mit gemessenen Werten zeigt Abbildung 2.8. Die Differenzen sind relativ gering und durch kleine Abweichungen der tatsächlichen Magnetlage von der angenommenen erklärbar. Die Messungen wurden mit einer Hall-Sonde mit einer aktiven Fläche von  $0.2 \times 0.2$  mm (HS-A303, Firma Ballanyi) an



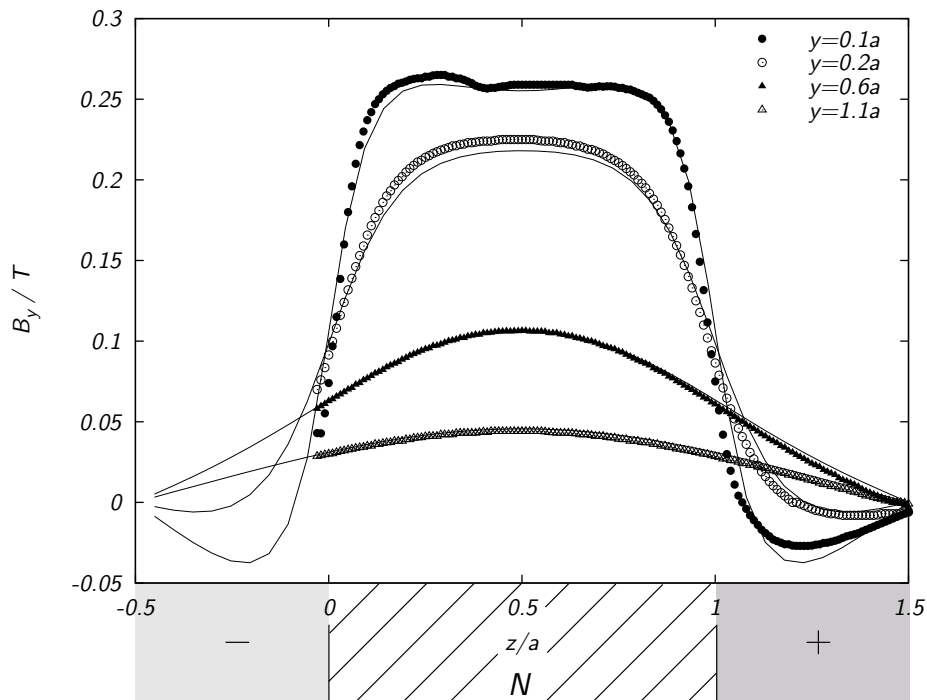


Abb. 2.8: Normalkomponente des Magnetfeldes  $B_y$  für die Streifengeometrie nach Abbildung 2.7 analytisch (durchgezogen) und gemessen (Punkte) für verschiedene Wandabstände  $y$ .

einer Modellplatte durchgeführt. Die Modellplatte besteht aus NdFeB-Einzelmagneten von  $10 \times 30 \times 6$  mm Abmessung, wobei die Ausdehnung in Magnetisierungsrichtung 6 mm beträgt, die Breite der Permanentmagnete ist  $a = 10$  mm. Die Magnetisierung  $M_0$  beträgt 1.24 T. Insgesamt bilden 10 Streifen von je 90 mm Länge zusammen mit den zugehörigen Elektroden und dem aus mechanischen Gründen erforderlichen Rand die Platte. Die Messung zeigt die Verhältnisse im Zentrum der Platte.

In Abbildung 2.9 ist die sich aus der Kombination von angelegtem magnetischem und elektrischem Feld ergebende Lorentzkraftdichteverteilung dargestellt. Die Verteilung wurde numerisch mit Hilfe der Finite-Elemente-Software „Opera-2d“ der Firma Vector Fields berechnet. Dabei liegen die oben angegebenen Parameter, eine elektrische Leitfähigkeit des Fluids von  $\sigma = 5 \text{ S m}^{-1}$  was in etwa der von Ozeanwasser entspricht und eine mittlere Stromdichte von  $j_0 = 500 \text{ A m}^{-2}$  der Rechnung zugrunde. Als Randbedingung für das elektrische Feld ist ein konstantes Potential ( $\pm 0.5 \text{ V}$ ) an den Elektrodenoberflächen angenommen, was durch die 7 Größenordnungen bessere Leitfähigkeit des Elektrodenmaterials gegenüber der Flüssigkeit in guter Näherung gilt. Elektrochemische Effekte, wie die Veränderung der Stromdichteverteilung durch Konzentrationspolarisation, bleiben in der Rechnung unberücksichtigt. Die Resultate erleiden dadurch keine Beeinträchtigung, da die Stromdichte weit unterhalb des Grenzstrombereiches (ca.  $10^7 \text{ A m}^{-2}$  nach Boissonneau und Thibault, 1999) liegt, mithin keine Stofftransporthemmung zu erwarten ist.

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

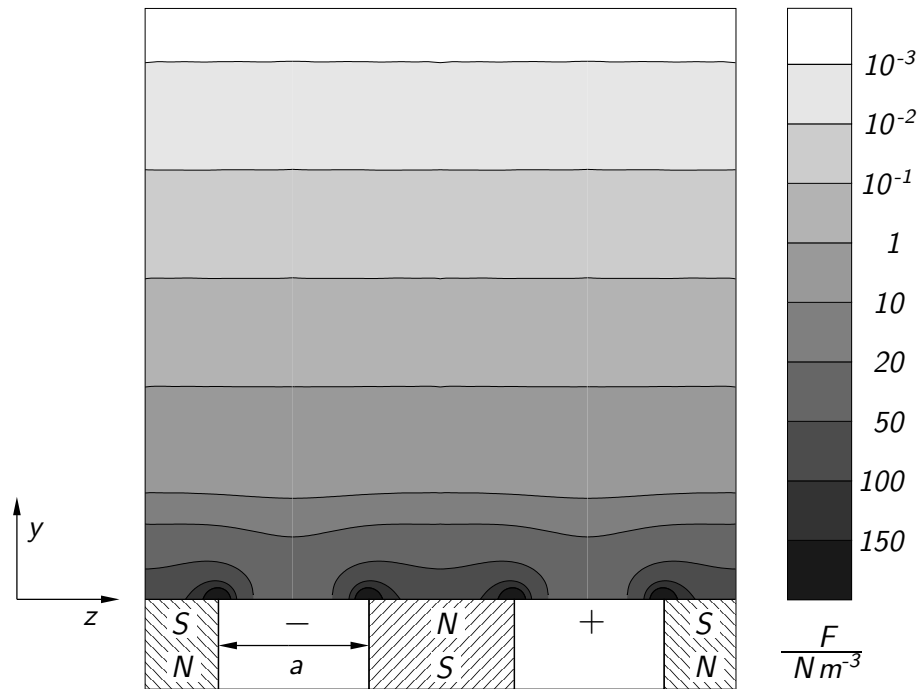


Abb. 2.9: Lorentzkraftdichte über der Elektroden/Magnet-Anordnung, berechnet.

Die für die Elektrodenreaktionen nötigen Potentialdifferenzen, eine Untersetzung und Erläuterung gibt Anhang A, treten direkt an den Elektroden auf und ändern deshalb die Feldverteilung im Fluid nicht.

Abbildung 2.9 zeigt, dass die Kraftdichte nicht nur eine Funktion des Wandabstands ist, wie es der in (2.40) eingefügte Term für die Lorentzkraftdichte

$$F = \frac{\pi}{8} j_0 M_0 e^{-\frac{\pi}{a} y} \quad (2.46)$$

beschreibt, sondern ebenfalls in Querrichtung variiert. An den Kanten der Elektroden und Magneten werden die Feldgleichungen singular, was seinen Ausdruck auch in der Kraftverteilung finden muss. Die Schwankungen der Kraftverteilung in Querrichtung sind praktisch auf das Gebiet  $y < a$  beschränkt. Für  $y = a$  beträgt die maximale Abweichung vom Mittelwert ca. 2% bei Magneten mit  $h = 0.6a$  Ausdehnung in Magnetisierungsrichtung. Längere Magnete führen zu noch geringeren Abweichungen (siehe Abbildung 2.10). Andererseits erreicht die Lorentzkraft bei  $y = a$  nur noch ca. 4% ihres Maximalwertes an der Stelle  $y = 0$ , so dass die Inhomogenität der Lorentzkraft gerade im wirksamen Bereich auftritt. Bildet man die Rotation der Navier-Stokes-Gleichung (2.1), erhält man die Wirbeltransportgleichung

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \omega = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nu \Delta \omega + \frac{1}{\rho} \nabla \times (\mathbf{j} \times \mathbf{B}), \quad (2.47)$$

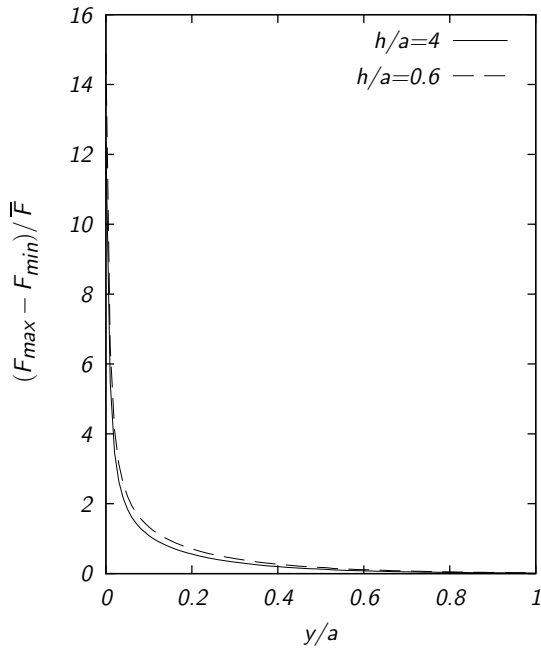


Abb. 2.10: Maximale Abweichung der lokalen Lorentzkraftdichten bezogen auf den Mittelwert.

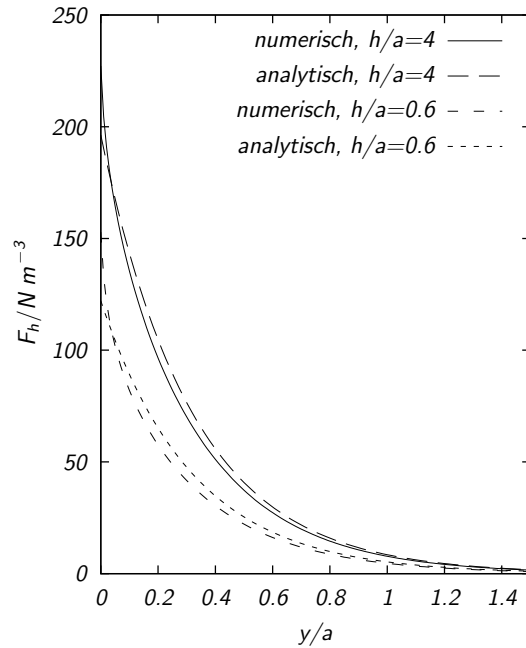


Abb. 2.11: Kraftverteilung, analytisch (2.52) und Mittelung über die numerischen Ergebnisse (Opera 2-d).

welche die Ausbreitung der Wirbelstärke (vorticity)  $\omega = \nabla \times \mathbf{v}$  beschreibt. Der Lorentzkraftterm erscheint als Quellterm für  $\omega$ . Durch die Abhängigkeit der Lorentzkraft sowohl von  $y$  als auch von  $z$  wird also nicht nur in  $z$  Richtung orientierte Wirbelstärke erzeugt, sondern auch solche in  $y$ -Richtung. Die reale Strömung ist dadurch inhärent dreidimensional, was Konsequenzen vor allem auch für deren Stabilitätseigenschaften hat. Eine eingehendere Betrachtung dieser Effekte ist nicht Ziel der vorliegenden Arbeit, aber für das Verständnis der realen Strömungsvorgänge wichtig.

Die analytische Lösung von Avilov (1998) setzt das elektrische Feld  $\mathbf{E}$

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \sum_{k=1}^{\infty} E_k e^{-\frac{\pi k y}{2a}} \begin{pmatrix} 0 \\ \cos\left(\frac{\pi k z}{2a}\right) \\ \sin\left(\frac{\pi k z}{2a}\right) \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

und die magnetische Induktion  $\mathbf{B}$

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = \sum_{k=1}^{\infty} B_k e^{-\frac{\pi k y}{2a}} \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin\left(\frac{\pi k z}{2a}\right) \\ \cos\left(\frac{\pi k z}{2a}\right) \end{pmatrix}. \quad (2.49)$$

als Fourierreihen an. Eine von der Spannrichtungskoordinate  $z$  unabhängige Kraftdichteverteilung ergibt das Vektorprodukt (2.8) aus Stromdichte ( $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ ) und magnetischer Induktion nur unter der Bedingung, dass ausschließlich die erste Fouriermode ( $k = 1$ )

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

der beiden Summen (2.48) und (2.49) einen nichtverschwindenden Beitrag liefert. Dies ist für die in Abbildung 2.7 skizzierte Elektroden/Magnetanordnung nicht der Fall.

Avilov (1998) gibt die exakt berechenbare, integral eingetragene Lorentzkraft pro mit Elektroden und Magneten belegter Fläche mit

$$F_I = \frac{j_0 M_0 a}{8} \quad (2.50)$$

an. Nun wird vorausgesetzt, dass die Lorentzkraftdichte zum einen homogen in Spannrichtung ist und zum anderen exponentiell mit dem Wandabstand abfällt:

$$F(y) \sim e^{-\frac{\pi}{a}y}. \quad (2.51)$$

Aus der Bedingung, dass das Integral der Funktion (2.51) gleich dem für die tatsächlich integral eingetragene Lorentzkraft nach (2.50) sein muss, resultiert der Faktor  $\pi j_0 M_0 / 8$  in Gleichung (2.46). Die so erhaltene Beziehung gibt die mittlere Kraftverteilung gut wieder, wie aus Abbildung 2.11 zu ersehen ist.

Die Beziehung (2.46) wurde aus einer Feldverteilung abgeleitet, wie sie sich für Magnete ergibt, die eine unendliche Ausdehnung in Magnetisierungsrichtung haben ( $h \rightarrow \infty$ ). Unter dieser Bedingung gilt für die magnetische Induktion in  $y$ -Richtung an der Oberfläche der Magnete  $B_{y0} = M_0/2$ . Bei endlicher Ausdehnung der Magnete in Magnetisierungsrichtung nimmt die magnetische Induktion und damit die Lorentzkraftdichte oberhalb der Magneten/Elektroden-Anordnung gegenüber dem Fall  $h \rightarrow \infty$  ab. Die für endlich ausgedehnte Magneten auftretende Lorentzkraft  $F_h$  ergibt sich nach Avilov (1998) zu

$$F_h = F \left( 1 - \frac{4\sqrt{2}}{1.85407\pi} e^{-\frac{\pi h}{2a}} \right) \quad (2.52)$$

aus der nach Gleichung (2.46) ermittelten Kraft  $F$  für in  $y$ -Richtung unendlich ausge dehnte Magnete.

### 2.4.2 Energetische Betrachtungen

Der Zweck der Grenzschichtkontrolle im oben geschilderten Fall ist die Verminderung des Reibungswiderstandes der Grenzschicht und damit die Verringerung des energetischen Aufwands zur Aufrechterhaltung des Strömungszustandes. Bei aktiven Methoden der Strömungskontrolle ist in der energetischen Gesamtbilanz die für die Kontrolle aufzuwendende Energie zu berücksichtigen.

Im Unterschied zu den bisherigen Abschätzungen der Energiebilanz von Gailitis und Lielausis (1961), Lielausis (1961) und Lielausis et al. (1991) soll im Folgenden besonders auf die Bedeutung elektrochemischer Vorgänge für den Energiehaushalt eingegangen werden. Außerdem wird die Rolle der Geschwindigkeitsprofile im Übergangsbereich von der laminaren Grenzschicht zum asymptotischen exponentiellen Profil herausgestellt und der durch die Lorentzkraft eingetragene Impuls bei der Ermittlung des Gesamtwiderstandes berücksichtigt. Schließlich gehen der von Avilov (1998) angegebene Ausdruck für die Lorentzkraft und die daraus ableitbaren Ohmschen Verluste in die Betrachtung ein.

Zur Charakterisierung der Energiebilanz des Kontrollsystems wird dessen Effizienz  $\eta_K$  wie bei Gailitis und Lielausis (1961) als Quotient der von der unbeeinflussten Strömung dissipierten Leistung  $P_0$  und der Summe der von der kontrollierten Strömung dissipierten Leistung  $P_K$  und der elektrischen Leistung  $P_E$  definiert:

$$\eta_K = \frac{P_0}{P_K + P_E}. \quad (2.53)$$

Die von der jeweiligen Strömung dissipierte Leistung ( $P_0, P_K$ ) ist das Produkt des Widerstands  $W$ , den die Strömung erfährt und der Strömungsgeschwindigkeit (siehe z.B. Albring, 1961)

$$P_0 = W_0 U_\infty, \quad P_K = W_K U_\infty. \quad (2.54)$$

Die aufzubringende elektrische Leistung wird durch die Joulesche Dissipation im Medium und durch die elektrochemisch aufgeprägte zusätzliche Potentialdifferenz  $U_Z$ , verursacht durch die für die Elektrodenreaktionen nötige Zersetzungsspannung und die Überspannungen verschiedener Natur, bestimmt. Anhang A enthält einige Erläuterungen zu den elektrochemisch bedingt auftretenden Potentialdifferenzen. Die gesamte elektrische Leistung  $P_E$  ergibt sich aus dem Ohmschen Widerstand  $R$  des Fluids und der Summe der elektrochemisch bedingten Überspannungen  $U_Z$  bei Stromfluss  $I$ :

$$P_E = R \cdot I^2 + U_Z \cdot I. \quad (2.55)$$

Der an einer wie in Abbildung 2.7 skizzierten Elektroden/Magnet-Anordnung in einem Fluid der Leitfähigkeit  $\sigma$  auftretende Ohmsche Widerstand kann nach Avilov (1998) mit

$$R = \frac{4a}{\sigma b l}. \quad (2.56)$$

angegeben werden.  $a$  ist die Breite der Elektroden bzw. Magnete,  $b$  und  $l$  bezeichnen Breite und Länge des mit Elektroden und Magneten bedeckten Bereichs. Formuliert mit der angelegten Stromdichte

$$j_0 = \frac{4I}{bl} \quad (2.57)$$

lautet Gleichung (2.55)

$$P_E = \left[ \frac{j_0 a}{\sigma} + U_Z \right] j_0 \frac{bl}{4}. \quad (2.58)$$

Der Faktor 4 erscheint in der Stromdichteformulierung (2.57), weil die Bezugsfläche für die Stromdichte nur die Fläche der Elektroden einer Polung ist und mithin genau einem Viertel der gesamten mit Magneten und Elektroden belegten Fläche entspricht.

Die minimal zur Grenzschichtstabilisierung aufzuwendende elektrische Leistung bestimmt sich aus zwei Nebenbedingungen. Erstens ist es für die Laminarhaltung der elektromagnetisch beeinflussten Grenzschicht über der Platte erforderlich, dass die kritische Reynoldszahl des exponentiellen Profils (mit  $\delta_1 = a/\pi$ , siehe Tabelle 2.2)

$$Re_{\delta_1 \text{krit}} = \frac{a U_\infty}{\pi \nu} \quad (2.59)$$

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

nicht überschritten wird. Zweitens erfüllt das exponentielle Geschwindigkeitsprofil nur dann die Grenzschichtgleichungen (2.43), wenn die modifizierte Hartmannzahl  $Z$  (2.44) den Wert von 1 annimmt. Im Ausdruck (2.58) kann man nun unter Nutzung dieser beiden Nebenbedingungen  $a$  und  $j_0$  eliminieren. Der für die jeweilige Reynoldszahl hinsichtlich des Gesamtenergiebedarfs optimale Wert von  $a$  ist zunächst der, bei dem das asymptotische Profil gerade noch stabil ist. Aus (2.59) folgt damit sofort

$$a = \frac{Re_{\delta_1 \text{krit}} \nu \pi}{U_\infty}. \quad (2.60)$$

Jede weitere Verkleinerung von  $a$  verschlechtert die Energiebilanz, da die zur Aufrechterhaltung von  $Z = 1$  erforderliche Stromdichte  $j_0$  proportional zu  $a^{-2}$  ist. Mit der Elektrodenbreite  $a$  nach Gleichung (2.60) und der Definition der modifizierten Hartmannzahl (2.44) nebst  $Z = 1$  ergibt sich die minimal anzulegende Stromdichte zu

$$j_0 = \frac{8U_\infty^3 \rho}{\pi M_0 \nu Re_{\delta_1 \text{krit}}^2}. \quad (2.61)$$

Bevor mit Hilfe dieses Ausdrucks für die Stromdichte die Effizienz des Kontrollsystems (2.53) weiter diskutiert wird, sollen im nächsten Unterabschnitt zunächst die für die unbeeinflusste und kontrollierte Strömung verwendeten Reibungsbeiwerte erläutert werden. Dem schließt sich noch eine kurze Diskussion des Einflusses der Stabilität der Übergangsprofile an.

### 2.4.2.1 Reibungsbeiwerte

Der Reibungsbeiwert der unbeeinflussten Grenzschichtströmung an einer Platte kann für die laminare Grenzschicht mit

$$c_f = \frac{1.328}{\sqrt{Re}} \quad (2.62)$$

angegeben werden (z.B. Schlichting, 1958). Der Reibungsbeiwert  $c_f$  bezieht sich auf den Gesamtwiderstand  $W$ , den eine Seite einer Platte in einer Strömung der Geschwindigkeit  $U_\infty$  eines Fluids der Dichte  $\rho$  erfährt

$$c_f = \frac{W}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 l b}. \quad (2.63)$$

Wie aus Abbildung 2.12 ersichtlich, bezeichnet  $b$  die Ausdehnung der Platte in  $z$  Richtung und  $l$  ihre Länge, die auch die, in der Reynoldszahl verwendete, charakteristische Körperausdehnung darstellt. Diese, mit den Variablennamen für die Abmessungen des mit Elektroden und Magneten bedeckten Bereichs identischen, Bezeichnung wurden gewählt, weil der gesamten Betrachtung ohnehin die Annahme einer vollständig mit Elektroden und Magneten bedeckten Platte zugrunde liegt.

Für den Reibungsbeiwert einer turbulenten Grenzschicht existieren mehrere Näherungsformeln, von denen das Prandtl–Schlichtingsche Widerstandsgesetz der längsängeströmten glatten ebenen Platte (Schlichting, 1958)

$$c_{ft} = \frac{0.455}{(\log Re)^{2.58}} - \frac{A}{Re} \quad (2.64)$$

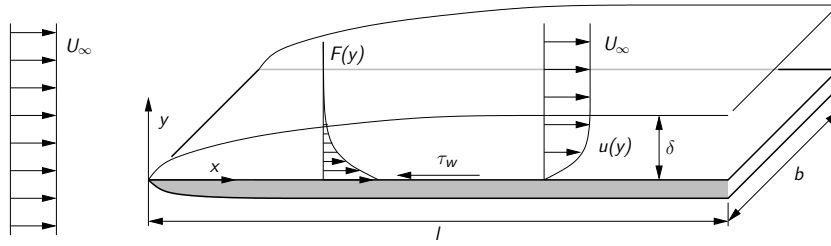


Abb. 2.12: Skizze zur integralen Impulsbilanz.

gewählt werden soll. Der Wert der Konstanten  $A$  ist abhängig von der Lage des Umschlagpunktes und wird hier mit  $A = 1700$  angenommen, was einer Transition bei  $Re_{tr} = 5 \cdot 10^5$  entspricht. Die Gleichung (2.64) gilt damit für einen Reynoldszahlbereich von  $5 \cdot 10^5 \leq Re \leq 10^9$ . Sie stimmt nach Schlichting (1958) gut mit Messwerten verschiedener Autoren überein und weicht auch nicht stark von den Ergebnissen anderer Interpolationsformeln ab.

Der Widerstand, dem eine von einer elektromagnetisch kontrollierten Grenzschicht mit asymptotisch exponentiellem Profil überströmte Platte ausgesetzt ist, wird allein durch die Reibungsverluste im Anlaufbereich bestimmt. Wenn sich das Profil eingestellt hat, heben sich voraussetzungsgemäß ( $Z = 1$ ) der durch die Wandschubspannung verursachte Impulsverlust und der durch die Lorentzkraft eingetragene Schub auf. Während der Herausbildung des exponentiellen Profils überwiegt anfangs die hohe Wandschubspannung der dünnen laminaren Grenzschicht den durch die Lorentzkraft eingetragenen Impuls. Im weiteren Verlauf gleichen sich die Beträge von Impulsverlust und -eintrag immer mehr an, wobei auch die Form des Grenzschichtprofils von dem der Blasius-Lösung zum exponentiellen Profil übergeht. Den effektiven Reibungswiderstand  $W$  der Grenzschicht, d.h. die Differenz von Wandschubspannung und Lorentzkraft, kann man als

$$\frac{W}{b} = \int_0^l (\tau_w - \int_0^\infty F(y) dy) dx \quad (2.65)$$

ausdrücken (siehe Skizze in Abbildung 2.12). In Anlehnung an Prandtl (1935) lässt sich der beim Überströmen der Platte aufgetretene Impulsverlust der Strömung auch über das Integral des Geschwindigkeitsprofils  $u(y)$  bei  $x = l$  ermitteln:

$$\frac{W}{b} = \int_0^\infty \rho u (U_\infty - u) dy. \quad (2.66)$$

Die obere Integrationsgrenze kann wegen  $u \rightarrow U_\infty$  am Grenzschichttrand praktisch auf eine Entfernung in der Größenordnung der Grenzschichtdicke  $\delta$  gesetzt werden. Für das exponentielle Geschwindigkeitsprofil (2.45) ergibt der Ausdruck (2.66)

$$\frac{W}{b} = \frac{U_\infty^2 \rho a}{2\pi}. \quad (2.67)$$

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

Mit der Definitionsgleichung des Widerstandskoeffizienten (2.63) folgt

$$c_{fW} = \frac{a}{\pi l} = \frac{Re_{\delta_1 \text{krit}}}{Re}. \quad (2.68)$$

$Re_{\delta_1 \text{krit}}$  bezeichnet die mit der Verdrängungsdicke gebildete kritische Reynoldszahl des exponentiellen Profils, die Reynoldszahl  $Re$  ist mit der Plattenlänge  $l$  gebildet und der Index  $W$  in  $c_{fW}$  soll die Herleitung des Reibungsbeiwerts vom Gesamtwiderstand der Platte andeuten.

Für eine Grenzschicht ohne Lorentzkraftereinfluss sind die Definitionen des Widerstandskoeffizienten über die Wandschubspannung, d.h. eine Integration des örtlichen Widerstandskoeffizienten nach (2.27), und über den Gesamtwiderstand (2.63) äquivalent. Da die Lorentzkraft der Wandschubspannung entgegenwirkt, wird der durch die Wandreibung hervorgerufene Widerstand teilweise durch den elektromagnetisch eingetragenen Schub ausgeglichen, wie in Gleichung (2.65) formuliert. Der tatsächlich messbare Gesamtwiderstand der Platte wird sich deshalb von dem unterscheiden, der mit dem von Gailitis und Lielausis (1961) veranschlagten Reibungskoeffizienten

$$c_{f\tau} = \frac{2}{Re_{\delta_1 \text{krit}}} \quad (2.69)$$

berechnet wird. Dieser Reibungskoeffizient impliziert, dass das exponentielle Profil bereits an der Plattenvorderkante ausgebildet ist. Der aus der Integration des Geschwindigkeitsprofils nach (2.66) folgende Widerstand wird vernachlässigt und stattdessen lediglich die aus dem exponentiellen Profil errechenbare Wandschubspannung (Tabelle 2.2) berücksichtigt.

Abbildung 2.13 zeigt die Reibungskoeffizienten für die laminare (2.62), die turbulente (2.64), die exponentielle Grenzschicht nach (2.68) und den von Gailitis und Lielausis (1961) benutzten Ausdruck (2.69) im Vergleich. Die für die Reibungsbeiwerte nach den Gleichungen (2.68) und (2.69) veranschlagte kritische Reynoldszahl beträgt  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 4.6 \cdot 10^4$ . Sie entspricht der von Hughes und Reid (1965) und Lakin und Reid (1982) für das asymptotische Absaugprofil gefundenen (siehe Seite 27). Bei mit der Plattenlänge gebildeten Reynoldszahlen  $Re < 1.74 \cdot 10^7$  ist der nach (2.68) berechnete Reibungsbeiwert höher als der einer turbulenten Grenzschicht. In der Konsequenz wäre in diesem Fall für die kontrollierte Grenzschicht zusätzlich zum Aufwand an Elektroenergie eine erhöhte viskose Dissipation zu überwinden. Die Effizienz der Anordnung wäre selbst ohne Kontrollaufwand ( $P_E = 0$ ) kleiner eins. Im Bereich unterhalb dieser Reynoldszahl könnte demzufolge keine effektive Kontrolle stattfinden.

Tatsächlich kann man jedoch nicht davon ausgehen, dass das asymptotische exponentielle Profil bereits bei kleinen Reynoldszahlen im Bereich der Plattenvorderkante existiert. Vielmehr findet zunächst wie geschildert ein allmählicher Übergang vom Blasiusprofil zum exponentiellen statt. Iglisch (1944) gibt für die Grenzschicht an der ebenen Platte mit homogener Absaugung Geschwindigkeitsprofile für diesen Übergangsbereich an. Für die Absaugung lässt sich die dimensionslose Veränderliche  $x^*$  in  $x$ -Richtung mit der



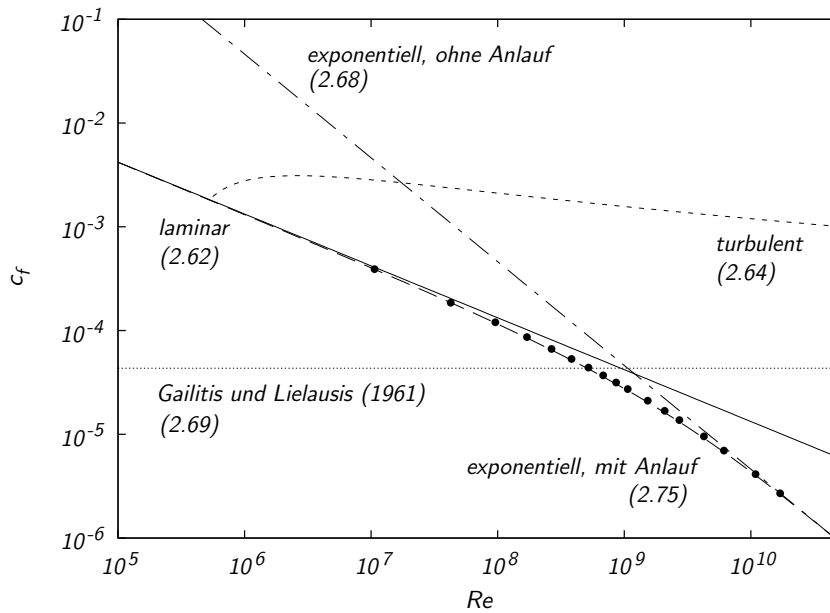


Abb. 2.13: Reibungsbeiwerte für die laminare und turbulente, unbeeinflusste Strömung; sowie für das elektromagnetisch eingestellte exponentielle Grenzschichtprofil ohne und mit Einbezug der Übergangprofile.

Absauggeschwindigkeit  $v_w$ , der Zähigkeit  $\nu$  und der Geschwindigkeit der Außenströmung als

$$x^* = \frac{-v_w^2}{U_\infty \nu} x \quad (2.70)$$

formulieren. Sie entspricht der in (2.42) angegebenen Vorschrift für die elektromagnetisch beeinflusste Grenzschicht. Ein Vergleich der von Iglisch (1944) angegebenen Profile für die sich entwickelnde Absauggrenzschicht mit einer numerischen Lösung der Grenzschichtgleichung mit Lorentzkraft von Mutschke (1998) zeigt eine gute Übereinstimmung der Profile für gleiche  $x^*$ . Im Interesse einer schnellen Erhöhung der kritischen Reynoldszahl ist ein zügiger Übergang vom Blasius- zum exponentiellen Profil anstrebenswert. Kneisel (2003) fand, dass die Grenzschichtdicke  $\delta$  des anfänglichen Blasiusprofils im Bereich der Elektrodenbreite  $a$  liegen sollte,  $\delta = (1.23 \dots 1.33)a$ , damit bei konstanter Lorentzkraft ein möglichst rascher Übergang zum exponentiellen Profil stattfindet. Dieser Bedingung kann jedoch nicht genügt werden, wenn eine Stabilisierung der Grenzschicht angestrebt wird. Sie impliziert bei einer nach Gleichung (2.60) ausgelegten Elektrodenbreite, dass das Blasiusprofil eine Verdrängungsdickenreynoldszahl von  $Re_{\delta_1 \text{Blasius}} = (1.33 \dots 1.44) Re_{\delta_1 \text{krit}}$  aufweist. Dabei bezeichnet  $Re_{\delta_1 \text{krit}}$  die kritische Reynoldszahl des exponentiellen Profils. Das Blasiusprofil, das dieser Bedingung genügt, ist instabil. Bei einem anfänglichen Blasiusprofil, das wesentlich dicker ist, als die Elektrodenbreite, wird zunächst nur die wandnahe Schicht durch die Lorentzkraft beschleunigt. Dadurch ergeben sich Geschwindigkeitsprofile mit örtlich starker Krümmung. Auch dieser Fall ist für den Zweck der Grenzschichtstabilisierung ungeeignet, da die Verdrängungsdickenreynoldszahl für das

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

anfängliche Blasiusprofil noch größer ist als unter der Bedingung  $\delta \approx a$ . Ist hingegen die eintretende Grenzschicht wesentlich dünner als die Elektrodenbreite, greift der Impulseintrag durch die Lorentzkraft bis in die Außenströmung. Durch die damit verbundene Beschleunigung der Außenströmung bildet sich ein lokales Geschwindigkeitsmaximum mit  $u > U_\infty$  am Grenzschichtrand. Ein solches Profil weist einen Wendepunkt auf, was mit einer sehr geringen Stabilität verknüpft ist (siehe z.B. Arnal, 1996).

Um eine Stabilisierung erreichen zu können, darf die in den Wirkungsbereich der Lorentzkraft eintretende Grenzschicht noch nicht instabil sein. Aus dieser Bedingung und Gleichung (2.60), d.h. den Ausdrücken für die jeweiligen kritischen Reynoldszahlen der Profile, kann man die maximal zulässige Verdrängungsdicke des eintretenden Blasiusprofils zu

$$\delta_{1\text{Blasius}} = \frac{Re_{\delta_1\text{krit, Blasius}}}{Re_{\delta_1\text{krit, exponentiell}}} \frac{a}{\pi} \approx 0.01 \frac{a}{\pi} \quad (2.71)$$

bestimmen.

Um das Auftreten von lokalen Geschwindigkeitsmaxima und der damit verbundenen Wendepunkte in den Geschwindigkeitsprofilen im Übergangsbereich zu verhindern, wäre es möglich, die Elektroden in  $x$ -Richtung zu segmentieren. Dadurch könnte die Stromdichte und folglich die Lorentzkraft im Übergangsbereich mit dem Ziel variiert werden, Profile mit günstigen Stabilitätseigenschaften einzustellen. Mutschke (1998) zeigte, dass eine speziell zugeschnittene Lorentzkraftverteilung im Übergangsbereich die Lauflänge bis zur Einstellung des asymptotischen Profils tatsächlich wesentlich verkürzt. Eine Untersuchung der Stabilitätseigenschaften der Zwischenprofile und der energetischen Erfordernisse dieser Herangehensweise steht jedoch noch aus<sup>14</sup>. Auch Zhilyaev et al. (1991) schlugen vor, im Anfangsbereich der Platte eine variable Lorentzkraftverteilung zu wählen, damit das exponentielle Profil möglichst rasch erreicht wird.

Im Folgenden soll von der Annahme ausgegangen werden, dass sich durch eine Variation der Stromdichten im Übergangsbereich der Absauggrenzschicht vergleichbare Geschwindigkeitsprofile einstellen lassen. Dann kann man die Reibungsbeiwerte im Übergangsbereich aus den von Iglisch (1944) angegebenen Zahlenwerten für die Impulsverlustdicke bei verschiedenen  $x^*$  ermitteln. Mit diesen Werten ist die Auswertung von Gleichung (2.66) für den Übergangsbereich leicht möglich. Aus der Definitionsgleichung der Impulsverlustdicke (2.26) und Gleichung (2.66) folgt für den Widerstandskoeffizienten (2.63)

$$c_f = \frac{2\delta_2}{l}. \quad (2.72)$$

Die gefüllten Kreise in Abbildung 2.13 geben die so gewonnenen Reibungsbeiwerte über der Reynoldszahl wieder. Die Einzelwerte der Impulsverlustdicke können mit der Funktion

$$\delta_2 = \frac{1}{2} \frac{a}{\pi} (1 - e^{-1.328\sqrt{x^*}}) \quad (2.73)$$

---

<sup>14</sup>Ulrich (1944) diskutierte ein entsprechendes Vorgehen, d.h. eine von  $x^*$  abhängige Absaugrate im Übergangsbereich, im Zusammenhang mit der Laminarhaltung durch Absaugung.

gut angepasst werden. Gleichung (2.73) hat außerdem die Eigenschaft, für  $x^* \rightarrow 0$  in die für die laminare Grenzschicht geltende Beziehung  $\delta_2 = 0.664 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}}$  Schlichting (1958) überzugehen. Eine bessere Anpassung der Werte erreicht man mit

$$\delta_2 = \frac{1}{2} \frac{a}{\pi} (1 - e^{-1.449 x^{*0.528}}), \quad (2.74)$$

allerdings auf Kosten des nun nicht mehr korrekten Verhaltens für  $x^* \rightarrow 0$ . Aus den Gleichungen (2.73) und (2.74) folgen für den Reibungsbeiwert nach (2.72)

$$c_{fK} = \left( 1 - e^{-1.328 \sqrt{\frac{Re}{Re_{\delta_1 \text{krit}}^2}}} \right) \frac{Re_{\delta_1 \text{krit}}}{Re} \quad (2.75)$$

beziehungsweise

$$c_{fK} = \left( 1 - e^{-1.449 \left( \frac{Re}{Re_{\delta_1 \text{krit}}^2} \right)^{0.528}} \right) \frac{Re_{\delta_1 \text{krit}}}{Re}. \quad (2.76)$$

Die Beziehung (2.75) ist in Abbildung 2.13 aufgenommen. Die Berücksichtigung der Übergangsprofile beseitigt die sehr hohen Reibungsbeiwerte, die bei fälschlicher Annahme des exponentiellen Profils für kleine Reynoldszahlen auftreten. Stattdessen geht der Reibungsbeiwert des Blasiusprofils allmählich in den der exponentiellen Grenzschicht über.

### 2.4.2.2 Stabilität der Übergangsprofile

Bereits Ulrich (1944) wies darauf hin, dass bei der Betrachtung der Widerstandseinsparung durch Laminarhaltung mit Absaugung die Stabilitätseigenschaften der Profile im Anlaufbereich berücksichtigt werden müssen. Wie aus den Betrachtungen im vorigen Abschnitt ersichtlich, ist dies auch für die elektromagnetisch kontrollierte Grenzschicht notwendig. Abbildung 2.14 zeigt die Entwicklung der Verdrängungsdickenreynoldszahl  $Re_{\delta_1}$  beim Übergang vom Blasiusprofil zum exponentiellen Profil<sup>15</sup>. Die mit  $a = 4.6 \cdot 10^4 \pi \nu / U_\infty$  bezeichnete Kurve ergibt sich für eine Elektrodenbreite  $a$ , die nach Gleichung (2.60) mit der kritischen Reynoldszahl für das asymptotische exponentielle Profil von  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 4.6 \cdot 10^4$  ausgelegt wurde. Unter der zusätzlichen Annahme der kinematischen Zähigkeit von Wasser ( $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ) vereinfacht sich (2.60) dann zu der Größengleichung  $(a/m) \approx 0.14 / (U_\infty / m \text{ s}^{-1})$ . Für diese relativ große Elektrodenbreite ergeben sich bereits für kurze Entwicklungslängen  $x^*$  hohe Verdrängungsdicken  $\delta_1$  und dementsprechend hohe  $Re_{\delta_1}$ . Aus den Formparametern  $H_{12}$  (2.24) der Übergangsprofile kann man mit der Anpassung (2.30) näherungsweise die kritischen Reynoldszahlen  $Re_{\delta_1 \text{krit}}$  der Profile ermitteln und über der Entwicklungslänge auftragen. Diese Kurve ist in Abbildung 2.14 mit „Stabilitätsgrenze“ bezeichnet. Ein Vergleich der Kurve für  $a = 4.6 \cdot 10^4 \pi \nu / U_\infty$  mit der Stabilitätsgrenze der Profile zeigt, dass im dargestellten Bereich  $0 < \sqrt{x^*} < 1$  alle Profile

<sup>15</sup>Eine entsprechende Abbildung für die Absaugung gibt Ulrich (1944) an. Mit ihrer Hilfe wurde die hier auf Seite 28 angegebene Mindestabsaugmenge für die Laminarhaltung einer Grenzschicht durch kontinuierliche Absaugung ermittelt.

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

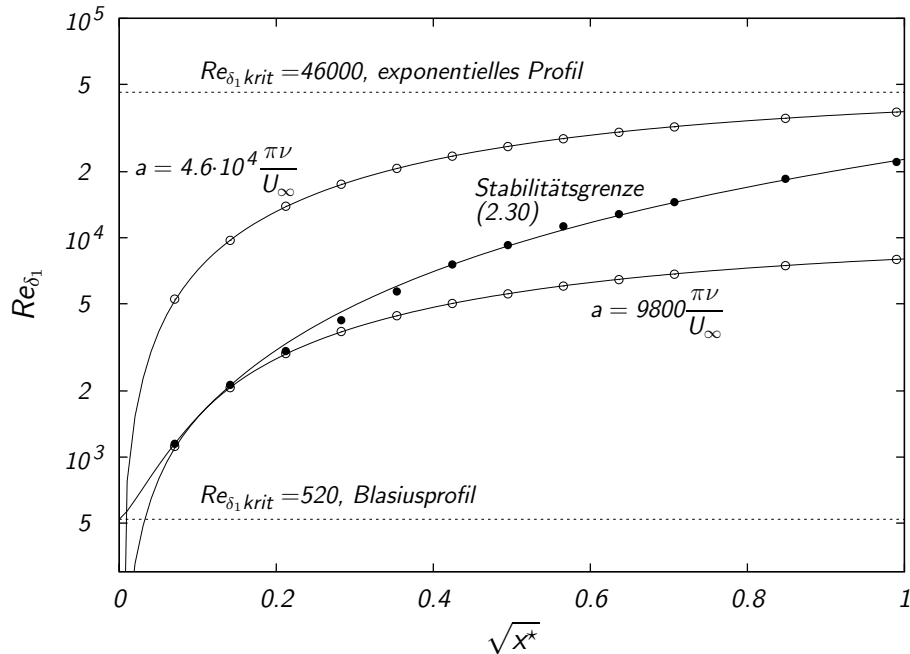


Abb. 2.14: Entwicklung der Verdrängungsdickenreynoldszahl  $Re_{\delta_1}$  beim Übergang vom Blasiusprofil zum exponentiellen Profil über der dimensionslosen Längenkoordinate  $x^*$  (2.42) für unterschiedlich ausgelegte Elektrodenbreiten  $a$  (2.60). Zusätzlich ist die kritische Reynoldszahl (Stabilitätsgrenze) der Profile nach (2.30) eingetragen.

linear instabil sind. Damit kann im Bereich des Übergangs vom Blasius zum exponentiellen Profil unter diesen Umständen eine Transition der Grenzschicht stattfinden, die das Erreichen des asymptotischen exponentiellen Profils verhindert. Eine so ausgelegte Elektroden/Magnetanordnung wäre also nicht in der Lage, ihren Zweck zu erfüllen.

Um eine Instabilität auszuschließen, muss für alle Profile im Übergangsbereich gelten  $Re_{\delta_1}(x^*) < Re_{\delta_1, krit}$ . Die Kurve für die Verdrängungsdickenreynoldszahlen der Übergangprofile muss also im gesamten Bereich  $0 < x^* < l^*$  unterhalb der Stabilitätsgrenze liegen.  $l^*$  bezeichnet dabei die analog  $x^*$  (2.42) entdimensionalisierte Plattenlänge. Diese Forderung lässt sich mit einer Elektrodenbreite  $a = 9800\pi\nu/U_\infty$  erfüllen. Die entsprechende Kurve ist in Abbildung 2.14 eingetragen.

### 2.4.2.3 Abschätzung der erzielbaren Effizienz

Um die in Gleichung (2.53) definierte Effizienz  $\eta_k$  für eine optimal konfigurierte Elektroden/Magnet-Anordnung auszuwerten, wird zunächst die elektrische Leistung (2.58) unter Benutzung der Bedingungen für die Elektrodenbreite  $a$  (2.60) und des Ausdrucks für die minimal anzulegende Stromdichte  $j_0$  (2.61) aufgeschrieben:

$$P_E = \frac{2}{\pi} \frac{U_\infty^2 \rho}{M_0 Re_{\delta_1, krit}^2} b Re \left[ \frac{8U_\infty^2 \rho}{Re_{\delta_1, krit} M_0 \sigma} + U_Z \right]. \quad (2.77)$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Definitionsgleichung der Effizienz (2.53) ein und formuliert die durch die Strömung dissipierten Leistungen (2.54) mit den analog zu (2.63) definierten Widerstandskoeffizienten  $c_{ft}$  für die turbulente und  $c_{fK}$  für die kontrollierte Strömung, ergibt sich zunächst:

$$\eta_K = \frac{c_{ft}}{c_{fK} + \frac{\left(\frac{8U_\infty^2 \rho}{M_0 Re_{\delta_1 \text{krit}} \sigma} + U_Z\right) \frac{4}{\pi} \frac{1}{Re_{\delta_1 \text{krit}}^2}}}. \quad (2.78)$$

Es bietet sich an, zur Abkürzung einen im Folgenden als  $R_P$  bezeichneten dimensionslosen Ausdruck einzuführen, der die gesamte zu überwindende Potentialdifferenz, d.h. die Summe von Ohmschen Verlusten und elektrochemisch bedingten Überspannungen, in dimensionsloser Form kennzeichnet:

$$R_P = \frac{\left[\frac{8U_\infty^2 \rho}{M_0 \sigma Re_{\delta_1 \text{krit}}} + U_Z\right]}{M_0 \nu}. \quad (2.79)$$

Unter Verwendung von Gleichung (2.64) für den Reibungsbeiwert  $c_{ft}$  der turbulenten und von Gleichung (2.75) für den Reibungsbeiwert  $c_{fK}$  der kontrollierten Grenzschicht kann man die energetische Effizienz (2.53) der Kontrolle mit  $R_P$  als

$$\eta_K = \frac{\frac{0.455 Re}{(\log Re)^{2.58}} - 1700}{Re_{\delta_1 \text{krit}} \left(1 - e^{-1.328 \sqrt{\frac{Re}{Re_{\delta_1 \text{krit}}^2}}}\right) + R_P \frac{4 Re}{\pi Re_{\delta_1 \text{krit}}^2}}}. \quad (2.80)$$

formulieren. Der Gültigkeitsbereich dieser Formulierung ist durch den des Reibungsbeiwerts der turbulenten Grenzschicht (2.64) mit  $5 \cdot 10^5 \leq Re \leq 1 \cdot 10^9$  bestimmt. Die für die Kontrolle anzulegende Potentialdifferenz nimmt nach (2.79) mit dem Quadrat der Anströmgeschwindigkeit zu.

Aus den vorhergehenden Betrachtungen ist ersichtlich, dass das Verhalten der Strömung im Übergangsbereich vom Blasiusprofil zum exponentiellen Profil die Effizienz der Kontrolle deutlich beeinflussen wird. Die obere Schranke für die erzielbare Effizienz ergibt die Annahme, im Übergangsbereich ginge der Reibungskoeffizient nach (2.76) allmählich von dem des Blasiusprofils auf den des exponentiellen Profils über und alle Profile wären stabil. Dann ist die für die Auslegung maßgebliche kritische Reynoldszahl die des exponentiellen Profils,  $Re_{\delta_1 \text{krit}} \approx 46000$ . Das linke Diagramm in Abbildung 2.15 zeigt für diesen Fall Linien gleicher Effizienz in der Darstellung der dimensionslosen Potentialdifferenz  $R_P$  über der mit der Plattenlänge gebildeten Reynoldszahl  $Re$ . Ineffiziente Anordnungen befinden sich oberhalb der Isolinie  $\eta_K = 1$ . Die bei effizientem Betrieb maximal anlegbare Potentialdifferenz lässt sich aus dem Verlauf der Effektivitätsgrenze ( $\eta_K = 1$ ) zu  $R_P = 4.08 \cdot 10^6$  bei  $Re = 6.3 \cdot 10^6$  bestimmen. Das würde für angenommene Stoffwerte von Seewasser ( $\sigma = 5 \text{ S m}^{-1}$ ,  $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\nu = 1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ) und ein Magnetsystem mit  $M_0 = 1 \text{ T}$  sowie das Fehlen jeglicher elektrochemisch verursachter

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

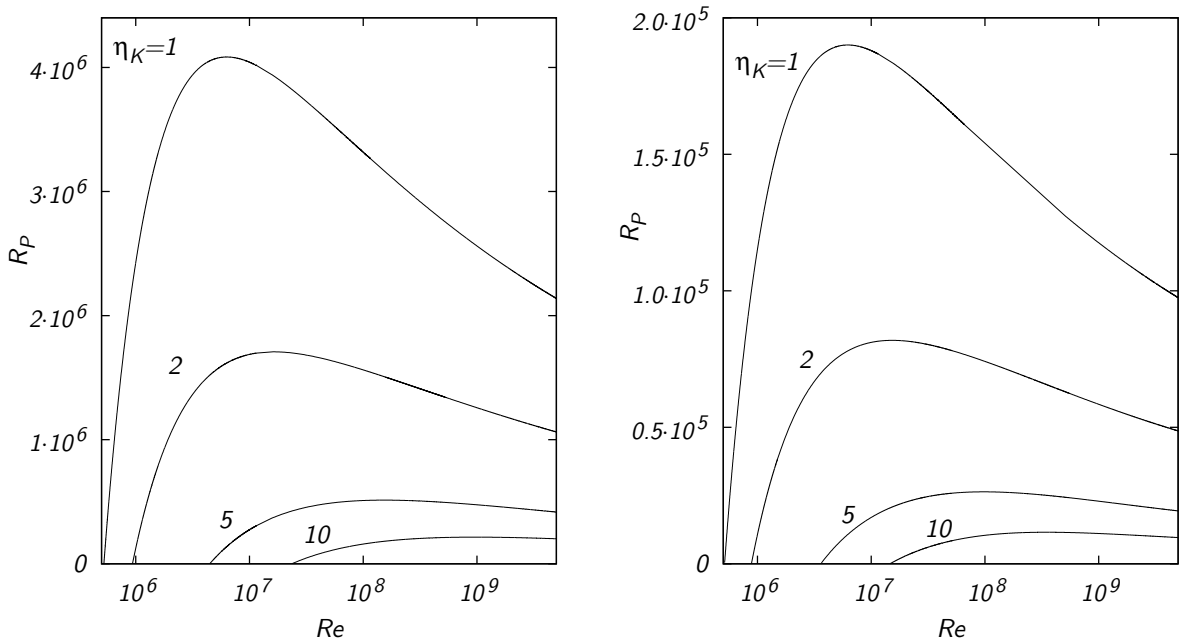


Abb. 2.15: Linien konstanter Effizienz (2.53) in der Darstellung der dimensionslosen Potentialdifferenz  $R_P$  über der Reynoldszahl für Auslegung der Elektrodenbreite mit  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 46000$  (links) und  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 9800$  (rechts).

Zusatzspannungen ( $U_Z = 0$ ) die energetisch effiziente Stabilisierung einer Strömung von maximal  $10.8 \text{ m s}^{-1}$  ermöglichen. Die Plattenlänge ist hierbei durch die Reynoldszahl auf  $0.58 \text{ m}$  festgelegt.

Eine etwas schärfere Bedingung ist die Annahme einer maßgeblichen kritischen Reynoldszahl von  $Re_{\delta_1 \text{krit}} \approx 46000$  und der Hypothese, dass die Reibungsbeiwerte vom Plattenanfang an durch das exponentielle Profil bestimmt werden (2.68). Wie bei der Diskussion von Abbildung 2.13 erwähnt, arbeitet die Anordnung dann für Reynoldszahlen  $Re < 1.74 \cdot 10^7$  ineffizient. Die maximal anlegbare, effiziente Potentialdifferenz ergibt sich zu  $R_P = 2.82 \cdot 10^6$  bei  $Re = 1.79 \cdot 10^8$ . Bei angenommenen Stoffdaten und der Magnetisierung von  $M_0 = 1 \text{ T}$  lässt sich damit eine Strömung von maximal  $U_\infty = 9 \text{ m s}^{-1}$  über einer  $19.9 \text{ m}$  langen Platte stabilisieren.

Berücksichtigt man die notwendige Stabilisierung aller Profile im Anlauf, d.h. nimmt eine kritische Reynoldszahl von  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 9800$  an (rechte Seite von Abbildung 2.15), liegt der Ort der maximal bei effizientem Betrieb anlegbaren Potentialdifferenz bei  $Re = 6.2 \cdot 10^6$  mit  $R_P = 1.9 \cdot 10^5$ . Folglich ergibt sich eine Maximalgeschwindigkeit von noch  $1.08 \text{ m s}^{-1}$  bei einer Plattenlänge von  $5.7 \text{ m}$ . Die Daten sind in Tabelle 2.3 für alle drei Fälle zusammengefasst.

Aus der Gleichung für  $R_P$  (2.79) lässt sich die maximale elektrochemisch verursachte Potentialdifferenz ermitteln, bei der eine energetisch effiziente Kontrolle noch möglich

$Re_{\delta_1 \text{krit}}$	$c_f$ Gleichung	$R_{P \text{max}}$	$Re(R_{P \text{max}})$	$U_{\infty \text{max}}$ $\text{m s}^{-1}$	$l$ m	$U_{Z \text{max}}$ V
46000	(2.75)	$4.08 \cdot 10^6$	$6.3 \cdot 10^6$	10.8	0.6	4.08
46000	(2.68)	$2.82 \cdot 10^6$	$1.79 \cdot 10^8$	9.0	19.9	2.82
9800	(2.75)	$0.19 \cdot 10^6$	$6.2 \cdot 10^6$	1.1	5.7	0.19

Tabelle 2.3: Bei kritischen Reynoldszahlen  $Re_{\delta_1 \text{krit}}$  maximal effizient einstellbare dimensionslose Potentialdifferenzen  $R_{P \text{max}}$  und daraus ableitbare Größen. Nähere Erläuterungen im Text.

ist. Diese folgt für  $U_{\infty} \rightarrow 0$  mit

$$U_{Z \text{max}} = R_P M_0 \nu. \quad (2.81)$$

Bei  $R_P = 4.08 \cdot 10^6$  sowie den oben angenommenen Werten für  $M_0$  und  $\nu$  ergibt sich  $U_{Z \text{max}} = 4.08 \text{ V}$ ,  $R_P = 2.82 \cdot 10^6$  führt zu  $U_{Z \text{max}} = 2.82 \text{ V}$  und bei  $R_P = 1.9 \cdot 10^5$  ist eine zusätzliche Potentialdifferenz von maximal  $0.19 \text{ V}$  möglich. Die Daten sind in Tabelle 2.3 aufgenommen. Diesen zulässigen, elektrochemisch verursachten Potentialdifferenzen muss man die in Seewasser tatsächlich auftretende Potentialdifferenz, die sich aus Zersetzungsspannung und Überspannungen ergibt, gegenüberstellen. Sie kann, wie im Anhang A begründet, in guter Näherung mit  $U_Z = 1.88 \text{ V}$  veranschlagt werden. Dieser Wert ist kleiner als die bei Annahme einer für die Stabilisierung der Grenzschicht maßgeblichen kritischen Reynoldszahl von  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 46000$  maximal möglichen Spannungen. Eine energetisch effiziente Kontrolle ist deshalb unter diesen Voraussetzungen möglich. Nimmt man jedoch an, dass wegen der Stabilisierung aller Übergangsprofile eine kritische Reynoldszahl von  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 9800$  nicht überschritten werden darf, dann kann die Grenzschicht nicht energetisch effizient laminar gehalten werden. Die Zersetzungsspannung, die überschritten werden muss, damit ein Stromfluss einsetzt, liegt deutlich oberhalb der maximal vertretbaren Potentialdifferenz von  $0.19 \text{ V}$ .

Zur Ergänzung der Parameterdarstellung in Abbildung 2.15 und zur Illustration des Einflusses der Zersetzungsspannung auf die erzielbare Effizienz sind in Abbildung 2.16 einige Spezialfälle dargestellt. Die einzelnen Diagramme geben für drei ausgewählte Geschwindigkeiten  $U_{\infty} = 1, 5, 10 \text{ m s}^{-1}$  die Effizienz  $\eta_K$  in Abhängigkeit von der Plattenlänge wieder. Dabei wird von einer maßgeblichen kritischen Reynoldszahl von  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 46000$  und Reibungsbeiwerten nach (2.75), sowie den bereits vorher angenommenen Stoffdaten ( $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\nu = 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ ,  $\sigma = 5 \text{ S m}^{-1}$ ) ausgegangen. In der linken Spalte wird die Zersetzungsspannung vernachlässigt ( $U_Z = 0$ ), in der rechten Spalte wird eine Zersetzungsspannung von  $U_Z = 1.88 \text{ V}$  berücksichtigt. Den Zeilen sind Magnetisierungen von  $M_0 = 1 \text{ T}$  (oben),  $M_0 = 2 \text{ T}$  (Mitte) und  $M_0 = 3 \text{ T}$  (unten) zugeordnet. Mit steigender Magnetisierung nimmt die erzielbare Effizienz erwartungsgemäß unter allen Bedingungen zu. Wegen der multiplikativen Verknüpfung von Stromdichte und magnetischer Induktion (2.8) können bei steigender Magnetisierung gleiche Lorentzkräfte mit geringeren Stromdichten, d.h. elektrischer Leistung, erzielt werden. Ohne Berücksichtigung der Zer-

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

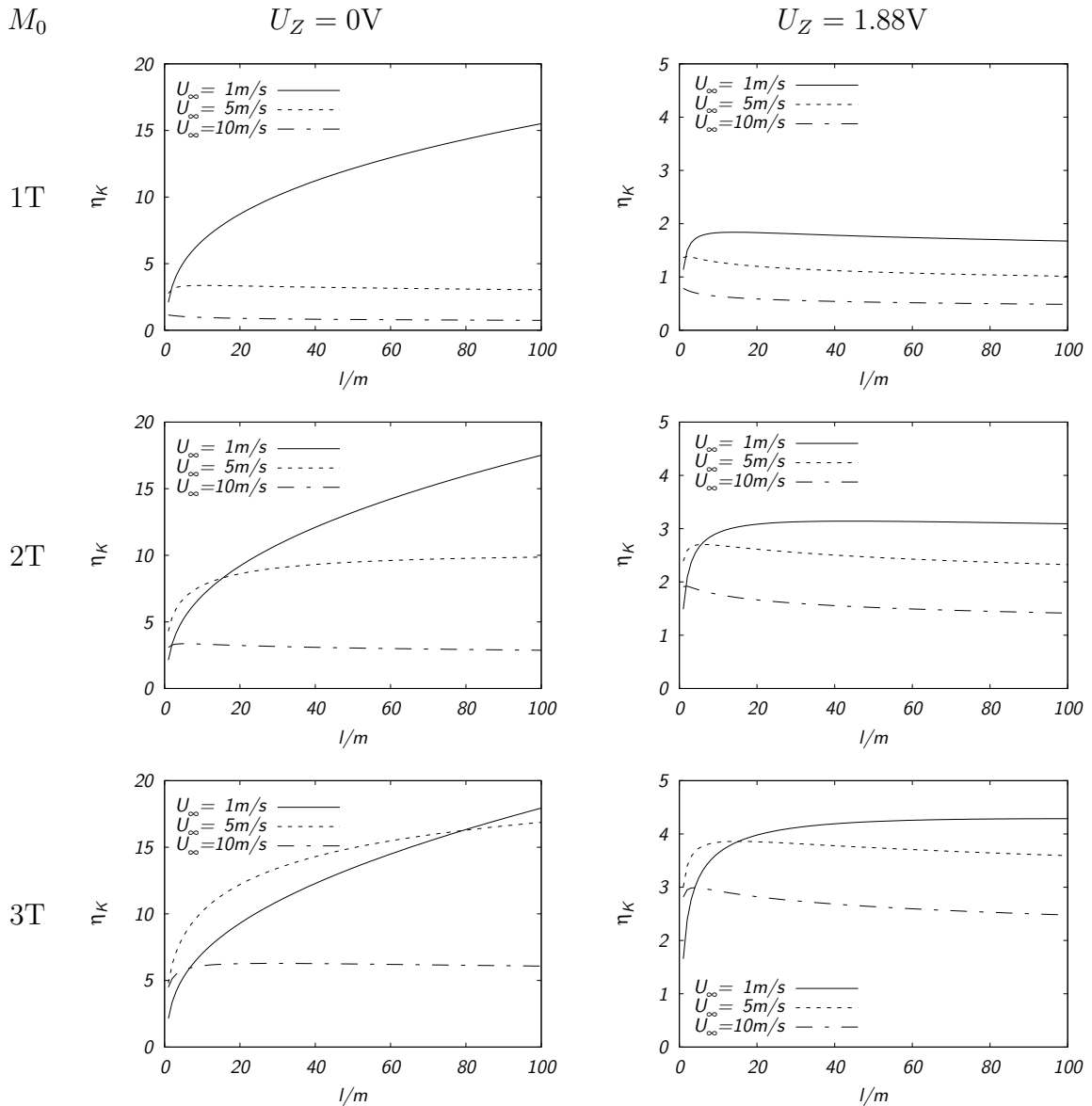


Abb. 2.16: Effizienz für ausgewählte Magnetisierungen  $M_0$  bei  $Re_{\delta_1\text{krit}} = 46000$  und Stoffdaten von typischem Seewasser ( $\rho = 1000\text{ kg m}^{-3}$ ,  $\nu = 10^{-6}\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$ ,  $\sigma = 5\text{ S m}^{-1}$ ). Links ohne und rechts mit Berücksichtigung der Zersetzungsspannung.

setzungsspannung (linke Seite von Abbildung 2.16) arbeiten alle Anordnungen effizient. Eine Ausnahme bildet die Anströmung mit  $U_\infty = 10\text{ m s}^{-1}$  bei  $M_0 = 1\text{ T}$ . Sie lässt sich nur bis zu einer Plattenlänge von  $l = 7.5\text{ m}$  effizient kontrollieren. Zieht man die Zersetzungsspannung von  $U_Z = 1.88\text{ V}$  (linke Seite von Abbildung 2.16) in Betracht, ist bei  $M_0 = 1\text{ T}$  die Strömung mit  $U_\infty = 10\text{ m s}^{-1}$  für keine Plattenlänge effizient kontrollierbar. Die für die kleineren Geschwindigkeiten  $U_\infty = 1\text{ m s}^{-1}$  und  $U_\infty = 5\text{ m s}^{-1}$  erzielbare Effizienz liegt deutlich unterhalb der ohne Zersetzungsspannung möglichen Werte. Bei



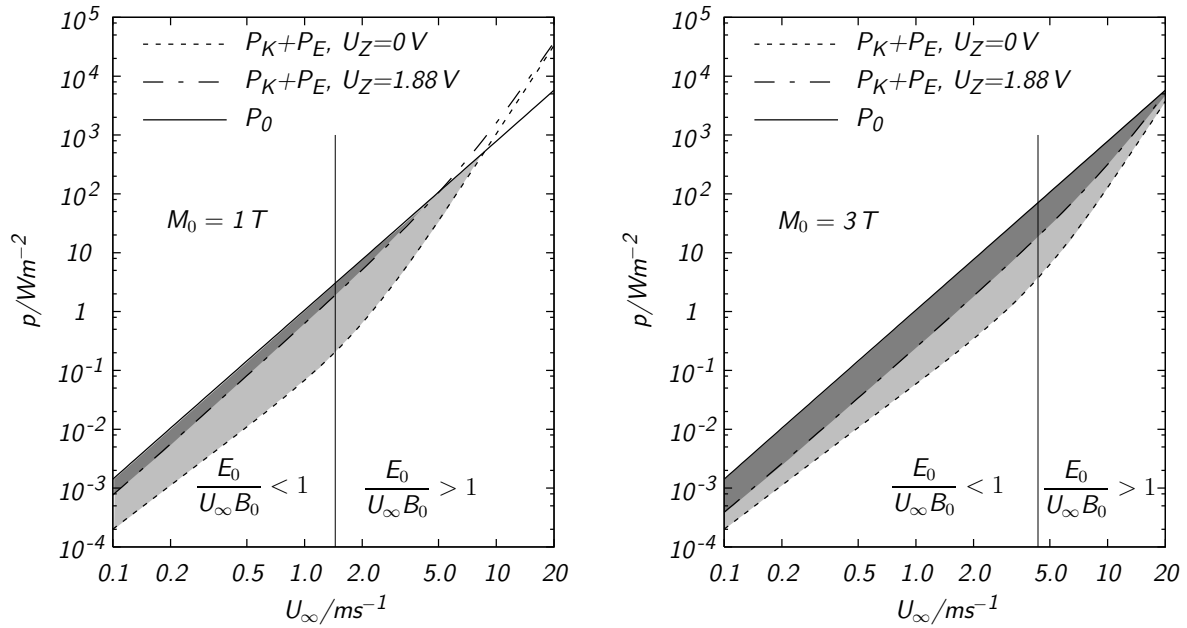


Abb. 2.17: Flächenbezogene Leistungen für  $M_0 = 1 \text{ T}$  (links) und  $M_0 = 3 \text{ T}$  (rechts) über  $U_\infty$  für  $l = 100 \text{ m}$ ,  $Re_{\delta_1 \text{ krit}} = 46000$  und die Stoffdaten  $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\nu = 1 \cdot 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $\sigma = 5 \text{ S m}^{-1}$ .

höheren Werten der Magnetisierung  $M_0 \geq 2 \text{ T}$  arbeiten alle betrachteten Anordnungen wieder effizient. Die zu überwindende Zersetzungsspannung führt jedoch zu einer starken Minderung des Effekts gegenüber  $U_Z = 0$ . Im Falle der Laminarhaltung in Seewasser ist die Zersetzungsspannung also eine für die aufzuwendende Kontrollenergie bestimmende Größe. Das unterscheidet die Verhältnisse bei der elektromagnetischen Grenzschichtkontrolle von den für den MHD-Schiffsantrieb typischen, wo nach Meng et al. (1994) die Ohmschen Verluste im Elektrolyten alle anderen Effekte dominieren.

Abbildungen 2.17 zeigt den Verlauf der flächenbezogenen Leistungen  $p$  für jeweils optimal (maximale Effizienz, d.h. maximale Elektrodenbreite  $a$ ) konfigurierte Platten der Länge  $100 \text{ m}$  über der Anströmgeschwindigkeit. Für die jeweilige Geschwindigkeit ist die maximal zulässige Elektrodenbreite  $a$  durch Gleichung (2.60) unter Annahme einer maßgeblichen kritischen Reynoldszahl von  $Re_{\delta_1 \text{ krit}} = 46000$  zugrundegelegt. Die anzulegende Stromdichte ergibt sich aus Gleichung (2.61). Auch in dieser Darstellung wird der beträchtliche Einfluss der Zersetzungsspannung auf den Gesamtenergiebedarf deutlich. Im hellgrau unterlegten Gebiet ist ein energetisch effizientes Arbeiten für  $U_Z = 0 \text{ V}$  möglich, im dunkelgrau markierten für  $U_Z = 1.88 \text{ V}$ . Letzterer Bereich ist für  $M_0 = 1 \text{ T}$  vergleichsweise schmal und wird durch  $U_\infty \approx 5 \text{ ms}^{-1}$  nach oben hin begrenzt. Diese obere Grenze kann durch Erhöhung der Magnetisierung auf  $M_0 = 3 \text{ T}$  zu höheren Geschwindigkeiten verschoben werden. Gleichzeitig verbreitert sich dadurch der Bereich, für den unter Berücksichtigung der Zersetzungsspannung die für die kontrollierte Strömung aufzuwendende Gesamtleistung kleiner ist als die von der nicht kontrollierten Strömung dissipierte

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

Leistung. Für  $U_\infty = 0.1 \text{ ms}^{-1}$  ist jedoch kaum eine Verringerung der Gesamtleistung bei kontrollierter Strömung und  $U_Z = 0 \text{ V}$  feststellbar. Das liegt daran, dass die elektrische Leistung für diese geringe Geschwindigkeit um etwa 3 Größenordnungen unter der von der kontrollierten Strömung dissipierten Leistung liegt. Eine Verringerung des elektrischen Anteils ändert deshalb wenig an der Gesamtbilanz.

Mit der Erhöhung der Magnetisierung nehmen auch die durch die Strömung im Magnetfeld induzierten Spannungen zu. Bei der Herleitung der Grenzschichtgleichungen für schwach leitfähige Fluide (2.20), wurde die Bedingung (2.13) gestellt. Das aufgeprägte elektrische Feld  $E_0$  solle wesentlich größer sein, als das induzierte elektrische Feld  $U_\infty B_0$  mit  $B_0 \approx M_0/2$ . Nur unter dieser Bedingung lassen sich Strömungsfeld und Lorentzkraftverteilung getrennt berechnen. Überprüft man die Bedingung für die Abbildung 2.17 zugrunde gelegte Konfiguration, stellt man fest, dass für kleinere Geschwindigkeiten ( $U_\infty \lesssim 1.4 \text{ m s}^{-1}$  für  $M_0 = 1 \text{ T}$  und  $U_\infty \lesssim 4.3 \text{ m s}^{-1}$  für  $M_0 = 3 \text{ T}$ ) das induzierte elektrische Feld größer ist, als das angelegte Feld. Die Voraussetzung (2.13) ist dort also nicht erfüllt. Eine Berücksichtigung der induzierten Spannungen, die die Berechnung allerdings wesentlich komplizierter gestaltet, ist deshalb zumindest in diesem Bereich erforderlich. Qualitativ wird die Einbeziehung der induzierten Spannungen die erzielbare Effizienz senken, da die induzierte Spannung der angelegten entgegengerichtet ist.

### 2.4.3 Sekundäreffekte

#### 2.4.3.1 Einfluss der Elektrolyseblasen

In Anhang A wird dargestellt, dass der Stromfluss durch den Elektrolyten Seewasser eine Zersetzungsreaktion bedingt, in deren Folge an den Kathoden gasförmiger Wasserstoff und an den Anoden gasförmiges Chlor entsteht. Die Gase bilden Blasen, die sich ab einer gewissen Größe von den Elektroden lösen. Durch die Blasen wird eine zusätzliche Konvektionsströmung angetrieben, deren Richtung relativ zur Anströmung je nach Anwendungsfall unterschiedlich ausfällt. Zur Verdeutlichung der Verhältnisse bei einer horizontal ausgerichteten Platte soll Skizze 2.18 dienen.

In einfachster Näherung kann man den Einfluss von sich in positiver  $y$ -Richtung be-

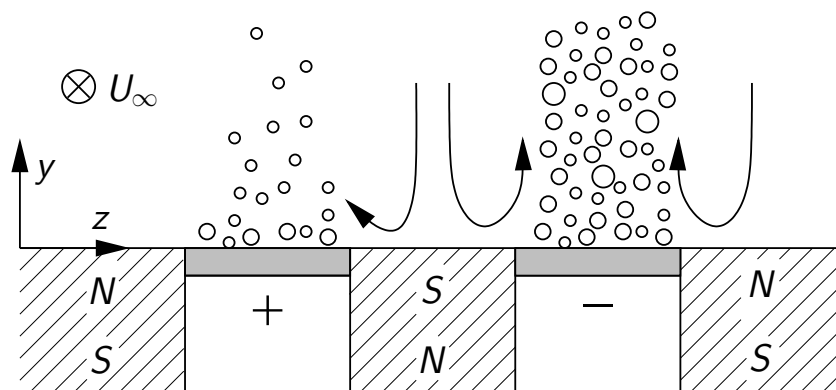


Abb. 2.18: Blasenbedingte Sekundärströmung.

wegenden Blasen als analog zum Ausblasen aus einer porösen Platte mit der Geschwindigkeit  $v_w$  auffassen. Dabei soll das tatsächlich dreidimensionale Problem vereinfacht werden, indem die Verhältnisse über den Elektroden als gültig für alle  $z$  betrachtet werden. Tatsächlich ist wegen der Massenerhaltung über den Magneten mit einer wandwärts gerichteten Strömung zu rechnen, die aber eher positiven Einfluss auf die Stabilität der Gesamtströmung haben sollte. Mit der Annahme, die Aufwärtsströmung sei unabhängig von den Koordinaten in Strömungs- ( $x$ ) und Spannrichtung ( $z$ ), sowie der wandnormalen Richtung ( $y$ ) ergibt sich folgende, entdimensionalisierte Bewegungsgleichung:

$$\begin{aligned} u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} &= \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} + Z e^{-y^*}, \\ \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} &= 0, \end{aligned} \quad (2.82)$$

mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned} y^* = 0 & : u^* = 0, \quad v^* = v_w^* = \text{const.} \\ y^* = \infty & : u^* = 1, \end{aligned} \quad (2.83)$$

Die dimensionslosen Größen sind wie in (2.42) angegeben aus den dimensionsbehafteten gewonnen.  $Z$  ist das Verhältnis von elektromagnetischen zu Zähigkeitskräften nach Gleichung (2.44). Man erkennt, dass auch dieses System eine spezielle Lösung besitzt, bei welcher die Geschwindigkeitsverteilung von der Lauflänge  $x$  unabhängig ist. Mit  $\partial u^*/\partial x^* \equiv 0$  folgt aus der Kontinuitätsgleichung  $v^*(x^*, y^*) = v_w^* = \text{const.}$  Damit wird die Bewegungsgleichung zu

$$v_w^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} + Z e^{-y^*}. \quad (2.84)$$

Diese Gleichung hat die Lösung

$$u^* = 1 - e^{-y^*}, \quad (2.85)$$

wenn die Bedingung

$$Z = 1 + \bar{v}_w \quad (2.86)$$

erfüllt ist. Es lässt sich also auch bei einer positiven Geschwindigkeit in wandnormaler Richtung ein exponentielles Profil einstellen, falls die angelegte Lorentzkraft der Bedingung (2.86) genügt. Aus (2.86) ergibt sich auch, dass Absaugung, d.h.  $v_w^* < 0$ , die für die Einstellung eines exponentiellen Profils nötige Lorentzkraft reduziert.

Eine erste Näherung für die Ausblasgeschwindigkeit liefert der flächenbezogene Gasvolumenstrom, der durch die Elektrolyse entsteht. Dem Faradayschen Gesetz (siehe z.B. Lautenschläger, 1992)

$$m = \frac{M_{\text{mol}}}{\nu_e F_{\text{Faraday}}} I t, \quad (2.87)$$

zu Folge ist die Masse  $m$  des bei einer Elektrolyse abgeschiedenen Stoffes zur eingebrachten Ladungsmenge proportional. Die Ladungsmenge ist gegeben durch das Produkt aus Gesamtstrom  $I$  und Zeit  $t$ . Der Proportionalitätsfaktor zur abgeschiedenen Masse wird

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

bestimmt durch die Molmasse des Stoffes  $M_{\text{mol}}$ , die Anzahl der pro Formelumsatz benötigten Anzahl von Elektronen, d.h. die Ladungszahl  $\nu_e$  und die Faraday-Konstante  $F_{\text{Faraday}} = 96485 \text{ A s mol}^{-1}$ . Mit dem molaren Volumen unter Normbedingungen

$$V_{\text{norm}} = 22.41 \frac{1}{\text{mol}} \quad (2.88)$$

ergibt sich aus (2.87) der flächenbezogene Gasvolumenstrom und damit die Ausblasgeschwindigkeit  $v_w$  zu

$$v_w = j_0 K. \quad (2.89)$$

$K$  ist hier eine von der Elektrodenreaktion bestimmte Konstante, sie beträgt für die Bildung von Chlor bzw. Wasserstoff ( $\nu_e = 2$ )  $K_{\text{Cl}_2/\text{H}_2} = 1.161 \cdot 10^{-7} \text{ m}^3 \text{ A}^{-1} \text{ s}^{-1}$ .

Formuliert man die Bedingung (2.86) mit Hilfe von (2.42,2.44) dimensionsbehaftet, lässt sich die zum Einstellen des asymptotischen Profils nötige Stromdichte zu

$$j_0 = \frac{\pi \nu}{a \left( \frac{M_0 a}{8 \rho U_\infty} - K \right)} \quad (2.90)$$

ermitteln. Wenn sich der Wert des Ausdrucks

$$\frac{M_0 a}{8 \rho U_\infty} - K \quad (2.91)$$

im Nenner von (2.90) Null nähert, geht die resultierende Stromdichte gegen unendlich. Da sich eine solche Stromdichte nicht einstellen lässt, kann die Grenzschichtdicke unter diesen Umständen nicht mehr konstant gehalten werden. Ursache für dieses Verhalten ist die multiplikative Verknüpfung der Ausblasgeschwindigkeit  $v_w$  mit der angelegten Stromdichte  $j_0$  nach (2.89). Bei wachsender Geschwindigkeit der Außenströmung steigt der Impulsverlust, den die Grenzschicht durch Reibung erleidet. Um diesen Impulsverlust auszugleichen, muss eine stärkere elektromagnetische Kraft angelegt werden. Mit der deshalb wachsenden Stromdichte wächst jedoch auch der Gasvolumenstrom, d.h. die Ausblasgeschwindigkeit. Dieses Wachstum der Ausblasgeschwindigkeit muss wiederum durch eine Erhöhung der elektromagnetischen Kraft ausgeglichen werden, die ihrerseits den Gasvolumenstrom anwachsen lässt. Beim Überschreiten einer bestimmten Geschwindigkeit der Außenströmung lässt sich der negative Effekt der Ausblasgeschwindigkeit deshalb nicht mehr durch eine Erhöhung der angelegten Stromdichte ausgleichen. Damit die Grenzschichtdicke auch bei Blasenentwicklung stabilisierbar bleibt, muss gelten

$$\frac{M_0 a}{8 \rho U_\infty K} > 1 \quad \text{bzw.} \quad U_\infty < \sqrt{\frac{M_0 Re_{\delta_1 \text{krit}} \pi \nu}{8 \rho K}} \quad (2.92)$$

Im rechten Ausdruck von (2.92) ist die Elektrodenbreite durch den Wert nach (2.60) substituiert. Für eine maßgebliche kritische Reynoldszahl von  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 46000$  ergibt (2.92) eine maximale Geschwindigkeit von  $U_\infty = 12.5 \text{ m s}^{-1}$  für die die Grenzschichtdicke noch konstant gehalten werden kann.

Die oben geführte Argumentation kann den realen Vorgängen natürlich bestenfalls qualitativ Rechnung tragen, weist jedoch auf mögliche destabilisierende Wirkungen der Elektrolyseblasen hin.

### 2.4.3.2 Erwärmung der wandnahen Fluidschicht

Die in die Flüssigkeit eingetragene Wärmeleistung ist gleich der elektrischen Leistung abzüglich der für die Reaktionsenthalpie der Elektrodenreaktion aufzubringenden Leistung:

$$\dot{Q} = \left[ \frac{j_0 a}{\sigma} + U_Z - U_{th} \right] \frac{j_0 b l}{4}. \quad (2.93)$$

Die Thermoneutralspannung  $U_{th}$  ergibt sich nach Heitz und Kreysa (1986) aus der Reaktionsenthalpie  $\Delta H$  zu

$$U_{th} = \frac{\Delta H}{\nu_e F_{\text{Faraday}}}. \quad (2.94)$$

Hier bezeichnet  $F_{\text{Faraday}}$  die Faradaykonstante und  $\nu_e$  die Ladungszahl. Die Thermoneutralspannung ist die Spannung, unter der die Reaktion isotherm abläuft. Die bei einer endothermen Elektrodenreaktion aus der Umgebung aufgenommene Wärme wird also gerade ersetzt. Die Thermoneutralspannung beträgt für die in Anhang A dargestellte Seewasserelektrolyse  $U_{th} = 1.73 \text{ V}$ . Die zur Berechnung nötigen Reaktionsenthalpien wurden DECHEMA (1998) entnommen. Der flächenbezogene Wärmestrom  $\dot{q}$  ergibt sich aus (2.93) zu

$$\dot{q} = \frac{j_0^2 a}{4\sigma} + (U_Z - U_{th}) \frac{j_0}{4} \quad (2.95)$$

Der durch die Joulesche Dissipation verursachte Wärmestrom  $j_0^2 a / (4\sigma)$  wird im Fluidvolumen frei, der der Reaktion zuzuordnende Anteil  $(U_Z - U_{th}) j_0 / 4$  entsteht an den Elektroden. Um zur Abschätzung der resultierenden Temperaturerhöhungen in der Literatur vorhandene Beziehungen nutzen zu können, muss angenommen werden, dass der Gesamtwärmestrom durch die Wand fließt. Unter dieser Annahme kann zur Abschätzung der auftretenden Temperaturunterschiede bei laminarer Strömung die von Wilde (1978) angegebene Gleichung:

$$Nu' \equiv \frac{\alpha' x}{\lambda} = 0.418 \sqrt{Re} Pr^{1/3} \quad (2.96)$$

genutzt werden. Sie gilt für konstanten Wärmestrom und Fluide mit Prandtl Zahlen  $0.6 \leq Pr \leq 10$ . Die Gleichung (2.96) gibt die lokale Nusselt Zahl  $Nu'$  in Abhängigkeit von der Prandtl- und der Reynoldszahl für eine Plattengrenzschicht an.  $x$  steht für die Koordinate in Strömungsrichtung und  $\lambda$  bezeichnet die Wärmeleitfähigkeit des Fluids. Der lokale Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha'$  ist definiert als Quotient aus lokaler Wärmestromdichte an der Wand  $\dot{q}_w$  und örtliche Temperaturdifferenz zwischen Wand und Außenströmung  $T_w(x) - T_\infty$ :

$$\alpha' = \frac{\dot{q}_w}{T_w(x) - T_\infty}. \quad (2.97)$$

Untersuchungen zum Einfluss der Wärmeübertragung auf die Strömungsstabilität wie die von Wazzan et al. (1968), Barker und Gile (1981) und Strazisar et al. (1977) gehen vorwiegend von konstanter Wandtemperatur aus. Bei konstantem Wärmestrom stellt sich jedoch eine Wandtemperaturverteilung ein, die proportional zur Wurzel der Überströmlänge ist. Laut Severin (1999) hat die Art der Randbedingung der Temperaturverteilung nur geringen Einfluss auf die Stabilitätssteigerung. Deshalb sei zur Abschätzung

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

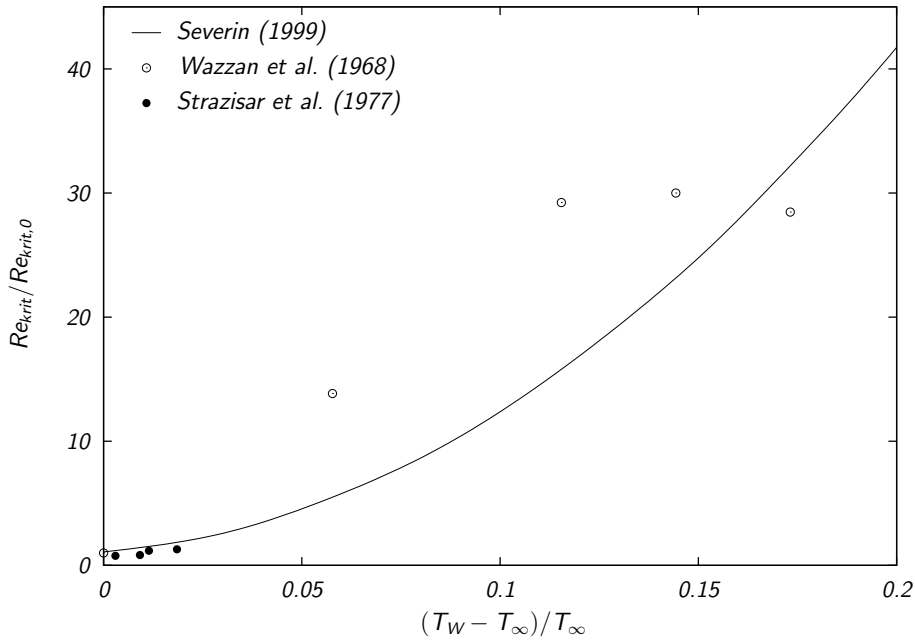


Abb. 2.19: Einfluss einer Erwärmung der wandnahen Fluidbereiche auf die kritische Reynoldszahl von Wasser nach Severin (1999), Wazzan et al. (1968) und Experimente von Strazisar et al. (1977).

des Effekts der Jouleschen Erwärmung auf die für konstante Wandtemperatur erhaltenen Ergebnisse zurückgegriffen. In Abbildung 2.19 sind die Ergebnisse verschiedener Experimente und Rechnungen in Form der auf die kritische Reynoldszahl ohne Temperaturunterschiede  $Re_{\delta_1krit,0}$  bezogene Erhöhung der kritischen Reynoldszahl  $Re_{\delta_1krit}$  über der normalisierten Temperaturdifferenz  $(T_w - T_\infty) / T_\infty$  zusammenfassend dargestellt. Für kleine Temperaturdifferenzen und konstanten Wärmestrom gibt Severin (1999) eine für Wasser gültige, asymptotische Lösung an:

$$\frac{Re_{\delta_1krit}(x)}{Re_{\delta_1krit,0}} = 1 + 27.65 \frac{T_w(x) - T_\infty}{T_\infty}. \quad (2.98)$$

Die in Gleichung 2.98 zu verwendende Wandtemperatur  $T_w(x)$  ist die aus dem lokalen Wärmeübergangskoeffizienten nach Gleichung (2.97) gewonnene.

Setzt man die Gleichungen für die maximale Elektrodenbreite (2.60) und die minimal erforderliche Stromdichte (2.61) in die Gleichung für den flächenbezogenen Wärmestrom (2.95) ein, ergibt sich der bei optimal ausgelegter Elektroden/Magnet-Anordnung freier werdende Wärmestrom zu

$$\dot{q}_{opt} = \left[ \frac{8U_\infty^2 \rho}{\sigma M_0 Re_{\delta_1krit}} + U_Z - U_{th} \right] \frac{2U_\infty^3 \rho}{\pi M_0 \nu Re_{\delta_1krit}^2}. \quad (2.99)$$

Mit den bereits bei der Betrachtung der Effizienz zugrunde gelegten Stoffwerten und Systemparametern ( $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $\sigma = 5 \text{ S m}^{-1}$ ,  $\nu = 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $M_0 = 1 \text{ T}$ ) ergibt sich

für  $Re_{\delta_1 \text{krit}} = 46000$  und den Reibungsbeiwert nach (2.76) eine Temperaturdifferenz von ca.  $\approx 0.8 \text{ K}$ , für  $Re_{\text{krit}} = 9800$  entsprechend lediglich noch ca.  $0.05 \text{ K}$ . Selbst bei Fluidtemperaturen nahe des Gefrierpunktes sind die relativen Temperaturdifferenzen so klein, dass sich keine merkliche Erhöhung der kritischen Reynoldszahl aufgrund der Erwärmung ergäbe.

Da die dissipierte Leistung proportional zum Quadrat der Stromdichte wächst, ist jedoch bei nichtoptimalem Betrieb der Elektroden/Magnet-Anordnung ein Einfluss der Erwärmung auf die Strömung nicht auszuschließen.

## 2.5 Experimente zur laminaren Grenzschicht

### 2.5.1 Experimenteller Aufbau

Im kleinen Elektrolytkanal des FZR (siehe Abbildung 2.20) wurden Geschwindigkeitsprofile in einer laminaren Grenzschicht mit wandparalleler Lorentzkraft mittels Laser-Doppler Anemometrie (LDA) gemessen.

Der kleine Elektrolytkanal hat eine offene Messstrecke von 300 mm Gesamthöhe, 200 mm Breite und 1200 mm Länge. Bei einem Füllstand von 22 cm sind in der Messstrecke Strömungsgeschwindigkeiten von  $0.02 \leq U_\infty \leq 0.22 \text{ m s}^{-1}$  einstellbar. Der Turbulenzgrad der Strömung, für eine Definition sei auf Gleichung (2.104) und die dort geführte Diskussion verwiesen, beträgt 0.3%. Die Strömung wird durch eine Kreiselpumpe angetrieben, die einen Volumenstrom von  $32 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$  mit einer Förderhöhe von 4.5 m liefert. Zur verlustarmen Regelung der Kreiselpumpe dient ein Frequenzumrichter. Am Auslass befinden sich zwei gegeneinander verschiebbare Lochplatten, die gleichbleibenden Füllstand bei verändertem Volumenstrom ermöglichen. Kleine Schwankungen des Förderstromes werden durch zwei Überläufe im Einlaufbereich abgefangen. Zur Dämpfung kleinskaliger Schwankungsbewegungen sind eine Fasermatte (Vlies), ein zweiteiliger Gleichrichter und vier Siebe mit in Strömungsrichtung abnehmender Maschenweite angebracht. Die zwei-dimensionale Düse mit einem Kontraktionsverhältnis von 3:1 mündet in die Messstrecke. Der Kanal wird mit einer 0.25 molaren NaOH-Lösung betrieben, deren Leitfähigkeit  $4.6 \text{ S m}^{-1}$  beträgt, also nahe an der von typischem Meerwasser liegt. Wenn der Kanal nicht in Betrieb ist, nimmt der Auffangbehälter das Gesamtvolumen von  $0.5 \text{ m}^3$  Lösung auf.

Die mit der Elektroden/Magnet-Anordnung ausgerüstete Platte ist 180 mm breit und 850 mm lang, die Elektrodenbreite beträgt ca. 10 mm. Die Platte wurde am Institut für Physik der Universität Riga gefertigt. Sie besteht aus einer 4 mm dicken Rückflussplatte aus Baustahl, auf der Permanentmagnete aus Neodym-Eisen-Bor (NdFeB) aufgeklebt

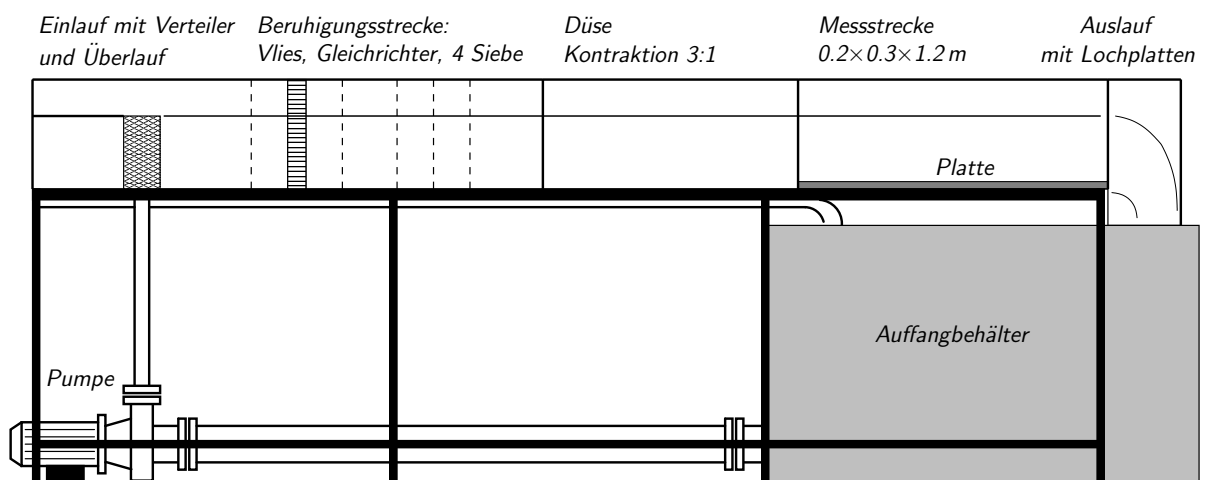


Abb. 2.20: Skizze des kleinen Elektrolytkanals.



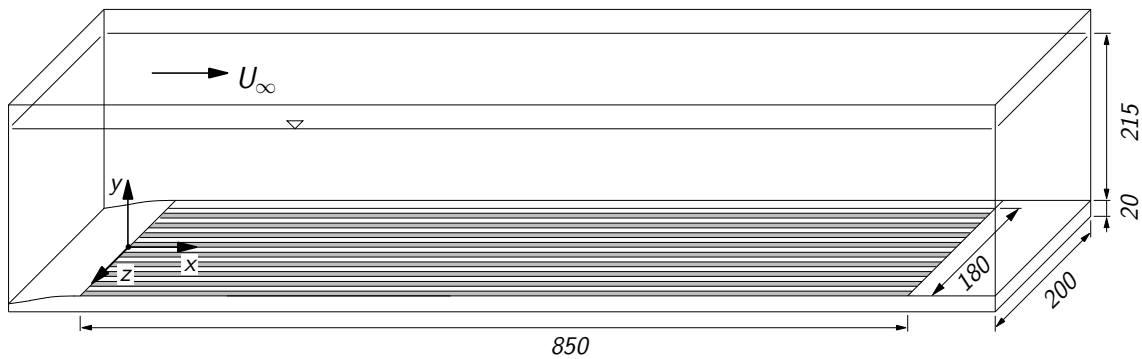


Abb. 2.21: Skizze der Messstrecke mit eingebauter Platte.

sind. Die Höhe der Magnete ist 15 mm. Die Einzelmagnete sind 10 mm breit und 50 mm lang. Die Oberseite der Magnete bedeckt eine ca. 1 mm dicken Schicht aus Epoxidharz, das wiederum von einem zwei Komponenten Auto-Lack gegen die Lauge geschützt wird. Zwischen den Magnetreihen sind Edelstahlelektroden angebracht. Der Edelstahl (Werkstoff Nr. 1.4301) widersteht den kleinen Stromdichten ( $\ll 100 \text{ A m}^{-2}$ ) in der NaOH-Lösung sehr gut und zeigte im Verlauf der Versuche praktisch keine Korrosionserscheinungen. Die magnetische Flussdichte über der Magneten/Elektroden-Anordnung wurde mit einer Hall-Sonde (HS-A303, Firma Ballanyi) vermessen. Die Positionierung der Hall-Sonde erfolgte mit einer 3-Achs Traversierung der Firma Isel. Aus der Feldverteilung konnte die effektive Magnetisierung der Magnete zu  $M_0 = 1.0 \text{ T}$  bestimmt werden (siehe Kneisel, 2003).

Abbildung 2.21 zeigt eine Skizze der Messstrecke mit der am Boden eingebauten Platte. Der Übergang vom Kanalboden zur Platte wird über eine Rampe mit einem Neigungswinkel von  $2^\circ$  vermittelt. Zur Plattenoberkante hin geht die Rampe mit einer Rundung in die Plattenkontur über. Der durch die Plattenbreite von 18 cm entstehende 2 cm breite Spalt zur hinteren Kanalwand wurde mit einem Plexiglasblock entsprechender Größe ausgefüllt.

Für die Messung der  $x$ -Komponente  $u$  der Geschwindigkeit im Kanal kam ein LDA FiberLine der Firma Dantec zum Einsatz. Das verwendete 2-Komponenten Messsystem besteht aus einer 58N20 Sonde ausgerüstet mit einer Linse mit 400 mm Brennweite und einem 58N10 FiberLine Einkoppler. Die Signale wertete ein FVA 58N40 Prozessor aus. Als Lichtquelle diente ein 5 Watt Argon-Ionen-Laser 2020-5 der Firma Spectra-Physics. Das mit der grünen Linie des Lasers (514.5 nm) gebildete Messvolumen hat einen Durchmesser von  $100 \mu\text{m}$  und eine Ausdehnung in  $z$ -Richtung von 2.3 mm. Die Sonde war an die 3-Achs Traversierung der Firma Isel montiert, die eine Positionierung des Messvolumens an beliebigen Orten in der Messstrecke mit einer Genauigkeit von  $10 \mu\text{m}$  erlaubt.

### 2.5.2 Geschwindigkeitsmessungen

Aufgrund der geringen Geschwindigkeiten und der relativ kleinen Abmessungen der Messstrecke, ist der Kanal für eine Untersuchung der Grenzschichttransition offensichtlich nicht geeignet. Ziel der hier vorgestellten Messungen ist deshalb, die Wirkung der Lo-

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

rentzkraft auf die wandnahe laminare Strömung zu quantifizieren und die Ausbildung eines exponentiellen Geschwindigkeitsprofils bei entsprechend eingestellten Parametern nachzuweisen.

Die relativ geringe Höhe und Breite der Messstrecke führt dazu, dass die sich ohne Lorentzkrafteinfluss ausbildende Grenzschicht sich nicht so entwickelt, wie dies für eine Platte in einem unendlich ausgedehnten Fluidvolumen der Fall wäre. In den Ecken, wo Platte und Kanalwand zusammenstoßen, entwickeln sich Sekundärströmungen. Diese Sekundärströmungen modulieren die Hauptströmung. In der Folge wächst die Grenzschichtdicke an unterschiedlichen Positionen in Spannrichtung abweichend von der für die laminare Plattengrenzschicht geltenden Beziehung (Schlichting, 1958)

$$\delta \approx \frac{5.0}{\sqrt{\frac{U_\infty x}{\nu}}} x. \quad (2.100)$$

Die einzelnen Grenzschichtprofile können jedoch durch Variation des virtuellen Grenzschichtursprungs bzw. einer gedachten Plattenvorderkante  $x_0$  an das Blasius Profil angepasst werden. Das von (2.100) abweichende Wachstum der Grenzschichtdicke drückt sich dann darin aus, dass sich für die an verschiedenen Positionen  $x$  in Strömungsrichtung gemessenen Geschwindigkeitsprofile  $u(y)$  unterschiedliche Koordinaten  $x_0$  für den virtuellen Grenzschichtursprung ergeben. Die Bestimmung eines virtuellen Ursprungs der Grenzschicht ist dabei gängige Praxis (siehe z.B. Lee et al., 2000; Knörnschild, 2001), da die Druckverteilung an der Plattenvorderkante von dem in der Theorie angenommenen konstanten Druck der Außenströmung gewöhnlich abweicht. Zudem ist die Grenzschichttheorie in unmittelbarer Nähe der Plattenvorderkante nicht anwendbar, da dort die für die Ableitung der Theorie getroffenen Annahme über den dissipativen Term in Gleichung (2.17):  $|\delta^2 u / \delta x^2| \ll |\delta^2 u / \delta y^2|$  nicht zutrifft.

Abbildung 2.22 gibt Profile der Geschwindigkeit  $u(y)$  in Richtung der Hauptströmung bei  $x = 400$  mm wieder. Die Profile wurden in der Mitte des Kanals ( $z = 0$ ) bei einer Geschwindigkeit der Außenströmung von  $U_\infty = 0.04 \text{ m s}^{-1}$  aufgenommen. Der Koordinatenursprung liegt auf der Plattenoberfläche in der Mitte des Kanals am Beginn der Elektroden/Magnet-Anordnung (siehe Abbildung 2.21). In das Diagramm eingetragen ist auch der Verlauf des exponentiellen Profils, wie er sich aus der Elektrodenbreite von  $a = 10$  mm ergibt, und das durch Variation des virtuellen Ursprungs  $x_0$  angepasste Blasiusprofil. Letzteres geht rascher in die Außenströmung über, als die gemessenen Datenpunkte. Für eine modifizierte Hartmannzahl nach Gleichung (2.44)  $Z = 1$  folgen die Messdaten in Wandnähe gut dem erwarteten exponentiellen Profil, der Übergang in die Außenströmung erfolgt jedoch ebenfalls langsamer als erwartet. Im Bereich des Übergangs von den steilen Geschwindigkeitsgradienten an der Wand zum konstanten Wert der Außenströmung ( $y \approx 15 \dots 30$  mm) passen die gemessenen Geschwindigkeitswerte für  $Z = 0$  und  $Z = 1$  gut zusammen. Das deutet darauf hin, dass das Geschwindigkeitsprofil der Anströmung deformiert ist. Für  $Z = 4$  überwiegt der durch die Lorentzkraft eingetragene Impuls den durch Reibung dissipierten deutlich. Das Geschwindigkeitsprofil zeigt ein Maximum von  $u \approx 1.08 U_\infty$  bei  $y \approx 7$  mm. Es hat sich ein Wandstrahl gebildet. Für die nochmals deutlich erhöhten modifizierten Hartmannzahlen  $Z = 10$  und

$Z = 20$  weitet sich der Wandstrahl in  $y$  Richtung soweit aus, dass die Hauptströmung deutlich beeinflusst wird. Ab  $y \approx 70$  mm (nicht gezeigt) ist die Hauptströmung gegenüber dem Fall  $Z = 0$  verzögert, was durch den konstant gehaltenen Gesamtvolumenstrom bedingt ist. Bei  $Z = 10$  befindet sich das Geschwindigkeitsmaximum des Wandstrahles mit  $u \approx 1.4U_\infty$  bei  $y \approx 4$  mm, für  $Z = 20$  liegt es mit  $u \approx 1.95U_\infty$  bei  $y \approx 4.5$  mm. Der Gasvolumenstrom beträgt für  $Z = 1$  etwa  $700 \text{ ml h}^{-1}$ . Bei diesem Wert bilden sich vereinzelt Blasen an den Elektroden, die mit Durchmessern von ca. 1–2 mm ablösen. Die Beeinflussung der Strömung durch die Blasen ist vermutlich vernachlässigbar. Bei  $Z = 10$  und  $Z = 20$ , also dem zehn bis zwanzigfachen Gasvolumenstrom ist das ganze Strömungsvolumen von aufsteigenden Blasen durchsetzt. Diese sind jedoch sehr locker verteilt. Der mittlere Gasvolumenanteil beträgt für  $Z = 20$  lediglich 0.2%. Das quadratische Mittel der Geschwindigkeitsschwankungen nimmt jedoch stark zu. Es beträgt in Wandnähe  $0.005 \text{ m s}^{-1}$  bei  $Z = 10$  und steigt auf  $0.009 \text{ m s}^{-1}$  bei  $Z = 20$ .

Abbildung 2.23 zeigt die Entwicklung der Grenzschichtprofile  $u(y)$  mit der Lauflänge  $x$  bzw.  $x^*$  nach Gleichung (2.42) bei  $U_\infty = 0.08 \text{ m s}^{-1}$  für  $Z = 0$  und  $Z = 1.2$ . An die Grenzschichtprofile der unbeeinflussten Strömung sind jeweils Blasiusprofile angepasst. Für  $x = 0$  folgen sowohl die Werte der Strömung ohne Lorentzkrafteinfluss als auch die für  $Z = 1.2$  gut dem angepassten Blasiusprofil. Die Grenzschichtdicke des angepassten Blasiusprofils entspricht mit  $\delta = 15$  mm etwa der von 14.6 mm des für  $Z = 1, x^* \rightarrow \infty$  zu

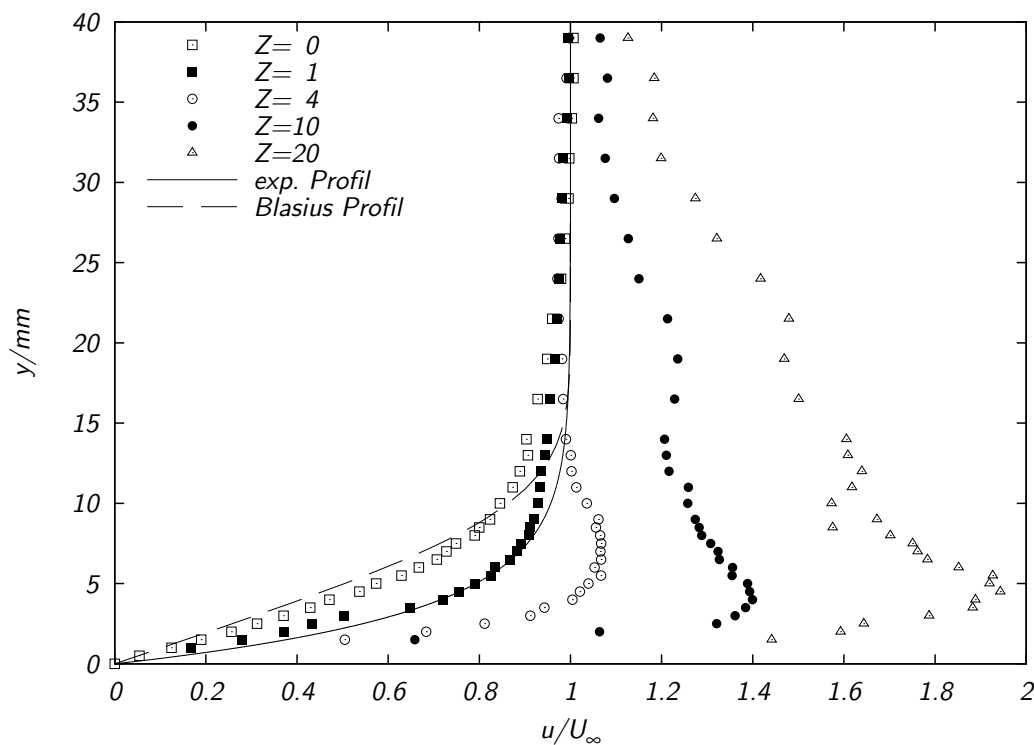


Abb. 2.22: Geschwindigkeitsprofile  $u(y)$  bei  $U_\infty = 0.04 \text{ m s}^{-1}$ ,  $x = 400$  mm,  $z = 0$  für verschiedene  $Z$  (2.44).  $x^*(Z = 1) \approx 1$ .

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

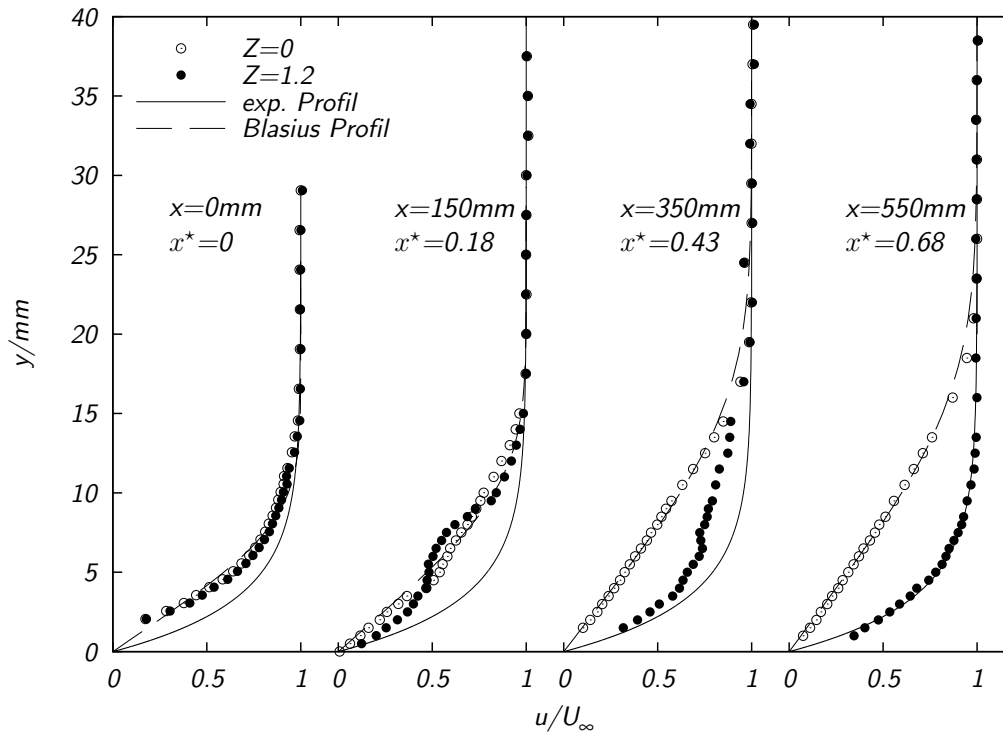


Abb. 2.23: Entwicklung der Geschwindigkeitsprofile  $u(y)$  bei  $U_\infty = 0.08 \text{ m s}^{-1}$  und  $z = 20 \text{ mm}$  mit der Lauflänge  $x$  für  $Z = 0$  und  $Z = 1.2$ .

erwartenden exponentiellen Grenzschichtprofils. Bei  $x = 150 \text{ mm}$  hat die Grenzschichtdicke gegenüber  $x = 0$  zugenommen. Für  $Z = 0$  lassen sich die Messdaten gut durch ein Blasiusprofil beschreiben. Die Grenzschicht unter Lorentzkrafteinfluss ist in unmittelbarer Nähe der Wand gegenüber  $Z = 0$  beschleunigt, fällt für größere Wandabstände jedoch hinter das Blasiusprofil zurück und geht dann von Werten oberhalb des Blasiusprofils in die Außenströmung über. Das Grenzschichtprofil kann als „s-förmig“ bezeichnet werden. Stromab bei  $x = 350 \text{ mm}$  ist die Grenzschichtdicke des Blasiusprofils weiter gewachsen. Die Messwerte für  $Z = 1.2$  liegen alle oberhalb des Blasiusprofils, d.h. die Strömung ist jetzt über die ganze Ausdehnung der Grenzschicht beschleunigt. Das Geschwindigkeitsprofil weist jedoch noch Wendepunkte auf und liegt unterhalb des exponentiellen Profils. Bei  $x = 550 \text{ mm}$  ist die Grenzschichtdicke für das unbeeinflusste Profil weiter angewachsen. Für  $Z = 1.2$  hat die Grenzschichtdicke jedoch gegenüber  $x = 350 \text{ mm}$  abgenommen. Die Messwerte folgen jetzt sehr gut dem aus der Elektrodenbreite berechneten exponentiellen Geschwindigkeitsprofil.

In Abbildung 2.24 sind Messungen versammelt, die die Entwicklung des Grenzschichtprofils mit der Lauflänge  $x$  bei  $U_\infty = 0.04 \text{ m s}^{-1}$  ohne Beeinflussung und unter  $Z = 1.7$ ,  $Z = 2.3$  und  $Z = 4.7$  zeigen. Bei  $x = 0$  gruppieren sich alle Messpunkte um das an die Messungen für  $Z = 0$  angepasste Blasiusprofil. Für  $x = 150 \text{ mm}$  wächst zunächst die Grenzschichtdicke für alle  $Z$ . Die Daten für  $Z = 0$  werden gut durch ein angepasstes

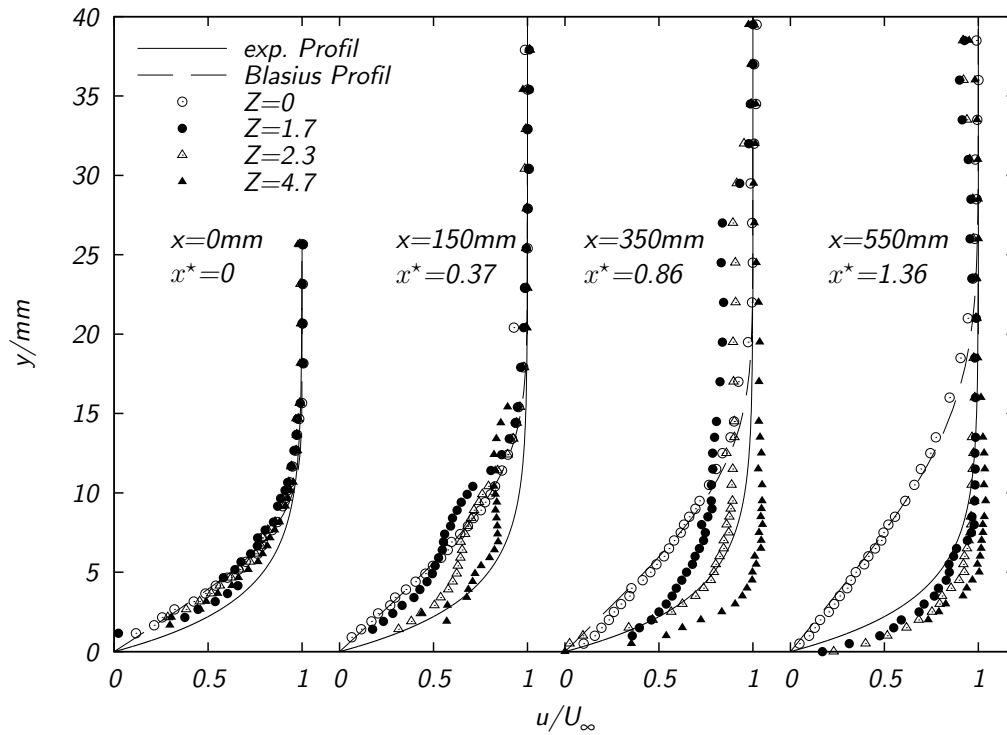


Abb. 2.24: Entwicklung der Geschwindigkeitsprofile  $u(y)$  bei  $U_\infty = 0.04 \text{ m s}^{-1}$  und  $z = 20 \text{ mm}$  mit der Lauflänge  $x$  für  $Z = 0$ ,  $Z = 1.7$ ,  $Z = 2.3$  und  $Z = 4.7$ .

Blasiusprofil beschrieben. Für  $Z = 1.7$  und  $Z = 2.3$  stellt sich ein „s-förmiges“ Geschwindigkeitsprofil ein, wie es qualitativ auch in Abbildung 2.23 für  $x = 150 \text{ mm}$  und  $Z = 1.2$  auftritt. Bei  $Z = 2.3$  und  $Z = 4.7$  deutet sich ein Wandstrahl an, dessen Maximum in beiden Fällen geringere Geschwindigkeiten aufweist, als sie beim exponentiellen Profil auftreten würden. In etwas größerer Entfernung von der Wand ( $6 \leq y \leq 13 \text{ mm}$  bei  $Z = 1.7$ ,  $8 \leq y \leq 14 \text{ mm}$  bei  $Z = 2.3$  und  $10 \leq y \leq 18 \text{ mm}$  bei  $Z = 4.7$ ) liegen die gemessenen Geschwindigkeiten unterhalb des Blasiusprofils. Weiter stromab bei  $x = 350 \text{ mm}$  zeigen die Geschwindigkeitsprofile für  $Z = 1.7$  und  $Z = 2.3$  keine Wendepunkte mehr. Für beide modifizierte Hartmannzahlen liegen die Geschwindigkeiten für  $12 \leq y \leq 32 \text{ mm}$  allerdings unterhalb derer des Blasiusprofils. Das zu  $Z = 4.7$  gehörende Geschwindigkeitsprofil besitzt ein Maximum von  $u \approx 1.05 U_\infty$  bei  $y \approx 7 \text{ mm}$ . Die Geschwindigkeitswerte in unmittelbarer Wandnähe sind für alle  $Z > 0$  zumindest geringfügig größer als die des exponentiellen Profils. Bei  $x = 550 \text{ mm}$  nimmt die Geschwindigkeit in Wandnähe für alle  $Z > 0$  weiter zu, bleibt jedoch für  $Z = 1.7$  und  $Z = 2.3$  unterhalb der Geschwindigkeit der Außenströmung. Das Maximum des Wandstrahls bei  $Z = 4.7$  beträgt weiterhin  $u \approx 1.05 U_\infty$  und liegt nun bei  $y \approx 10 \text{ mm}$ . Das Geschwindigkeitsdefizit gegenüber dem Blasiusprofil beginnt für  $Z = 1.7$  und  $Z = 2.3$  bei  $y \geq 24 \text{ mm}$  und erstreckt sich bis zum Rand des dargestellten Bereichs. Auch für  $Z = 4.7$  ergeben sich für  $y \geq 34 \text{ mm}$  Geschwindigkeiten, die unter denen des Blasiusprofils liegen.

## 2.6 Experimente zur turbulenten Grenzschicht

Die experimentellen Untersuchungen an einer beidseitig mit Magneten und Elektroden ausgestatteten Platte fanden an der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt (HSVA) statt. Die Experimente bestanden in der Messung von Grenzschichtprofilen im mittleren Kavitationstunnel der HSVA und in Messungen der auf die Platte wirkenden Gesamtkraft im Umwelttank.

Die in Abbildung 2.25 skizzierte Platte wurde am Institut für Physik Riga gefertigt. Sie besteht aus je 25 Elektroden und 24 Magnetstreifen pro Seite. Das Elektrodenmaterial ist gebräuchlicher Edelstahl der Werkstoffnummer 1.4301. An der Oberfläche der Permanentmagnete ist eine Feldstärke von etwa 0.35 T in Normalenrichtung  $y$  messbar. Die Höhe  $h$  gleichzeitig Ausdehnung in Magnetisierungsrichtung der Magnete beträgt 15 mm und ihre Breite  $a$  10 mm. Ein Einzelmagnet ist 50 mm lang. 20 Einzelmagnete sind der Länge nach in  $x$ -Richtung aneinandergereiht. Die Abmessungen  $h$  und  $a$  der Magnete entsprechen den in Abbildung 2.7 eingetragenen. Die Magnete sind zum Schutz gegen Korrosion mit einem Epoxidharzanstrich versehen, der auch die Elektrodenränder bedeckt. Die freie Elektrodenbreite ist deshalb im Mittel etwas kleiner als 10 mm. Der gesamte Elektroden/Magnet-Bereich hat eine Länge von 400 mm und erstreckt sich über die gesamte Plattenbreite von 500 mm. Die Platte ist 18 mm dick. Die Plattenvorderkante ist als halbelliptischer Zylinder ausgeführt, das Plattenende als Zylinder mit dreieckiger Grundfläche, beider Ausdehnung in Längsrichtung beträgt 30 mm. Damit ergibt sich eine Vorlauflänge von insgesamt 100 mm bis zum Eintritt der Strömung in das Lorentzkraftfeld und eine Strecke von 90 mm vom Ende des Elektroden/Magnet-Bereichs bis zur Hinterkante der Platte.

Bei den Messungen im Kavitationstunnel wurde die Platte mit einem entsprechend profilierten Stück PVC verbreitert und die Platte direkt an den Kanalfenstern befestigt wie in Abbildung 2.26 dargestellt. Bei den Kraftmessungen im Umwelttank war eine Plattenkante mit der Waage verbunden, die andere Kante ragte in die freie Strömung. Um auch hier definierte Umströmungsbedingungen an den Plattenrändern zu erhalten, wurden die Plattenkanten mit Endscheiben versehen, die im unteren Teil von Abbildung 2.25 skizziert sind.

Die Speisung der Elektroden der Platte erfolgte durch je eine regelbare Stromversorgung vom Typ XKW 12-250 der Firma Zentro-Elektrik. Diese Stromversorgung ermöglicht einen maximalen Strom von 250 A und eine maximale Spannung von 12 V. Unter den Versuchsbedingungen war der maximal einstellbare Strom durch die genannte Höchstspannung und den Fluidwiderstand auf 100 A pro Plattenseite begrenzt. Als Fluid fand in beiden Versuchsserien eine 3.65%ige NaCl-Lösung mit einer Leitfähigkeit von ca.  $5 \text{ S m}^{-1}$  Verwendung.

### 2.6.1 Geschwindigkeitsmessungen in der Grenzschicht

Der mittlere Kavitationstunnel der HSVA hat eine Messstrecke mit einem Querschnitt von  $0.57 \times 0.57 \text{ m}$  und 2.20 m Länge. Die Messstrecke hat auf allen vier Seiten jeweils zwei hintereinander angeordnete Fenster aus 35 mm starkem Plexiglas von 320 mm Höhe

## 2.6 Experimente zur turbulenten Grenzschicht

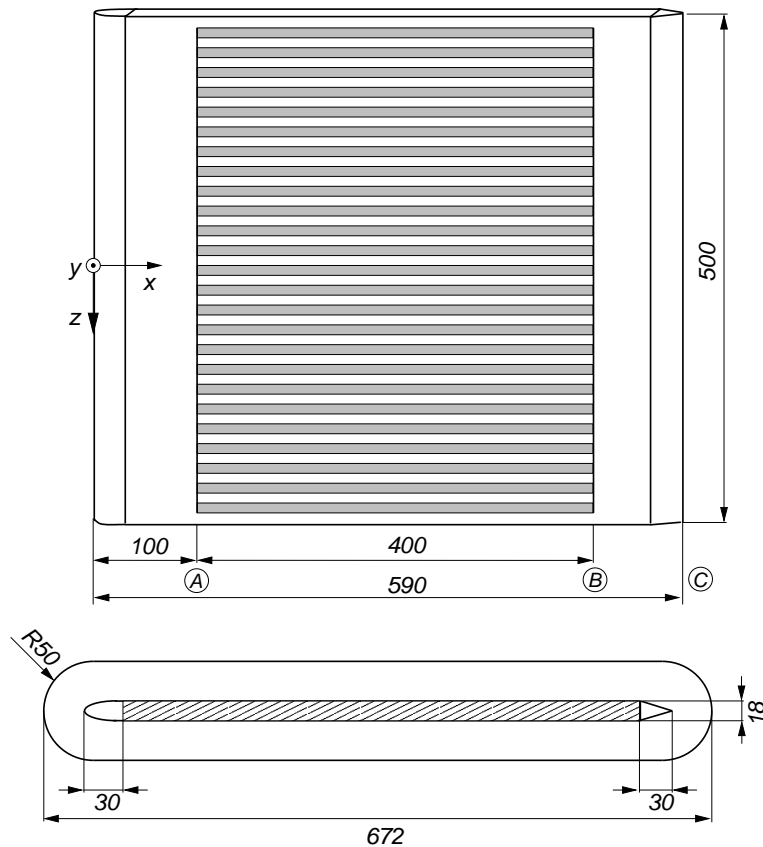


Abb. 2.25: Skizze der Platte, unten Ansicht von der Seite mit Endscheiben.

und 800 mm Breite. In der Messstrecke kann eine maximale Geschwindigkeit von  $10 \text{ m s}^{-1}$  eingestellt werden. Der Kavitationstunnel dient vorwiegend der Untersuchung von Modellpropellern hinsichtlich des von ihnen erzeugten Strömungsfeldes und der Kavitation an den Propellerflügeln. Die Propeller werden an einer Achse befestigt, die am vor der Vorkammer liegenden Krümmer gelagert ist und dann mittig durch Vorkammer und Düse in die Messstrecke führt. Die Achse hat einen Durchmesser von 60 mm und dient gleichzeitig zum Antrieb der Propeller und zur Messung der auf diese in Strömungsrichtung wirkenden Kräfte mittels eines Dynamometers.

Für die hier dargestellten Messungen in der Plattengrenzschicht wirkt die Achse als Störung in der sonst ausgeglichenen Strömung. Um diesem Einfluss möglichst zu entgehen, wurde die Achse soweit als möglich aus der Messstrecke und Düse gezogen. Der Wellenstumpf bekam einen kegeligen Aufsatz, der einen Strömungsabriss am Wellenende vermeiden sollte. Dem Einfluss der trotzdem vorhandenen Nachlaufdüse auf die Strömung über der Platte wurde durch ein asymmetrisches Anbringen der Platte im Kanal begegnet. Der Einbau der Platte in den mittleren Kavitationstunnel ist in Abbildung 2.26 skizziert. Die Messungen in der Grenzschicht fanden an der Oberseite der Platte statt, die Strömung an der Unterseite wurde nicht untersucht. Der Einbau im vorderen Fenster musste gewählt werden, da das vorhandene Laser-Doppler Anemometer (LDA)

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

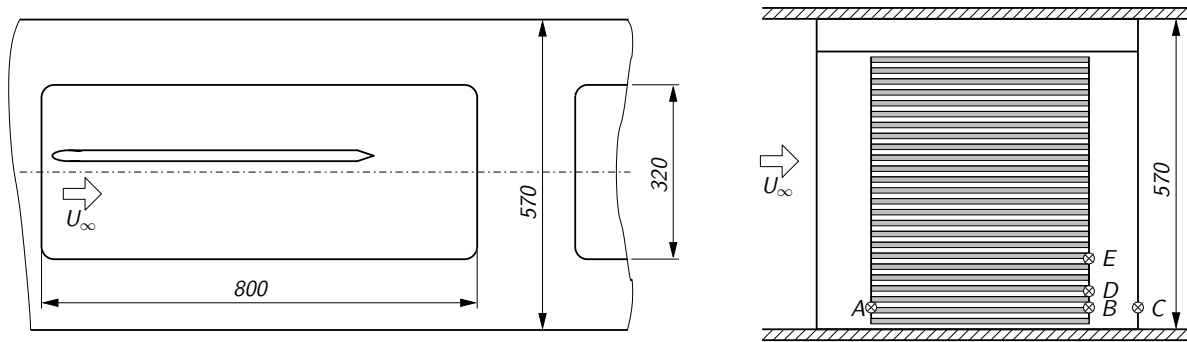


Abb. 2.26: Schema der Messstrecke im mittleren Kavitationstunnel und der Einbaulage der Platte, rechts Ansicht von oben mit Lage der Messpunkte.

nur hier Messungen zuließ.

Das am Tunnel installierte LDA-System bestand aus einem 58N10 PDA (Phasen-Doppler Anemometer) Prozessor der Firma Dantec, einer Dantec FiberFlow Sonde mit 27mm Linsendurchmesser und 160 mm Brennweite sowie den weiteren nötigen optischen Komponenten. Als Lichtquelle diente ein 300 mW  $\text{Ar}^+$ -Laser, dessen blaue Linie (488 nm Wellenlänge) für die Messung benutzt wurde. Mit den übrigen Systemparametern ergab sich so ein Messvolumen von 74  $\mu\text{m}$  Durchmesser und 1.57 mm Länge. Messgröße war die Geschwindigkeitskomponente in Anströmrichtung  $u$ . Die Laserstrahlen verliefen parallel zur Plattenoberfläche. Im Mittel konnte in der Außenströmung eine Datenrate von 55 Hz erreicht werden, in der Grenzschicht und unter dem Einfluss von Elektrolyseblasen sank die Datenrate allerdings auch deutlich unter diesen Wert. Um in der zur Verfügung stehenden Messzeit alle geplanten Versuche durchführen zu können, wurde die Anzahl der Messereignisse pro Traversierpunkt und Parameterkonstellation auf 200 festgelegt. Als Streuteilchen kamen Titandioxid-beschichtete Glimmer Partikel mit einem mittleren Durchmesser kleiner 15  $\mu\text{m}$  (Iriodin<sup>®</sup> 111, Merck) zum Einsatz.

Aufgrund der kurzen Brennweite der FiberFlow Sonde fanden die Messungen relativ nahe am Plexiglasfenster statt. Eine zusätzliche Verschiebung der Messpunkte hin zur Kanalwand ergab sich aufgrund der starken Verringerung der Datenrate unter Elektrolyseeinfluss. An den Punkten ⑤ und ④ waren bei höheren Stromstärken praktisch keine Messungen mehr möglich. Dabei ist über den Anoden kaum eine Beeinträchtigung festzustellen. Das sich dort entwickelnde Chlor löst sich praktisch vollständig in der umgebenden Flüssigkeit. Der an den Kathoden entstehende Wasserstoff bildet hingegen einen dichten Blasenschleier in der Grenzschicht, da seine Löslichkeit in Wasser ca. 100 mal geringer ist als die von Chlor (Lide, 1995). Als geeigneter Kompromiss zwischen Datenrate und Entfernung von der Kanalwand ergab sich Punkt ③. In Abbildung 2.27 sind die an den Punkten ③, ④ und ⑤ in der unbeeinflussten Grenzschicht gemessenen Geschwindigkeitsprofile bei einer Anströmgeschwindigkeit von  $U_\infty = 0.78 \text{ m s}^{-1}$  dargestellt. Die Messpunkte bilden in guter Näherung eine gemeinsame Kurve. Somit ist nicht davon auszugehen, dass durch die Wandnähe von Punkt ③ und damit verbundene mögliche Rezirkulationsströmungen die Messergebnisse gegenüber wandferneren Positionen



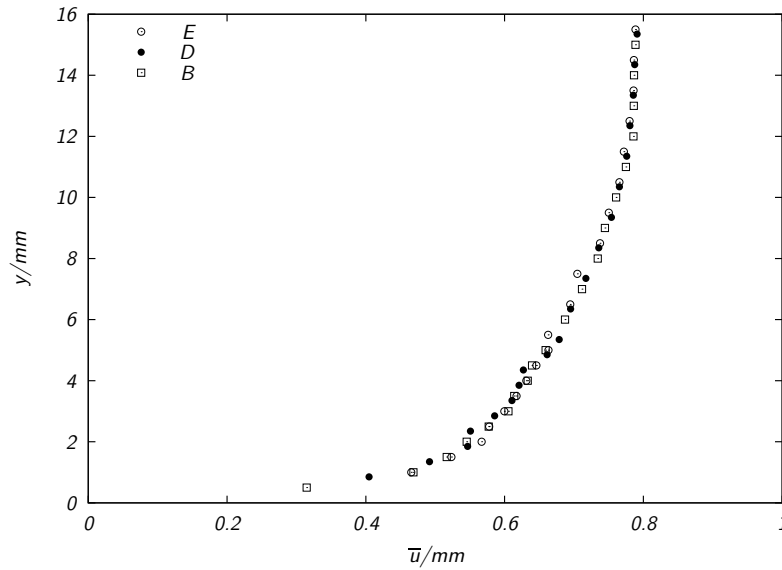


Abb. 2.27: Geschwindigkeitsprofile für die Punkte ③, ④ und ⑤ für  $U_\infty = 0.78 \text{ m s}^{-1}$  ohne Lorentzkraft.

verfälscht werden.

Die folgende Diskussion der Geschwindigkeitsmessungen nimmt die übliche Aufteilung der gemessenen und, im Falle turbulenter Strömung, inhärent zeitabhängigen Geschwindigkeit  $u(t)$  in einen zeitlich konstanten Mittelwert und Schwankungen um diesen Mittelwert (siehe z.B. Schlichting, 1958) vor. Für die Geschwindigkeitskomponente  $u$  in Richtung der Anströmung  $x$  lässt sich der zeitliche Mittelwert als

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u(t) dt \quad (2.101)$$

schreiben. Die Integrationszeit  $T$  ist dabei so zu wählen, dass  $\bar{u}$  unabhängig von der Zeit wird. Die zeitlichen Schwankungen  $u'$  um den Mittelwert ergeben sich aus der Differenz der Momentangeschwindigkeit und der mittleren Geschwindigkeit. Damit kann man die Zerlegung der Geschwindigkeit mit

$$u = \bar{u} + u' \quad (2.102)$$

angeben. Sie gilt sinngemäß auch für die  $y$ - und  $z$ -Komponente.

Tabelle 2.4 listet die Anströmgeschwindigkeiten bei denen Versuche durchgeführt wurden und die mit ihnen verbundenen Reynoldszahlen ( $Re = U_\infty \cdot x/\nu$ ) auf. Die eingekreisten Buchstaben beziehen sich auf die Positionen in Abbildung 2.25, d.h. auf Anfang ① und Ende ② des Elektroden/Magneten-Bereiches und das Plattenende ③. An den Reynoldszahlen ist zu erkennen, dass unter idealen Bedingungen zumeist laminare Grenzschichten vorlägen (kritische Reynoldszahl  $Re_{xkrit} \approx 9 \cdot 10^4$ , Reynoldszahl für

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

$U_\infty$ (m s <sup>-1</sup> )	$\frac{Re}{10^4}$ (A)	$\delta_l$ (mm) (A)	$\frac{Re}{10^5}$ (B)	$\delta_l$ (mm) (B)	$\delta_t$ (mm) (B)	$\delta_0$ (mm) (B)	$\frac{Re}{10^5}$ (C)	$\delta_t$ (mm) (C)
0.36	3.2	2.8	1.7	6.2	16.8	14	1.9	19.2
0.59	4.5	2.3	2.3	5.2	15.7	–	2.7	17.9
0.78	7.2	1.8	3.7	4.1	14.2	12	4.3	16.3
1.97	17.8	1.2	8.9	2.6	12.0	10	10.5	13.6

Tabelle 2.4: Kennwerte der Anströmung. Theoretische Werte für  $\delta_l$  und  $\delta_t$  und Messwert  $\delta_0$  sowie mit der Überströmlänge gebildete Reynoldszahlen an den drei in Abbildung 2.25 gekennzeichneten Orten.

abgeschlossene Transition  $Re_{x_{tr}} \approx 5 \cdot 10^5$ ). Bei den Versuchen konnten jedoch keine laminaren Grenzschichten gemessen werden. Dafür gibt es hauptsächlich zwei Ursachen. Einerseits hat die Platte besonders im Bereich der Elektroden und Magneten eine ausgeprägte Rauigkeit, die aus Versetzungen an den Kanten der Elektroden und Magneten herrührt. Andererseits ist der Turbulenzgrad der Außenströmung im Kavitationstunnel recht hoch. Beide Effekte beeinflussen den Grenzschichtumschlag erheblich.

Als mittlere Rauigkeitshöhe können etwa 0.5 mm angenommen werden. Da die Rauigkeiten weder rein zweidimensional sind, noch eine ideale Sandrauigkeit darstellen, ist eine genaue Bestimmung ihres Einflusses auf den Transitionsbeginn unmöglich. Als Anhaltspunkt können die in Schlichting (1958) dargestellten Ergebnisse von Feindt dienen. Feindt untersuchte den Einfluss von Sandrauigkeiten auf die Lage des Umschlagspunktes bei verschiedenen Druckgradienten in inkompressibler Strömung. Danach kann als Kriterium für die Beeinflussung der Transition eine mit der Rauigkeitshöhe  $k$  gebildete Reynoldszahl  $U_\infty k / \nu$  dienen. Übersteigt diese Reynoldszahl einen Wert von 120, setzt die Transition eher ein, als für eine glatte Platte unter sonst gleichen Bedingungen. Für alle hier untersuchten Geschwindigkeiten ist dieses Kriterium erfüllt.

Der Einfluss der Außenturbulenz kann nach van Driest und Blumer (White, 1991) auf den Umschlag an der ebenen Platte durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$Re_{x, tr}^{1/2} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 132500 Tu^2}}{39.2 Tu^2}. \quad (2.103)$$

Hierbei steht  $Tu$  für den Turbulenzgrad der Außenströmung

$$Tu = \sqrt{\frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{3U_\infty^2}}, \quad (2.104)$$

$\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$ ,  $\overline{w'^2}$  bezeichnen den zeitlichen quadratischen Mittelwert der Schwankungsgeschwindigkeiten in  $x$ ,  $y$  und  $z$ -Richtung. Liegt eine isotrope Turbulenz vor ( $\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}$ ), kann man den Turbulenzgrad vereinfacht als

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_\infty} \quad (2.105)$$

## 2.6 Experimente zur turbulenten Grenzschicht

$U_\infty$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	Position	$\frac{Re_B}{10^5}$	$Z$	$\delta_1$ (mm)	$\delta_2$ (mm)	$H_{12}$
0.36	ⓑ	1.7	0	2.35	1.39	1.69
			1.37	1.42	0.97	1.46
0.76	Ⓐ	0.72	0	0.75	0.45	1.67
			1.2	0.72	0.42	1.74
			7.49	0.76	0.44	1.74
0.78	ⓑ	3.7	0	2.03	1.23	1.65
1.99	ⓑ	8.9	0	1.56	0.97	1.60

Tabelle 2.5: Charakteristika ausgewählter gemessener Geschwindigkeitsprofile,  $Re_B$  steht für die mit der Längskoordinate  $x$  gebildete Reynoldszahl an der Stelle ⓑ.

schreiben. Die Strömung im Kavitationstunnel hat einen Turbulenzgrad von etwa 2%. Damit ergibt sich aus (2.103) die Transition bei einer Reynoldszahl von etwa  $1.6 \cdot 10^5$ . Diese Reynoldszahl wird praktisch bei allen Messungen an den Punkten ⓑ und ⓒ überschritten.

Der experimentelle Befund, dass die Grenzschicht auch bei der kleinsten Geschwindigkeit an Position ⓑ nicht mehr laminar ist, lässt sich daher mit dem Zusammenwirken der Plattenrauigkeit und der Turbulenz der äußeren Strömung erklären. Damit unterscheiden sich die experimentellen Bedingungen grundlegend von den Voraussetzungen der theoretischen Betrachtungen in Abschnitt 2.4.

Im Folgenden werden zuerst die Charakteristika der experimentell gefundenen Geschwindigkeitsprofile der unbeeinflussten Grenzschicht diskutiert. Dem folgt die Beschreibung und Diskussion der Lorentzkrafteinflüsse auf die mittleren Geschwindigkeitsprofile und die Schwankungsgrößen.

Neben den Anströmgeschwindigkeiten und Reynoldszahlen finden sich in Tabelle 2.4 auch Angaben zur gemessenen Grenzschichtdicke  $\delta_0$ , sowie den theoretisch zu erwartenden Grenzschichtdicken einer laminaren und einer turbulenten Strömung. Die Grenzschichtdicke  $\delta_l$  der Blasius'schen Grenzschicht ergibt sich aus Gleichung (2.100). Die angegebenen Dicken der turbulenten Grenzschicht wurden mit der aus dem 1/7-Potenzgesetz  $y/\delta_t = (u/U_\infty)^{1/7}$  (Wieghardt, 1974) folgenden Gleichung

$$\delta_t = 0.37x(Re_x)^{-\frac{1}{5}} \tag{2.106}$$

ermittelt. Diese Gleichung gilt für turbulente Strömungen bei kleiner Reynoldszahl. Alle Werte in Tabelle 2.4 beziehen sich auf die unbeeinflusste Grenzschicht. Für alle Reynoldszahlen liegt die gemessene Grenzschichtdicke an Position ⓑ zwar zwischen dem Wert für eine laminare und dem für eine turbulente Grenzschicht erwarteten, jedoch wesentlich näher an letzterem. Die Annahme einer noch nicht voll entwickelten turbulenten Grenzschicht wird durch die in Tabelle 2.5 angegebenen, mittels numerischer Integration der Geschwindigkeitsprofile gewonnenen, Werte für die Verdrängungsdicke  $\delta_1$  (2.25) die Impulsverlustdicke  $\delta_2$  (2.26) und den aus beiden gebildeten Formparameter  $H_{12}$

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

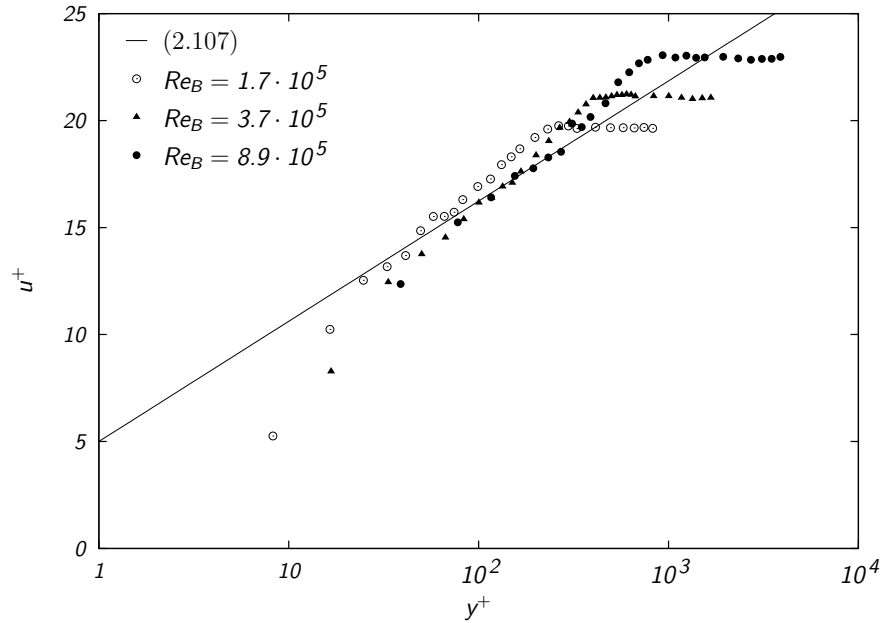


Abb. 2.28: Anpassung der Geschwindigkeitsprofile an das logarithmische Wandgesetz (Position ③ für  $Z=0$ ).

(2.24) gestützt. Bei Grenzschichtumschlag nimmt der Formparameter von  $H_{12} = 2.6$  für die Blasius-Lösung auf  $H_{12} = 1.4$  für eine turbulente Grenzschicht ab, siehe Abbildung 2.3 und Schlichting (1958). Die hier gefundenen Werte von  $H_{12} = 1.7(Re_B = 1.7 \cdot 10^5) \dots 1.6(Re_B = 8.9 \cdot 10^5)$  weisen ebenfalls auf eine sich entwickelnde turbulente Grenzschicht hin, wobei die relativ geringe Messpunktdichte in Wandnähe keine sehr genaue Bestimmung von  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  und  $H_{12}$  zulässt.  $Re_B$  steht für die mit der Längskoordinate  $x$  gebildete Reynoldszahl an der Position ③. Setzt man die Gültigkeit des logarithmischen Wandgesetzes nach Coles (White, 1991):

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B, \quad \kappa = 0.41, B = 5.0 \quad (2.107)$$

für die Messdaten voraus, kann man aus dem Grenzschichtprofil die Wandschubspannung  $\tau_w$  ermitteln. Die als „Clauser chart method“ (siehe z.B. Wei et al., 2005) bekannte Methode besteht in der Anpassung der Daten an das logarithmische Wandgesetz (2.107), wobei allein die Wandschubspannung variiert wird. In (2.107) bezeichnet  $u^+ = u/u_\tau$  die mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$  entdimensionalisierte Geschwindigkeit,  $y^+ = u_\tau y/\nu$  den dimensionslosen Wandabstand. Die so für  $Z=0$  ermittelten Wandschubspannungen weichen maximal 5% von den Werten ab, die sich aus der ebenfalls aus dem 1/7-Potenzgesetz hergeleiteten Beziehung für die Wandschubspannung

$$\tau_w = 0.0222\rho U_\infty^2 \left(\frac{U_\infty \delta}{\nu}\right)^{-1/4} \quad (2.108)$$

ergeben, wobei die Grenzschichtdicke nach Gleichung (2.106) ermittelt wurde. Eine Darstellung der mit  $u_\tau$  entdimensionalisierten Geschwindigkeitsprofile an Position ③ gibt

## 2.6 Experimente zur turbulenten Grenzschicht

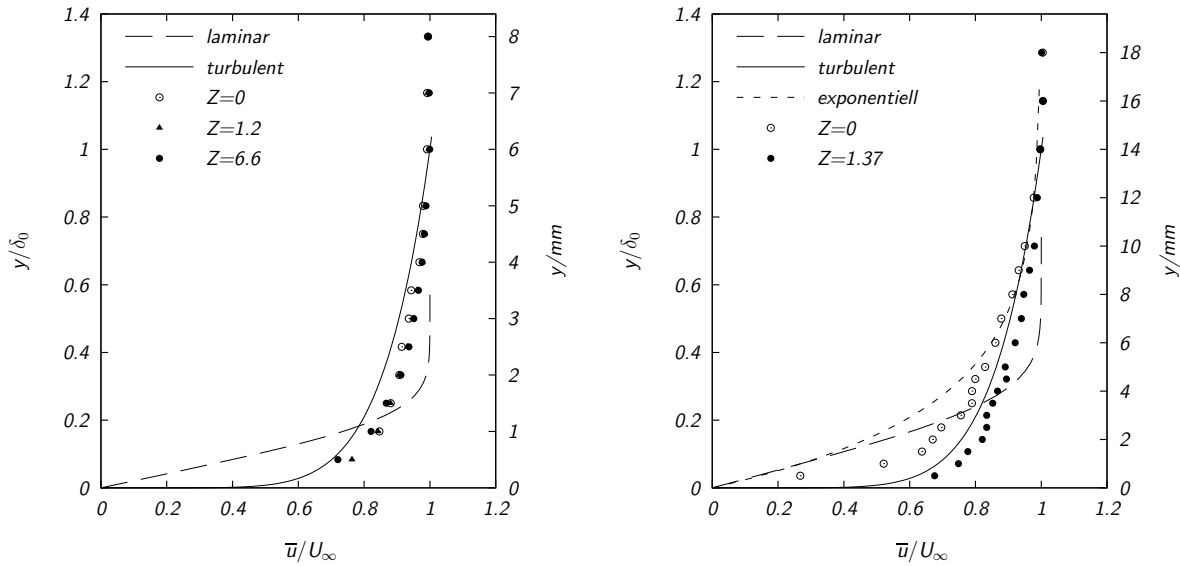


Abb. 2.29: Vergleich der an Position  $\textcircled{A}$  (links,  $Re_A = 7.2 \cdot 10^4$ ) und  $\textcircled{B}$  (rechts,  $Re_B = 1.7 \cdot 10^5$ ) gemessenen Profile der mittleren Geschwindigkeit mit den erwarteten Profilen für eine entsprechende laminare bzw. turbulente Grenzschicht.  $Re_A$  steht analog  $Re_B$  für die mit der Längskoordinate  $x$  gebildete Reynoldszahl an der Stelle  $\textcircled{A}$ .

Abbildung 2.28. Die Übereinstimmung der Daten mit dem logarithmischen Wandgesetz wird wie zu erwarten mit wachsender Reynoldszahl besser. Einen Vergleich der Geschwindigkeitsprofile für  $Re_B = 1.7 \cdot 10^5$  mit dem Profil der laminaren Grenzschicht zeigt der rechte Teil von Abbildung 2.29. Den Messwerten sind das entsprechend skalierte Blasiusprofil und das nach dem  $1/7$ -Potenzgesetz ermittelte Profil der turbulenten Grenzschicht gegenübergestellt. Außerdem ist das bei  $Z = 1$  erwartete Exponentialprofil eingezeichnet. Der Wandabstand wurde stets mit der für die Strömung ohne Lorentzkrafteinfluss gemessenen Grenzschichtdicke  $\delta_0$  entdimensionalisiert, diese Grenzschichtdicke wurde auch für die Auftragung des  $1/7$ -Potenzgesetzes benutzt. Die zu  $Z = 0$  gehörenden Messwerte liegen in Wandnähe zwischen dem Verlauf der laminaren und der turbulenten Grenzschicht, was nach den vorhergehenden Ausführungen zu erwarten war. Im wandferneren Bereich ist die hier vorgefundene Grenzschicht am Ort  $\textcircled{B}$  stärker verzögert als das entsprechende turbulente Profil für eine glatte Wand. Dieses Verhalten ist typisch für turbulente Grenzschichten über rauen Wänden (Schlichting, 1958). Eine genaue Ermittlung des Rauigkeitseinflusses gestaltet sich hier jedoch schwierig, da die geringe Messpunktdichte an der Wand die Bestimmung des Verlaufs von  $u^+(y)$  für  $y \rightarrow 0$  nur sehr ungenau zulässt. Zudem beruht die zur Ermittlung von  $u^+$  verwendete Wandschubspannung selbst auf einer Anpassung der Geschwindigkeitsprofile an das logarithmische Wandgesetz, stellt also ebenfalls eine Näherung dar. Das von Schlichting (1958) angegebene Verfahren zur Bestimmung der äquivalenten Sandrauigkeit ist unter diesen Umständen nicht gut einsetzbar.

Die im linken Teil von Abbildung 2.29 dargestellten Geschwindigkeitsprofile stimmen

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

hingegen recht gut mit dem nach dem  $1/7$ -Potenz-Gesetz ermittelten Verlauf überein. Auch scheint eine weiter stromab wirkende Lorentzkraft keinen großen Einfluss auf die Profilform zu haben. Das ist bei den relativ kleinen Werten von  $Z$  nicht anders zu erwarten. Eine Sogwirkung sollte erst einsetzen, wenn die Lorentzkraft so stark wird, dass auf die Platte ein Schub ausgeübt wird.

Nach dem Überströmen der aktiven Fläche ist der Einfluss der Lorentzkraft auf die Grenzschicht jedoch unverkennbar (rechte Seite von 2.29). Die Messwerte für die mit einer  $Z = 1.37$  entsprechenden Lorentzkraft beeinflussten Grenzschicht zeigen eine deutliche Beschleunigung der Strömung in Wandnähe. Das Profil hat nunmehr einen Formparameter  $H_{12} = 1.46$  und ist voller als das einer entsprechenden turbulenten Strömung. Es fällt auf, dass sich die Form des Geschwindigkeitsprofils dadurch von der des ebenfalls eingezeichneten exponentiellen Profils (2.45), dessen Grenzschichtdicke sich zu  $\delta \approx 1.46 \cdot a$  ergibt, entfernt. Diese Tatsache spiegelt sich auch in der Veränderung des Formparameters wider, der bei  $Z = 0$  über dem des exponentiellen Profils  $H_{12} = 2$  lag, jetzt aber einen Wert kleiner 2 annimmt. Ein voll entwickeltes exponentielles Profil ist allerdings aufgrund der kleinen entdimensionalisierten Einlaufänge von  $x^* = 0.148$  (2.42) für Punkt  $\textcircled{B}$  auch unter idealen Voraussetzungen nicht zu erwarten. Es liegt an der durch die Energiezufuhr langsamer wachsenden Grenzschicht und der vor allem in Wandnähe wirkenden Beschleunigung durch die Lorentzkraft, dass vorerst keine Annäherung des Geschwindigkeitsprofils an das exponentielle Profil festzustellen ist. Ein ähnliches Verhalten tritt auch bei der sich entwickelnden Absauggrenzschicht auf. Da sich der Mittelpunkt des Messvolumens über einer Elektroden/Magnet-Kante, also im Bereich eines lokalen Lorentzkraftmaximums befand, ist außerdem mit einer stärkeren Beschleunigung als im Mittel und damit lokal  $Z \gg 1$  zu rechnen. Hauptsächlich die transitionale Grenzschicht zu Beginn der Lorentzkrafteinwirkung, die starken lokalen Unterschiede in der Lorentzkraftdichte und die kleinen entdimensionalisierten Einlaufängen  $x^*$  sind für das gefundene Verhalten, welches von dem für die laminare Grenzschicht theoretisch vorhergesagten abweicht, verantwortlich. Die Wirkung des zusätzlichen Impulseintrages in die Grenzschicht findet sich jedoch in einem volleren Profil wieder, das integriert einen verminderten Nettowiderstand der Platte zeigt. Aus den wandnahen Punkten kann man mit einiger Gewissheit schließen, dass die Wandschubspannung unter Lorentzkrafteinfluss zunächst gegenüber der unbeeinflussten Strömung wächst, da der Geschwindigkeitsgradient in Wandnähe zunimmt. Da jedoch alle Punkte des Geschwindigkeitsprofils mit Lorentzkrafteinfluss bei gleichen Wandabständen höhere Geschwindigkeiten aufweisen als sie die unbeeinflusste Grenzschicht zeigt, überwiegt der eingetragene Impuls die gestiegene Wandreibung.

Bei höheren Werten der modifizierten Hartmannzahl  $Z$  ist die Beschleunigungswirkung der Lorentzkraft noch deutlicher zu erkennen. Im linken Teil von Abbildung 2.30 ist das Profil der gemittelten Geschwindigkeit  $\bar{u}$  für  $Z = 15.5$  aufgetragen. Die Strömung über dem Kraftmaximum (Kante von Elektrode und Magnet) zeigt ein typisches Wandstrahlprofil. Dieses Wandstrahlprofil findet sich ebenfalls am Ort des Kraftminimums, also über der Mitte des Magneten. Der zugehörige Messpunkt  $\textcircled{B}$  liegt bei  $x = 500$  mm, 5 mm gegenüber  $\textcircled{B}$  in Richtung Punkt  $\textcircled{D}$  verschoben. Die Messungen bei  $\textcircled{B}$  lassen den Ort des Geschwindigkeitsmaximums nicht erkennen, dieser liegt offensichtlich näher an

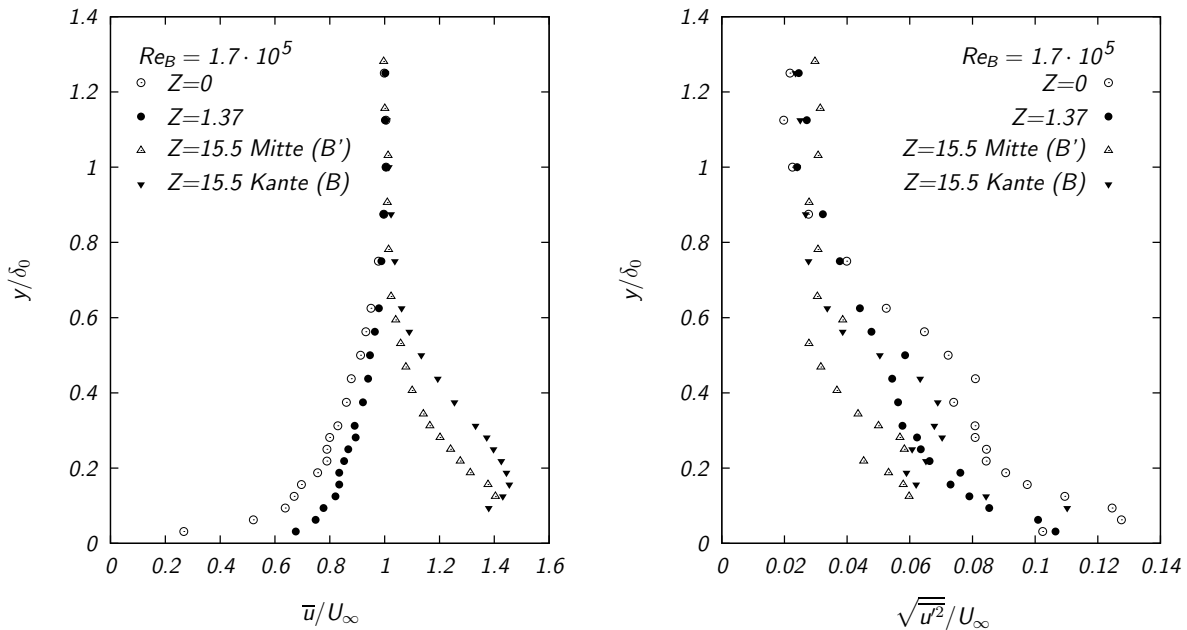


Abb. 2.30: Profile der mittleren Geschwindigkeit und der zeitlichen quadratischen Mittelwerte der Schwankungsgeschwindigkeit am Ende des Elektroden/Magnet-Feldes bei wachsenden  $Z$  bei  $Re_B = 1.7 \cdot 10^5$ .

der Wand als bei ⑤ und konnte deshalb aufgrund der Elektrolyseblasen nicht mehr vermessen werden. Die Geschwindigkeitsprofile am Ort des lokalen Kraftmaximums und -minimums unterscheiden sich auch im wandferneren Bereich deutlich. Die Strömung wird über ⑤ wesentlich stärker beschleunigt, als über ⑥. Die lokalen Kraftdichteunterschiede führen also zu einer in Spannrichtung modulierten Strömung. Dieses Verhalten ist auch für kleinere  $Z$  anzunehmen, da das Verhältnis der maximalen und minimalen Kraftdichte nicht von der Amplitude abhängt. Diese Modulation kann Konsequenzen für das Stabilitätsverhalten der Strömung haben.

Interessant ist ebenfalls das Verhalten der Schwankungsgrößen. Im rechten Teil von Abbildung 2.30 sind die zeitlichen quadratischen Mittelwerte der Schwankungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der modifizierten Hartmannzahl aufgetragen. Bei unbeeinflusster Strömung liegt das Maximum der Turbulenzkomponente in  $x$ -Richtung bei etwa 13% in unmittelbarer Nähe der Wand. Bereits eine moderate Lorentzkraft von  $Z = 1.37$  führt zu einer merklichen Dämpfung der Turbulenzkomponente im wandnahen Bereich. Der Effekt wurde ebenfalls von Henoch und Stace (1995) gefunden. Die Dämpfung ist auch für  $Z = 15.5$  festzustellen. Hier ist der Effekt über dem Kraftminimum ⑥ jedoch deutlicher als über dem Maximum ⑤. Die Gradienten der Lorentzkraft in der Nähe des Maximums sind sehr hoch, siehe Abbildung 2.9, was zu hohen lokalen Geschwindigkeitsgradienten und daraus resultierenden Schwankungen führen wird. Die Dämpfung wird wahrscheinlich durch die von der Lorentzkraft ausgeübte Beschleunigung der Strömung verursacht. Diese Beschleunigung leitet, ähnlich wie die durch einen negativen Druck-

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

gradienten der Außenströmung verursachte, eine Relaminarisierung der Strömung ein (siehe dazu z.B. Sreenivasan, 1982; Morkovin, 1991). Die starke Beschleunigung erhöht die Dissipation in der wandnahen Region und vermindert die Turbulenzproduktion. In den übrigen Bereich der Strömung wird von der Wand her keine Turbulenzenergie mehr eingebracht, dort dissipiert die vorhandene Turbulenz und erlischt schließlich völlig. Im Unterschied zu einem negativen Druckgradienten der Außenströmung beschleunigt die Lorentzkraft die Strömung nur in unmittelbarer Wandnähe. Dadurch entstehen etwas weiter von der Wand entfernt neue Scherschichten. Diese können für das Anwachsen der Turbulenzkomponenten im Bereich  $y/\delta_0 > 0.8$  verantwortlich sein.

Moretti und Kays (Sreenivasan, 1982) fanden bei ihren Untersuchungen einen kritischen Beschleunigungsparameter

$$K \equiv \frac{\nu}{U_\infty^2} \frac{dU_\infty}{dx}, \quad K_{\text{krit}} \approx 3.5 \cdot 10^6, \quad (2.109)$$

bei dem eine Relaminarisierung der Strömung einsetzt. Die durch die Lorentzkraft ausgeübte Beschleunigung kann in gleicher Weise entdimensionalisiert werden, dann ergibt sich ein entsprechender elektromagnetohydrodynamischer Beschleunigungsparameter

$$K_{\text{EMHD}}(y) = \frac{\pi^2 \nu^2}{a^2 U_\infty^2} Z e^{-\frac{\pi}{a} y}. \quad (2.110)$$

$K_{\text{EMHD}}$  ist wegen der Ortsabhängigkeit der Lorentzkraft ebenfalls ortsabhängig. Einen Ausdruck für die in der Grenzschicht wirkende mittlere Beschleunigung kann man durch die Mittelung von  $K_{\text{EMHD}}(y)$  über die Grenzschichtdicke  $\delta$  mit

$$\overline{K}_{\text{EMHD}} = 2.15 \frac{\nu^2}{a^2 U_\infty^2} Z \quad (2.111)$$

angeben. Setzt man das bei den Profilen in Abbildung 2.30 maximale  $Z$  von 15.5 in die Beziehung (2.111) ein, erhält man einen Wert von ca.  $K_{\text{EMHD}} = 3 \cdot 10^6$ , also etwa den für eine Relaminarisierung bei beschleunigter Außenströmung nötigen. Diese Art der Betrachtung ist natürlich überschlägiger Natur und vernachlässigt die oben aufgeführten prinzipiellen Unterschiede der Strömungsbeschleunigung, besonders die Ortsabhängigkeit der Lorentzkraft. Insbesondere liefert Gleichung (2.110) für  $Z = 15.5$  und  $y = 0$  einen um eine Größenordnung höheren Wert für  $K_{\text{EMHD}}$ . Dennoch ist die Beschleunigung die wahrscheinliche Ursache für die Dämpfung der Turbulenzkomponente in  $x$ -Richtung.

Durch die Art der Messung müssen die Betrachtungen hier auf die Turbulenzkomponente in Strömungsrichtung beschränkt bleiben. Das ist aufgrund der generell dreidimensionalen Natur der Turbulenz eine ernste Einschränkung, soll die Wirkungen der Lorentzkraft auf die turbulente Strömung geklärt werden. Von Crawford und Karniadakis (1997) liegen numerische Simulationen einer turbulenten Kanalströmung mit entlang einer Kanalwand stromab gerichteten Lorentzkraft vor. Die von Crawford und Karniadakis (1997) angenommene Lorentzkraftverteilung entspricht jedoch nicht den Verhältnissen an der hier betrachteten Anordnung von Elektroden und Magneten. Insbesondere treten bei der angegebenen Kraftverteilung Bereiche mit der Strömungsrichtung entgegengesetzt



gerichteter Kraft auf. Zudem verschwindet die Kraftdichte unmittelbar an der Wand. Eine Kraftdichteveriation in Spannrichtung ist jedoch auch bei der von Crawford und Karniadakis (1997) angenommenen Kraft vorhanden. Crawford und Karniadakis (1997) untersuchten zwei Wechselwirkungsparameter bei einer mit der Kanalhalbweite gebildeten Reynoldszahl von 5000. Ein Schwerpunkt lag auf der Analyse des Transports der Reynoldsspannungen. In den Simulationen wurden zwei Lorentzkraftstärken untersucht, die etwa  $Z = 5$  und  $Z = 10$  entsprechen. Ein direkter Vergleich ist allerdings aufgrund der unterschiedlichen Kraftverteilungen und Randbedingungen für die Strömung nicht möglich. Crawford und Karniadakis (1997) beobachteten in qualitativer Übereinstimmung mit den hier vorliegenden Daten und den von Henoch und Stace (1995) angegebenen Resultaten eine Verminderung der mittleren Schwankungsgrößen in Strömungsrichtung unter der Wirkung der Lorentzkraft. Hingegen nehmen die Schwankungen quer zur Strömungsrichtung und normal zur Wand an Intensität zu. Eine experimentelle Bestätigung dieses Sachverhaltes steht nach Kenntnis des Autors noch aus. Die Intensivierung der Schwankungskomponenten in  $y$ - und  $z$ -Richtung führt in der Konsequenz zu einer Erhöhung der Reynoldsspannungen  $\overline{u'v'}$  und damit zu einer Verstärkung der Turbulenzproduktion durch die angelegte Lorentzkraft. Die Autoren stellten weiterhin in Übereinstimmung mit Henoch und Stace (1995) eine Erhöhung der Wandschubspannung durch die angelegte Lorentzkraft fest. Dieses Verhalten kann auch aus den hier gezeigten Geschwindigkeitsprofilen geschlossen werden, da sich offensichtlich der Gradient  $\delta\bar{u}/\delta y$  an der Wand erhöht. Eine genaue Bestimmung der Wandschubspannung ist allerdings, wiederum bedingt durch die fehlenden Geschwindigkeitsmessungen in unmittelbarer Wandnähe, unmöglich. Die von Crawford und Karniadakis (1997) angegebenen Resultate für das Verhalten der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{u}$  unterscheiden sich allerdings von den hier gefundenen und den von Henoch und Stace (1995) berichteten experimentellen Resultaten. In den numerischen Untersuchungen wird die gesamte Strömung bei Anwendung der Kraft gegenüber der unbeeinflussten Strömung verzögert, nur in Wandnähe über dem Kraftmaximum tritt ein Wandstrahl auf, dessen Maximum jedoch unter dem der ungestörten Strömung liegt. Dies würde bedeuten, dass die Anwendung einer Lorentzkraft in Strömungsrichtung die Strömung verzögert statt beschleunigt, d.h. dass der durch die Erhöhung der Wandreibung verursachte Impulsverlust den durch die Lorentzkraft eingetragenen Impuls überwiegt. Dieses Verhalten scheint für die in den Versuchen vorliegenden Bedingungen unwahrscheinlich und kann an der von Crawford und Karniadakis (1997) verwendeten Kraftverteilung, die bereichsweise der Strömung entgegen gerichtet ist, liegen. In Betracht zu ziehen ist auch eine Geschwindigkeitsumverteilung, die aus Kontinuitätsgründen bei der verwendeten Randbedingung eines konstanten Durchflusses auftritt. Die in den Abbildungen 2.23 und 2.24 aus Abschnitt 2.5 dargestellten Messungen zeigen, dass bei konstantem Durchfluss und Durchströmung eines relativ engen Kanals eine bereichsweise Verzögerung der Strömung auftreten kann.

Die Abbildungen 2.31 und 2.32 geben Profile der mittleren Geschwindigkeit für Reynoldszahlen  $Re_B = 3.5 \cdot 10^5$  und  $Re_B = 9 \cdot 10^5$  bei den entsprechenden entdimensionalisierten Einlaufängen von  $x^* = 0.07$  und  $x^* = 0.03$  wieder. Der Beschleunigungseffekt der Lorentzkraft und ihr dämpfender Einfluss auf die Schwankungsbewegungen ist für  $Re_B = 3.5 \cdot 10^5$  noch deutlich zu erkennen. Zwar ergibt sich für  $Z = 1.1$  kaum eine

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

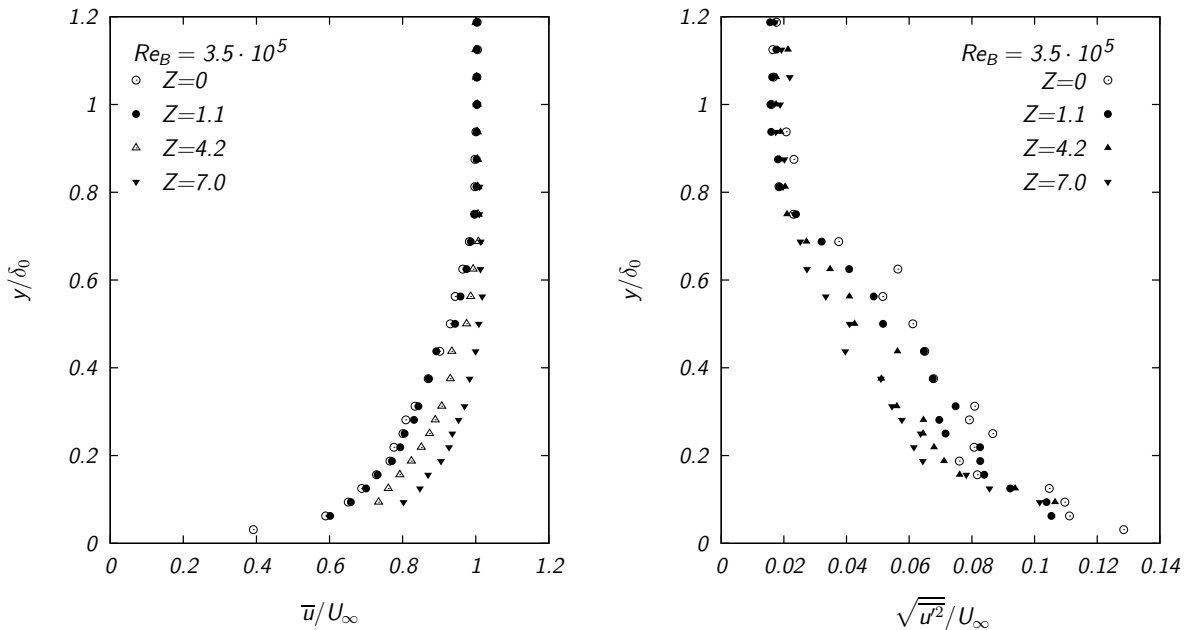


Abb. 2.31: Profile der mittleren Geschwindigkeit und der Turbulenzkomponenten am Ende des Elektroden/Magnet-Feldes bei wachsenden  $Z$  für  $Re_B = 3.5 \cdot 10^5$  und  $x^* = 0.07$ .

Veränderung des Profils der mittleren Geschwindigkeiten und der Verteilung der Turbulenzkomponente, jedoch führen sowohl  $Z = 7.0$  als auch  $Z = 4.2$  zu einer Beschleunigung der Strömung in der Grenzschicht. Bei  $Z = 7.0$  ist ein Geschwindigkeitsmaximum von  $\bar{u}/U_\infty = 1.02$  bei  $y/\delta_0 = 0.56$  festzustellen, mithin die Andeutung eines Wandstrahls. Es liegt an den kleineren Werten der modifizierten Hartmannzahl (2.44) und den sehr kleinen entdimensionalisierten Einlaufängen, dass die Veränderungen der Grenzschicht durch die Lorentzkraft nicht mehr so klar zu Tage treten wie in Abbildung 2.30. Bei der wiederum höheren Reynoldszahl von  $Re_B = 9 \cdot 10^5$  in Abbildung 2.32 liegen die Messwerte für die beeinflusste und die unbeeinflusste Strömung praktisch auf einer Kurve.

Die Entwicklung der Grenzschichtprofile mit wachsender Lauflänge von Position ① zu Position ② zeigt Abbildung 2.33 für  $Re_B = 3.5 \cdot 10^5$ . Die Grenzschichtdicke bei unbeeinflusster Strömung nimmt etwa linear mit der Lauflänge zu, was sich in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen für eine turbulente Grenzschicht nach Gleichung (2.106) d.h.  $\delta \sim x^{4/5}$  befindet. Dieses Verhalten wird durch eine Lorentzkraft mit  $Z = 1.2$  kaum geändert. Bei  $Z=7.5$  hingegen ist deutlich eine Beschleunigung im wandnahen Bereich zu erkennen. Diese Beschleunigung führt zwischen den Positionen ① und ② zu einer Grenzschicht etwa konstanter Dicke. Dieses Verhalten wäre auch für die exponentielle Grenzschicht charakteristisch. Shtern (1970) hat sich theoretisch mit der Möglichkeit der Beeinflussung einer turbulenten Grenzschicht durch eine wandparallele Lorentzkraft in Strömungsrichtung beschäftigt. Er nahm dabei an, dass die Turbulenzstruktur durch die Lorentzkraft nicht verändert wird und verwendete die von Kármánsche Ähnlichkeitshy-

pothese (siehe Schlichting, 1958)

$$\tau_t = \rho \kappa^2 \frac{\left(\frac{d\bar{u}}{dy}\right)^4}{\left(\frac{d^2\bar{u}}{dy^2}\right)^2} \quad (2.112)$$

zur Beschreibung der turbulenten Schubspannungen  $\tau_t$ .  $\kappa$  bezeichnet wie in (2.107) die von Kármánsche Konstante. Weiterhin setzte er voraus, dass im Falle einer nichtwachsenden Grenzschicht die Ableitung der lokalen turbulenten Schubspannungen vom Betrage her gleich der dort herrschenden Lorentzkraftdichte sein muss. Für die in Abbildung 2.33 dargestellte Strömung erhält man mit der Herangehensweise von Shtern (1970) und unter Verwendung der Lorentzkraftdarstellung nach Gleichung (2.8) als Bedingung für eine turbulente Grenzschicht konstanter Dicke  $Z \approx 15$ . Dieser Wert ist doppelt so groß, wie das im Experiment verwendete  $Z = 7.5$ . Unter Beachtung der zugrundeliegenden Vereinfachungen ist die Übereinstimmung jedoch überraschend gut, besonders, da die lokale modifizierte Hartmannzahl  $Z$  bei  $\textcircled{B}$  höher liegt als das im Mittel erreichte  $Z = 7.5$ .

Prinzipiell scheint es plausibel, dass mit der Lorentzkraft auch der Energieverlust einer turbulenten Grenzschicht ausgeglichen werden kann, sofern sich die Turbulenz durch die Kraftwirkung nicht dahingehend verändert, dass sie immer mehr Energie dissipiert. Die zur Limitierung des Dickenwachstums einer turbulenten Grenzschicht nötige Kraft wird aufgrund der erhöhten Reibungskräfte erheblich größer sein, als die für eine laminare Grenzschicht erforderliche. Daraus folgt, dass die erreichbare energetische Effizienz weit unter der für die laminare Grenzschicht zu erwartenden liegt. Nach den Betrachtungen in

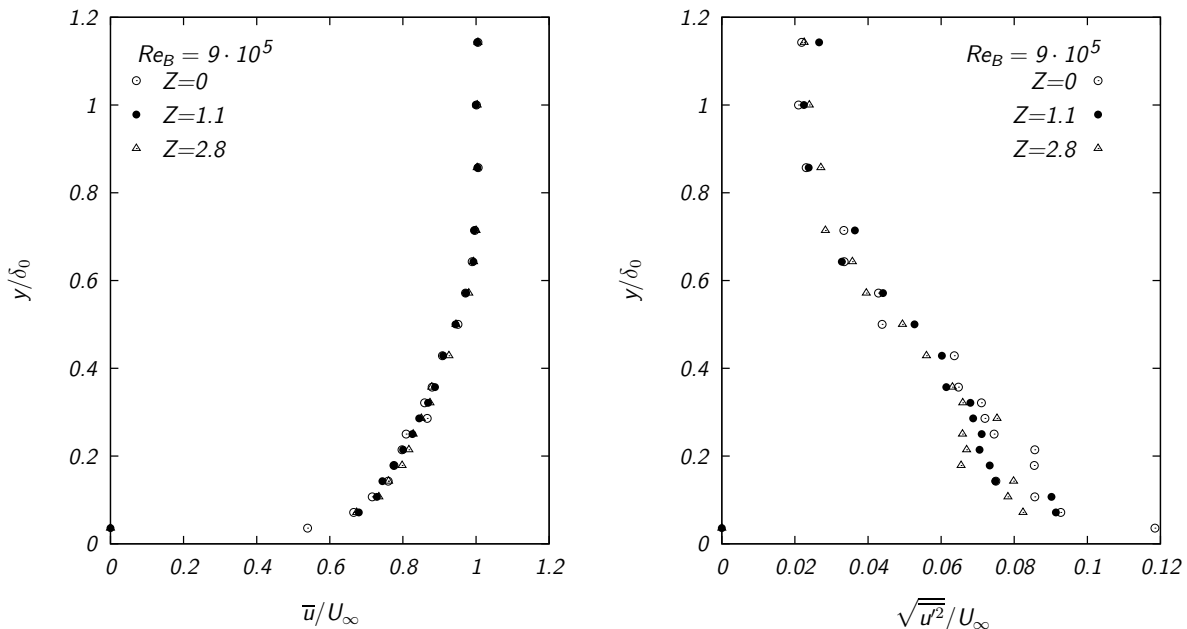


Abb. 2.32: Profile der mittleren Geschwindigkeit und der Turbulenzkomponenten am Ende des Elektroden/Magnet-Feldes bei wachsenden  $Z$  für  $Re_B = 9 \cdot 10^5$  und  $x^* = 0.02$ .

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

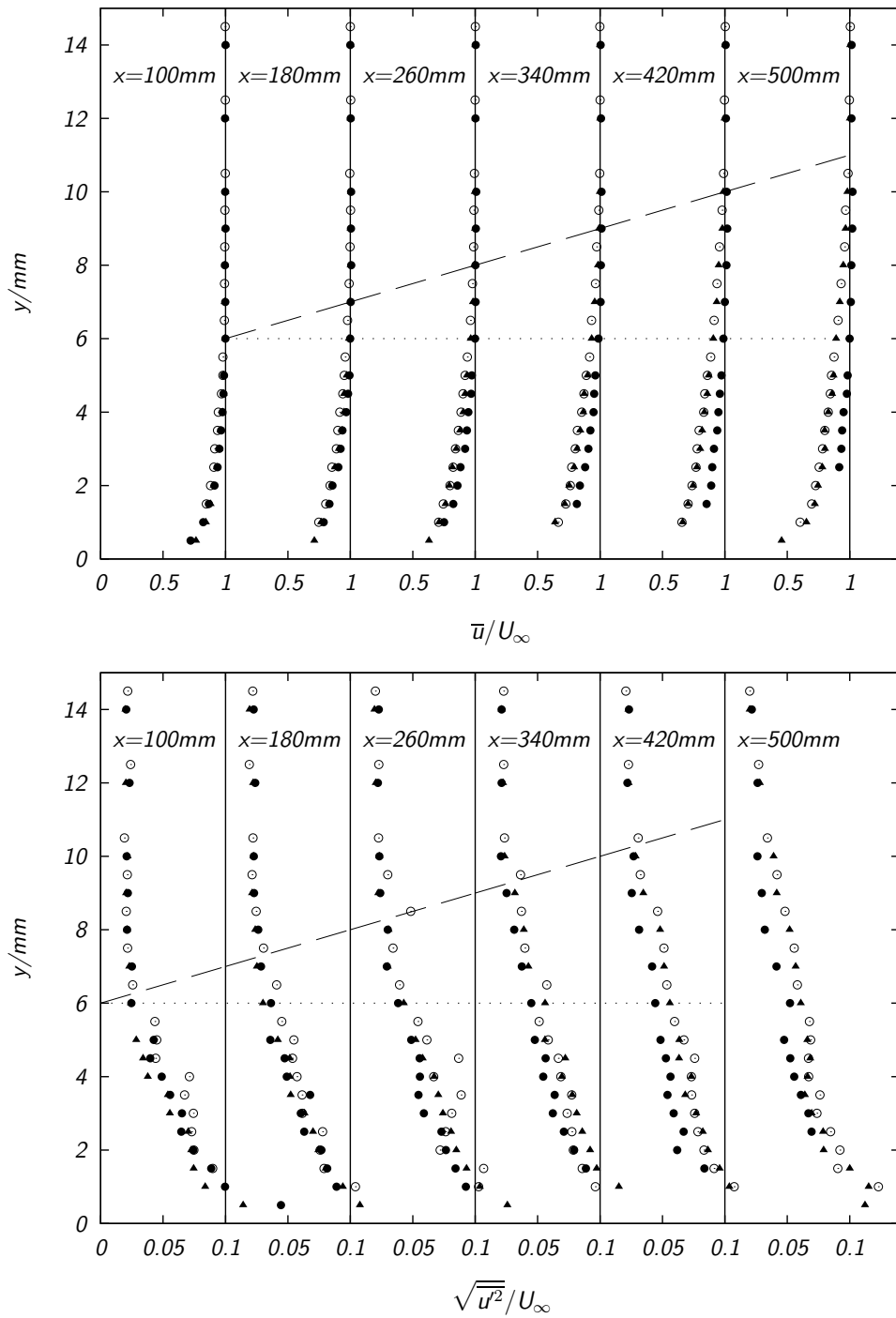


Abb. 2.33: Entwicklung der mittleren Geschwindigkeit und der Turbulenzkomponente beim Überströmen des Elektroden/Magnet-Feldes für  $\text{Re}_B = 3.7 \cdot 10^5$ ,  $Z = 0$  ( $\circ$ ),  $Z = 1.2$  ( $\blacktriangle$ ),  $Z = 7.5$  ( $\bullet$ ); die Grenzschichtdicke ist durch eine gestrichelte ( $Z = 0$ ) bzw. gepunktete ( $Z = 7.5$ ) Linie dargestellt.

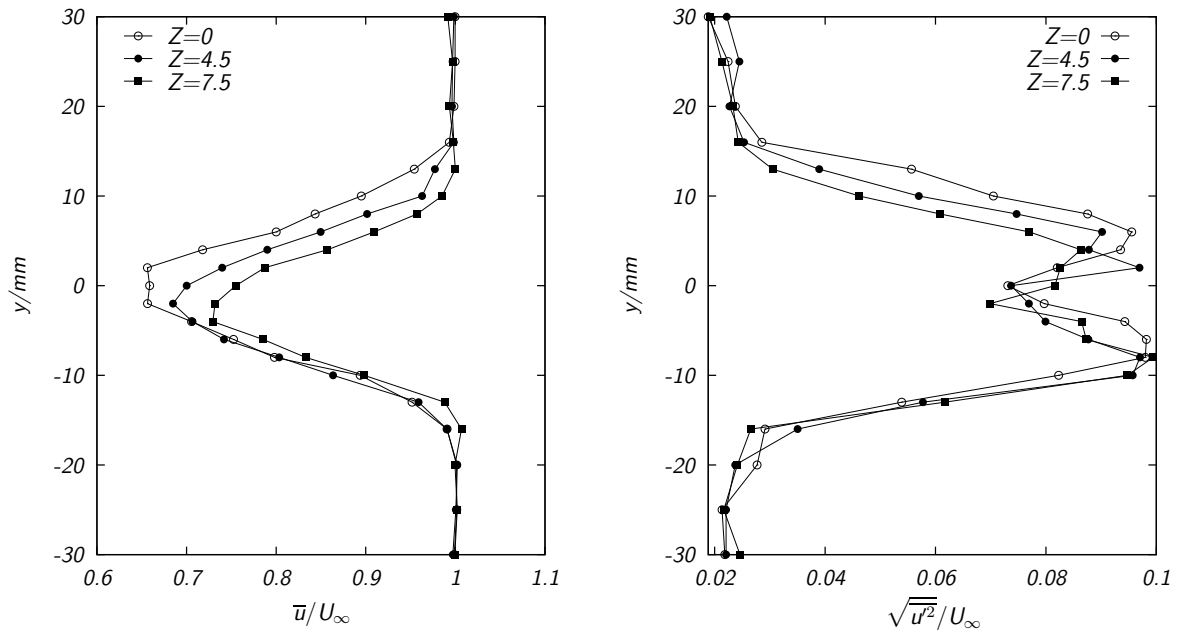


Abb. 2.34: Geschwindigkeitsprofile im Nachlauf der Platte bei  $Re = 4.4 \cdot 10^5$  für verschiedene  $Z$ .

Abschnitt 2.4.2.3 ist damit ein Einsatz der Lorentzkraft, um eine turbulente Grenzschicht konstanter Dicke zu erzielen, aus energetischen Gründen unwahrscheinlich.

Die Annahme, dass die Lorentzkraft keinen Einfluss auf die Struktur der Turbulenz, d.h. die Schwankungsgeschwindigkeiten und daraus ableitbare Größen, hat, wird sowohl von den hier vorliegenden Messungen, als auch von den von Hensch und Stace (1995) durchgeführten nicht bestätigt. Weiterhin ist nach Launder und Spalding (1972) die Gültigkeit der von Kármánschen Ähnlichkeitshypothesen auf wandnahe Strömungen beschränkt, was im betrachteten Fall natürlich zutrifft. Treten jedoch Wendepunkte im Geschwindigkeitsprofil auf, versagt die von Kármánsche Ähnlichkeitshypothese wegen der dort verschwindenden  $d^2\bar{u}/dy^2$ . Für den von Shtern (1970) nicht betrachteten Fall, dass die durch die Lorentzkraft zugeführte Energie die in der Strömung dissipierte übersteigt, ist diese Art der Modellierung deshalb offensichtlich ungeeignet.

### LDA-Messungen im Nachlauf

In Ergänzung der direkten Kraftmessungen im Umwelttank wurden bei  $Re_B = 4.4 \cdot 10^5$  Geschwindigkeitsprofile im Nachlauf der Platte, 80 mm hinter der Plattenhinterkante (d.h. 80 mm hinter Position © in Abbildung 2.26) gemessen. Die Profile der mittleren Geschwindigkeiten wurden numerisch integriert, um den Gesamtwiderstandsbeiwert der Platte aus der Impulsbilanz ähnlich Gleichung (2.66) zu ermitteln. Der Gesamtwiderstand

$$C_D = \frac{W}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 A} \quad (2.113)$$

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

setzt sich aus einem durch die Wandreibung verursachten Anteil, dem Reibungswiderstand, und dem Formwiderstand, welcher aus der endlichen Ausdehnung der Platte in  $y$ -Richtung resultiert, zusammen. Die gefundenen Widerstandsbeiwerte sind zusammen mit den Ergebnissen der Kraftmessung in Diagramm 2.36 aufgenommen. In obiger Formel steht  $W$  für den Gesamtwiderstand der Platte und  $A$  für die Fläche einer Plattenseite. Der Widerstandsbeiwert für  $Z=0$  stimmt relativ gut mit dem für den Reibungswiderstand einer Platte der Länge  $l$  nach

$$c_f = 0.074 \left( \frac{U_\infty l}{\nu} \right)^{-1/5} - \frac{A}{U_\infty l / \nu} \quad (2.114)$$

(Schlichting, 1958) erwarteten überein. Der mit Formel (2.114) ermittelte Reibungswiderstand bezieht sich auf eine Seite und ist daher zum Vergleich mit den Messwerten mit 2 zu multiplizieren. Der in Gleichung (2.114) auf der rechten Seite subtrahierte Term berücksichtigt eine laminare Anlaufstrecke. Da die Strömung schon nahe der Vorderkante turbulent war, wurde zur Berechnung  $A = 0$  angenommen. Beim Vergleich der aus der Integration des Nachlaufs ermittelten Werte mit den direkten Kraftmessungen ist zu berücksichtigen, dass im Umwelttank zusätzlich zu den Reibungsverlusten an der Platte auch die an den Endscheiben gemessen wurden. Dazu kommt ein wahrscheinlich geringer Wellenwiderstand, der von den Wellen verursacht wird, die die Platte an der freien Oberfläche des Umwelttanks anregt.

Bei den Messungen im Nachlauf bezieht sich der Nullpunkt für  $y$  auf die Hinterkante der Platte, d.h. ist gegenüber dem in den Grenzschichtmessungen verwendeten um  $-9$  mm verschoben. Mit wachsendem  $Z$  ist in Abbildung 2.34 eine Verringerung der Tiefe der Nachlaufdüse zu beobachten, Resultat des der Strömung zugeführten Impulses. Gleichfalls fällt eine zunehmende Asymmetrie auf, die durch die Auftriebswirkung der Elektrolyseblasen hervorgerufen wird. Die blasen- und impulshaltige Grenzschicht an der Plattenunterseite bewegt sich aufwärts und vermindert die Nachlaufdüse bei positiven  $y$ . Die Schwankungswerte zeigen das von einem Nachlauf erwartete Bild, Maxima an den Orten hoher Gradienten im Profil der mittleren Geschwindigkeiten und ein lokales Minimum in der Mitte. Auch hier ist der Auftriebseinfluss durch eine mit  $Z$  zunehmende Asymmetrie der Profile zu erkennen.

### 2.6.2 Kraftmessungen

Die Kraftmessungen fanden im Umwelttank der HSVA statt. Diese Einrichtung wurde für die Versuche ausgewählt, weil sie für den Einsatz von Salzwasser konzipiert ist. Ihr normaler Einsatzzweck ist die Untersuchung von verschiedenen marinetchnischen Vorgängen in vereister See. Der Umwelttank ist ein offener Kanal von 30 m Länge, 6 m Breite und 1.2 m Tiefe. Das Becken ist durch eine mittig eingezogene Wand in zwei je 3 m breite Bahnen geteilt. Die Bahnen sind an den Kanalenden verbunden. Hier sorgen halbkreisförmige Einbauten für eine sanfte Umlenkung der Strömung. In einer Bahn erzeugen 4 nebeneinander angebrachte Schiffsschrauben die Strömung. Die Schrauben werden von frequenzgeregelten Drehstrommotoren angetrieben. Diese Anordnung ermöglicht

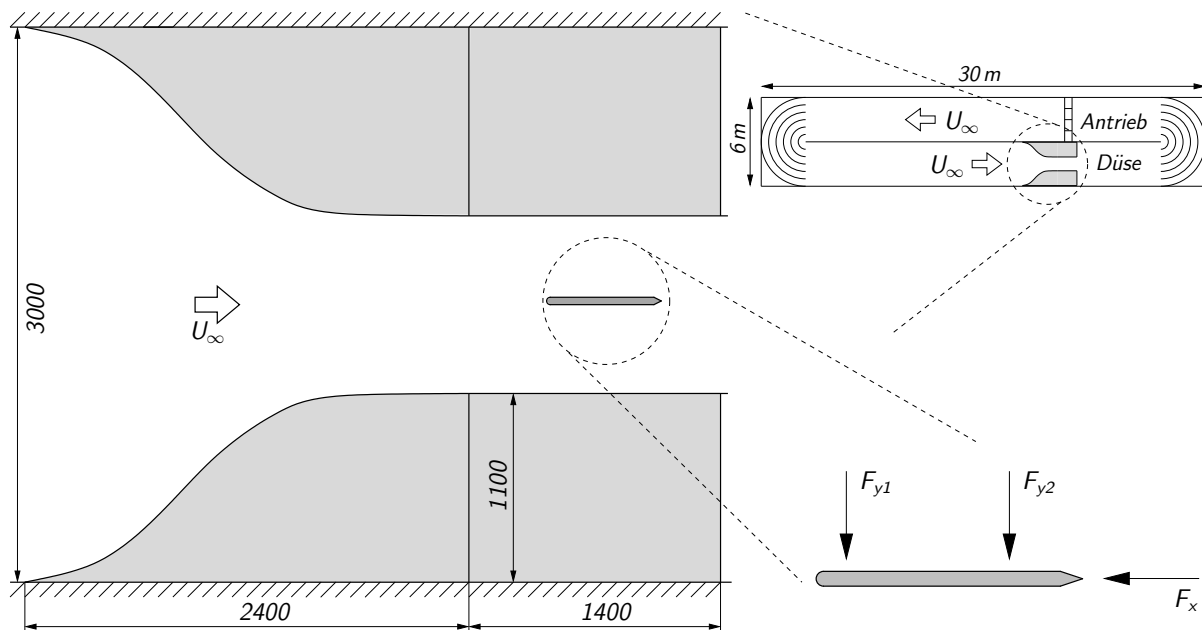


Abb. 2.35: Skizze des Messaufbaus zur Kraftmessung. Rechts oben: Umweltkanal der HSVA, links: Abmessungen von Düse und Messtrecke in mm, rechts unten: an der Platte gemessene Kraftkomponenten.

eine maximale Strömungsgeschwindigkeit von  $0.85 \text{ m s}^{-1}$  im Kanal. Die Strömung ist wegen der Natur des Antriebs und der fehlenden Einbauten zur Strömungsberuhigung mit relativ großskaligen Turbulenzen durchsetzt, zumindest vermittelt die Wasseroberfläche diesen Eindruck. Die Messungen fanden in der Bahn statt, die dem Strömungsantrieb gegenüberliegt.

Um den Turbulenzgrad der Strömung zu verringern wurde in der für die Messungen vorgesehenen Bahn eine Düse eingebaut. Ihre Kontur ist in Abbildung 2.35 dargestellt. Sie war so in den Kanal eingebaut, dass sie sich in maximaler Entfernung (ca. 45 m) vom Strömungsantrieb befand. Für die Kraftmessungen wurde die Platte an einer Sechskomponentenwaage befestigt, so dass die Platte senkrecht zur Wasseroberfläche stand. Über der oberen Endplatte befand sich bei allen Versuchen eine im Mittel ca. 2 cm hohe Wasserschicht. Die durch die Wasseroberfläche geführte Verbindung von Platte und Waage bestand aus zwei Rechteckprofilen und dem profilierten Plattenvorderteil und -ende. Die eigentliche Platte war völlig eingetaucht. Die Strömungsgeschwindigkeit in der Düse wurde mit einem Flügelradanemometer gemessen.

In Abbildung 2.35 ist auch eine Skizze der ausgewerteten Kraftkomponenten enthalten. Die Querkräfte  $F_{y1}$  und  $F_{y2}$  wurden für die Bildung des Auftriebsbeiwertes zu  $F_y$  summiert. Die untersuchten Konfigurationen sind:

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

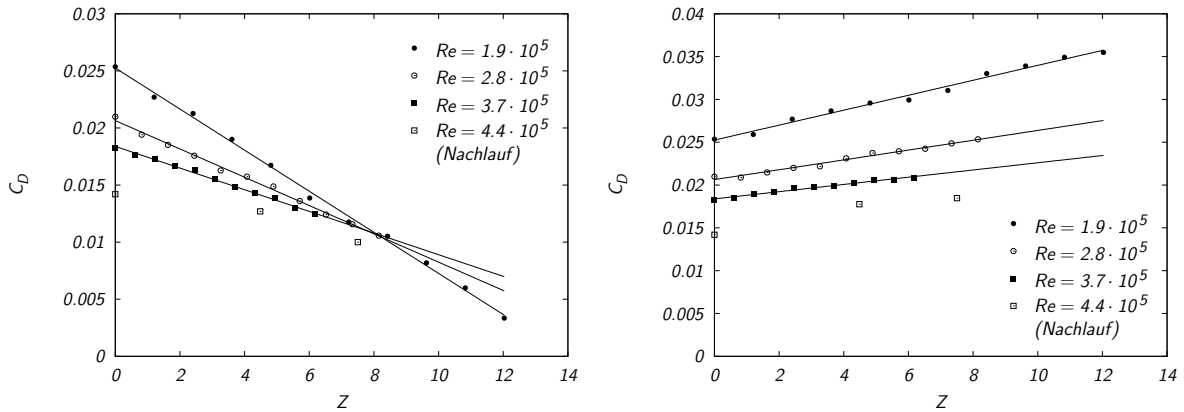
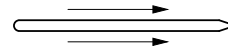
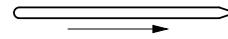


Abb. 2.36: Widerstandsbeiwerte für zunehmende  $Re$  über  $Z$  aufgetragen. Linkes Diagramm ohne und rechtes mit Abzug des durch die Lorentzkraft zugeführten Impulses. An beiden Plattenseiten wirkt eine Lorentzkraft in Strömungsrichtung.

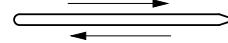
1. Lorentzkraft beidseitig in Strömungsrichtung



2. Lorentzkraft einseitig in Strömungsrichtung



3. Lorentzkraft gegensinnig



Von der ersten Anordnung ist eine Verminderung der in Strömungsrichtung wirkenden Kraft zu erwarten. Das linke Diagramm von Abbildung 2.36 zeigt diesen Effekt für wachsendes  $Z$ , der Widerstandsbeiwert ist nach Gleichung (2.113) für verschiedene Reynoldszahlen aufgetragen, der Widerstand  $W$  entspricht hier  $F_x$ . Die Messwerte lassen sich sehr gut durch Geraden annähern. Deshalb ist zu vermuten, dass keine qualitative Änderung der Strömung auftritt. Wegen des hohen Turbulenzgrades der Außenströmung im Umwelttank ist eine turbulente Plattengrenzschicht für den gesamten Reynoldszahlbereich anzunehmen. Zudem wird beim Auftragen der gemessenen Kräfte über dem fließenden Strom deutlich, dass die Reduzierung des Strömungswiderstands nur von der Stromstärke und nicht von der Reynoldszahl abhängt, d.h. die erzielte Widerstandsverminderung ist allein eine Folge des von der Lorentzkraft eingetragenen Impulses.

Die integrale Lorentzkraft pro Fläche des Magneten/Elektroden-Bereichs kann durch Gleichung (2.50) ermittelt werden. Gleichung (2.50) gilt wie Gleichung (2.46) streng nur für in Magnetisierungsrichtung unendlich ausgedehnte Magnete. Für die untersuchte Platte verringert sich die integrale Kraft durch die Korrektur (2.52) für die der Magnetform um etwa 10%. Berücksichtigt man diesen zugeführten Impuls in der Kraftbilanz, stellen sich die Messwerte wie im rechten Diagramm von Abbildung 2.36 dar. Nunmehr wird deutlich, dass der eingetragene Impuls nicht vollständig in Schub umgesetzt wird, sondern infolge der Erhöhung der Wandschubspannung, wie sie aus den LDA-Messungen zu folgern ist, auch zu einem erhöhten Reibungswiderstand der Platte führt.

Lässt man die Lorentzkraft nur einseitig wirken, so erhält man für den Widerstandsbeiwert ähnliche Ergebnisse wie für die beidseitig angelegte Kraft. Die Reduzierung des



## 2.6 Experimente zur turbulenten Grenzschicht

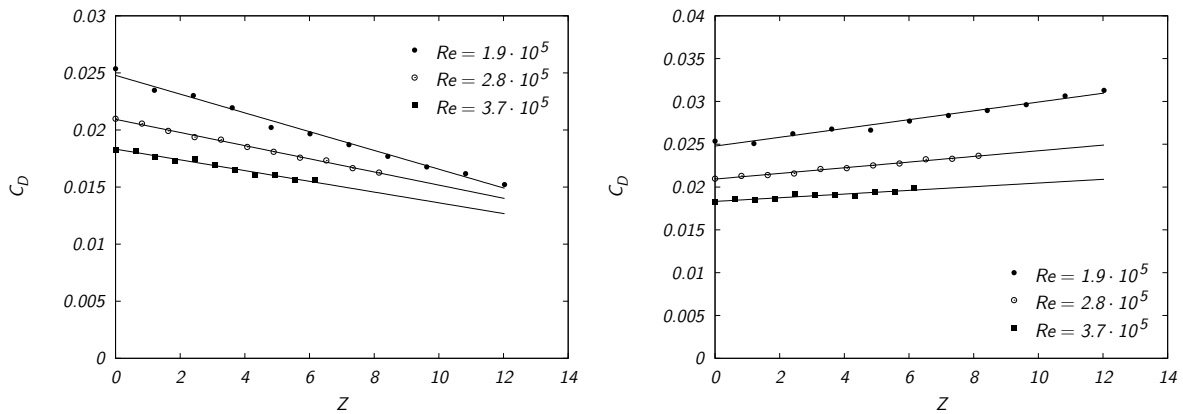


Abb. 2.37: Widerstandsbeiwerte für zunehmende  $Re$  über  $Z$  aufgetragen. Linkes Diagramm ohne und rechtes mit Abzug des durch die Lorentzkraft zugeführten Impulses. Eine Plattenseite mit Lorentzkraft in Strömungsrichtung.

Widerstandsbeiwertes ist für gleiches  $Z$  etwa halb so groß wie für die beidseitig beaufschlagte Platte, da hier nur die Hälfte des Gesamtimpulses eingetragen wird (siehe Abbildung 2.37).

Die nur einseitig wirkende Lorentzkraft ruft zusätzlich zur Widerstandsverminderung eine Querkraft auf die Platte hervor, die aus den unterschiedlichen Strömungsverhältnissen an beiden Plattenseiten herrührt. Die Messergebnisse für die Querkraft streuen aus hauptsächlich zwei Gründen sehr stark. Zum einen verursachen die in der Anströmung vorhandenen großen Wirbel ständig schwankende Querkräfte. Andererseits sind die Beträge der Querkraft so klein, dass die Waage am unteren Ende des Messbereiches arbeitet. Auf eine Wiedergabe dieser Ergebnisse wird deshalb verzichtet, zumal entsprechende Resultate bei der Diskussion der Ablösungsunterdrückung angeführt werden.

## 2 Kontrolle der Plattengrenzschicht

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

Bereits bei der Vorstellung der Grenzschichttheorie erklärte Prandtl (1904) die Ursache der Strömungsablösung. Strömungsablösung kann auftreten, wenn die Strömung entlang einer festen Wand einem positiven Druckgradienten in Strömungsrichtung ausgesetzt wird. Die Grenzschichtgleichung (2.20) für eine isotherme, inkompressible, stationäre und zweidimensionale Grenzschicht ohne Volumenkräfte und mit  $u = v = 0$  für  $y = 0$  lautet an der Wand:

$$\eta \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \Big|_{y=0} = \frac{dp}{dx}. \quad (3.1)$$

Unter dieser Bedingung wird die Krümmung des Grenzschichtprofils an der Wand nur durch den von der Außenströmung aufgeprägten Druckgradienten bestimmt. Abbildung 3.1 illustriert die daraus ableitbaren Folgerungen. Ein positiver Druckgradient der Außenströmung bedingt nach (3.1) eine positive Krümmung des Grenzschichtprofils an der Wand. Am Grenzschichttrand ist die Krümmung des Profils wegen des asymptotischen Überganges auf die Außengeschwindigkeit jedoch immer negativ. Deshalb muss das Grenzschichtprofil in diesem Falle einen Wendepunkt (WP in Abbildung 3.1) besitzen. Die Reibung in der Grenzschicht bremst die wandnahen Fluidbereiche ab. Der Grenzschicht geht dadurch Impuls verloren, den sie benötigt, um in das Gebiet steigenden Drucks zu strömen. Schließlich ist die Grenzschichtströmung nicht mehr in der Lage, sich weiter gegen den Druckgradienten zu bewegen. Sie löst von der Wand ab (Punkt A in Abbildung 3.1). Als hinreichende Bedingung für die Strömungsablösung gilt im stationären, zweidimensionalen Fall das Verschwinden der Wandschubspannung ( $\tau_w = 0$ ). Nach Gleichung (2.28) ist das gleichbedeutend mit

$$\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0. \quad (3.2)$$

Im Gebiet stromab der Ablösestelle setzt eine Rückströmung ein. Tritt Ablösung ein, werden die Voraussetzungen der Grenzschichttheorie (siehe Abschnitt 2.2) verletzt. Die Strömung nach der Ablösung kann demzufolge nicht mehr mit den Grenzschichtgleichungen beschrieben werden.

Die bereits in Kapitel 2 bei der Diskussion der Transitionsverzögerung herangezogene Gleichung (2.29) eignet sich auch, um einige Möglichkeiten zur Verhinderung von Strömungsablösungen abzuleiten. Wie oben geschildert, ist eine notwendige Bedingung für die Strömungsablösung eine positive Krümmung des Geschwindigkeitsprofils an der Wand. Zur Verhinderung der Ablösung ist es somit ausreichend,  $\partial^2 u / \partial y^2$  immer kleiner Null

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

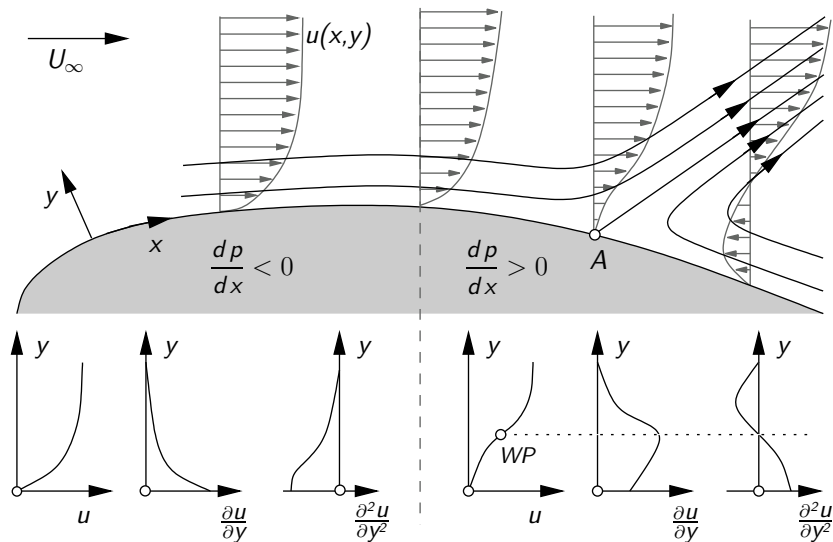


Abb. 3.1: Strömungsablösung (A) in einem Gebiet mit Druckanstieg in Strömungsrichtung. Die wandnormale Koordinate  $y$  ist in der oberen Skizze stark überhöht.

zu halten. Das kann wie bei der Transitionsverzögerung z.B. durch Absaugung ( $v_w < 0$ ) oder Kühlung/Heizung der Wand in Gasen/Flüssigkeiten geschehen. Eine Volumenkraft  $F$  in Strömungsrichtung erfüllt den selben Zweck. Effektiv wird durch diese Methoden der wandnahen Strömung Impuls zugeführt und damit der durch die Wandreibung verursachte Verlust ausgeglichen.

Für die Ablösung im Falle instationärer zweidimensionaler Strömungen und zweidimensionaler Strömungen über mitbewegten Wänden ist das alleinige Verschwinden der Wandschubspannung kein eindeutiges Ablöse Kriterium. Hier gilt das MRS-Kriterium nach Moore (1957), Rott und Sears, welches besagt, dass Ablösung an der Stelle der Grenzschicht auftritt, an der gleichzeitig die Geschwindigkeit und ihre erste Ableitung verschwindet. Dieser Punkt muss nicht auf der Wand liegen.

Im Folgenden sollen an drei Beispielen (Absaugung, bewegte Wand, Ausblasen) traditionelle Methoden der Ablösungskontrolle kurz vorgestellt werden. Für eine vollständige Übersicht über die Vielzahl möglicher Techniken sei auf Gad-el-Hak und Bushnell (1991) und Chang (1976) verwiesen.

## 3.1 Traditionelle Methoden

### 3.1.1 Absaugung

Der Einsatz der Absaugung zur Verhinderung der Grenzschichtablösung wurde erstmals von Prandtl (1904) demonstriert. Er saugte an der Rückseite eines umströmten Kreiszylinders durch einen Schlitz etwas Flüssigkeit ab. Die Strömung an der Seite mit dem Absaugeschlitz folgt der Körperkontur wesentlich länger, als an der gegenüberliegenden Seite ohne Absaugung. Die Ablösung wird verzögert, weil das durch die Zähigkeitswir-

kung abgebremste Fluid in der Grenzschicht durch impulsreiches der Außenströmung ersetzt wird, das dem positiven Druckgradienten länger widerstehen kann.

Dieses Prinzip lässt sich auch an der Saugseite von Tragflügeln benutzen, um deren Auftriebseigenschaften zu verbessern. Untersuchungen über die Anwendung der Grenzschichtabsaugung zur Verbesserung von Tragflügeigenschaften fanden seit den 1920er Jahren statt und wurden während des zweiten Weltkrieges intensiviert. Das Verfahren ist an etlichen Versuchsflugzeugen praktisch erprobt.

Die linke Seite von Abbildung 3.2 zeigt die Visualisierung einer Strömung um ein Griffith-Profil ohne und mit Absaugung durch einen Schlitz an der Unstetigkeit in der Profilform nach Lachmann (1956). Die Form des Griffith-Profiles ist dazu ausgelegt, über eine möglichst lange Strecke der Strömung einen negativen Druckgradienten zu bieten und dem notwendigerweise auftretenden positiven Druckgradienten durch Absaugung an einer Stelle zu begegnen (siehe Thwaites, 1960). Dadurch können sehr dicke Profile mit einem entsprechend hohen Auftriebsbeiwert verwendet werden. Nachteilig daran sind die sehr schlechten Eigenschaften der Tragfläche bei Versagen der Absaugung.

Im rechten Teil von Abbildung 3.2 sind Versuchsergebnisse von Gregory und Walker nach Thwaites (1960) dargestellt. Die Autoren untersuchten ein NACA 63A009 Profil bei  $Re = 10^6$ . Bei diesem schlanken Profil reißt die Strömung bei hohen Anstellwinkeln kurz hinter der Profilhase ab. Die Absaugung erfolgt durch eine poröse Oberfläche, die von der Profilverkante bis lediglich 0.0275 der Profiltiefe ausgedehnt ist.

Der für die Absaugwirkung charakteristische Beiwert  $C_q$  ist der mit der Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  und der Profilfläche  $c \cdot s$ , d.h. Profiltiefe  $c$  multipliziert mit Spannweite  $s$ , entdimensionalisierte Absaugvolumenstrom  $\dot{V}_S$

$$C_q = \frac{\dot{V}_S}{U_\infty c s}. \quad (3.3)$$

Mit dem untersuchten maximalen Absaugkoeffizienten von  $C_q = 0.0034$  lässt sich der Strömungsabriss von einem ursprünglichen Anstellwinkel  $\alpha \approx 11^\circ$  auf etwa  $20^\circ$  verschieben. Damit einher geht eine Erhöhung des Auftriebsbeiwertes um etwa 68%. Der Auftriebsbeiwert ist das Verhältnis der auf die Tragfläche wirkenden Auftriebs- bzw. Querkraft  $F_L$  und dem Produkt aus dynamischem Druck der Anströmung und der Profilfläche:

$$C_L = \frac{F_L}{U_\infty^2 \frac{\rho}{2} c s}. \quad (3.4)$$

In obige Gleichung bezeichnet  $\rho$  die Dichte des Fluids.

Die Anwendung der Absaugung in der Flugtechnik hat sich bislang praktisch kaum durchgesetzt, da die Fertigung geeigneter poröser Werkstoffe nicht unproblematisch ist. Schwierigkeiten im praktischen Einsatz entstehen dadurch, dass die sehr kleinen Öffnungen relativ rasch durch Schmutzpartikel bzw. Insekten zugesetzt werden und die Fläche damit ihre Funktionalität verliert. Natürlich ist auch ein konstruktiver und energetischer Aufwand für die Bereitstellung der Saugleistung zu erbringen. Hinderlich wirkt sich zudem die Tatsache aus, dass der Außendruck die maximal für die Absaugung verfügbare Druckdifferenz determiniert.

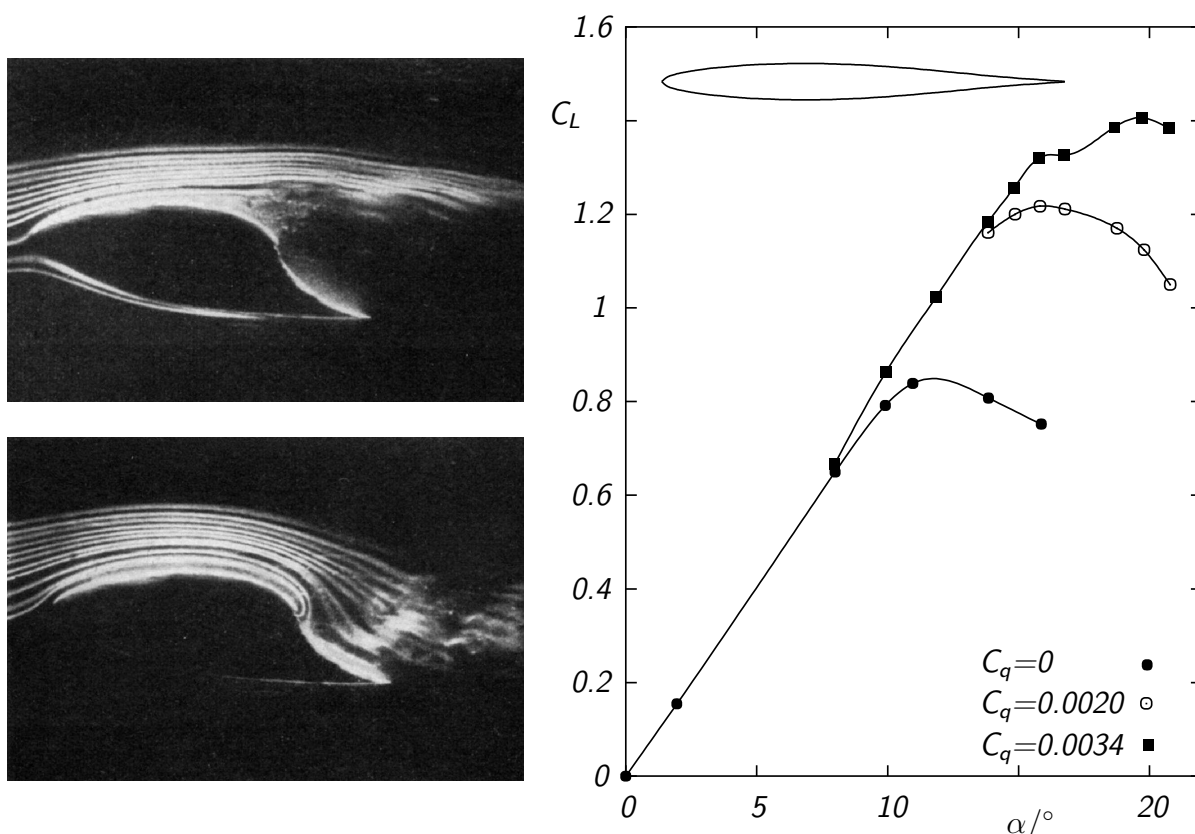


Abb. 3.2: Griffith-Profil ohne (links-oben) und mit Absaugung durch einen Schlitz an der Unstetigkeit (links-unten) nach Lachmann (1956), sowie  $C_L$  über  $\alpha$  für ein NACA 63A009 mit Absaugung an der Profilnase nach Thwaites (1960) (rechts).

### 3.1.2 Rotierende Zylinder

Prandtl (1925) demonstrierte bereits 1907<sup>1</sup> an zwei gegenläufig rotierenden Zylindern, dass auch ein Mitbewegen der Wand zur Unterdrückung von Strömungsablösungen führen kann. Die von Prandtl verwandte Anordnung wurde seinerzeit als „Schiff ohne Widerstand“ bezeichnet (siehe Betz, 1961)<sup>2</sup>.

Erste Untersuchungen zum Einsatz bewegter Wände für die Beeinflussung der Grenzschichtablösung an Tragflächen fanden bereits in den 20er Jahren (siehe Prandtl und Tietjens, 1957) statt. Der prinzipielle Effekt, der die Flugbahn rotierender Körper beeinflusst, war schon Newton gegenwärtig und wurde Ende des 19. Jahrhunderts von Magnus und Rayleigh systematisch experimentell und theoretisch untersucht (siehe Thwaites, 1960). Die Bewegung der Wand vermindert zum einen die Relativbewegung zwischen

<sup>1</sup>Das genaue Datum scheint unsicher, Prandtl und Tietjens (1957) berichten 1906, Betz (1961) hingegen 1910.

<sup>2</sup>Die Publikation von Patnaik und Wei (2002) zeigt das ungebrochene Interesse, das dieser eleganten Möglichkeit zur Nachlaufkontrolle auch heute noch zuteil wird.

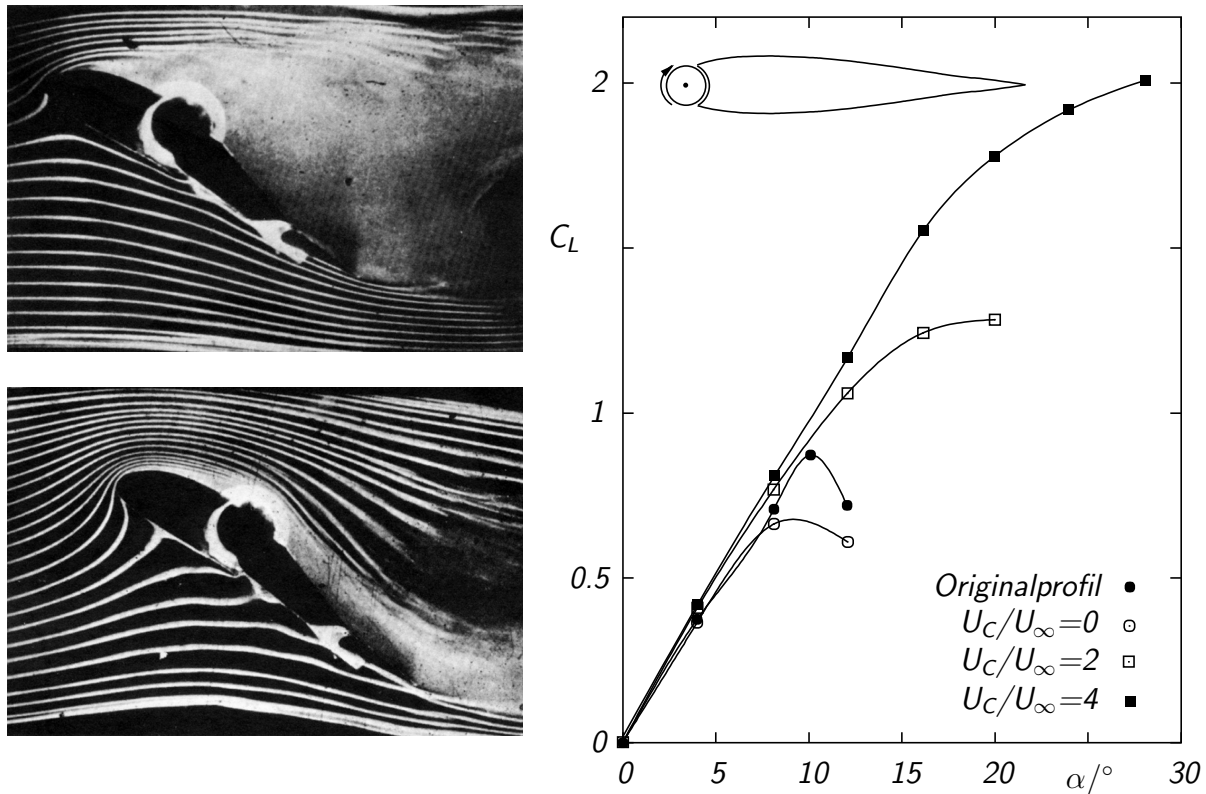


Abb. 3.3: Profil mit Zylinder auf der Saugseite,  $U_c = 0$  (links-oben) und mit rotierendem Zylinder (links-unten) nach Alvarez-Calderón (1964), sowie  $C_L$  über  $\alpha$  für ein Joukowski-Profil mit rotierendem Zylinder an der Vorderkante bei  $Re = 4.6 \cdot 10^4$  nach Modi (1997) (rechts).

Fluid und Wand und reduziert so den Reibungswiderstand, zum anderen kann sie aber auch die Strömung antreiben und so Zirkulation<sup>3</sup>erzeugen.

Die linke Seite von Abbildung 3.3 zeigt ein von Alvarez-Calderón (1964) mit einem rotierenden Zylinder auf der Saugseite ausgerüstetes NACA 23018 Profil. Im oberen Teil der Abbildung ist der Zylinder in Ruhe, während er im unteren Teil in Strömungsrichtung rotiert. Die Rauchlinien zeigen sehr deutlich ein Anlegen der saugseitigen Strömung bei rotierendem Zylinder, das mit einer merklichen Verschiebung des vorderen Staupunktes auf der Druckseite einhergeht. Aus dem Strömungsbild lässt sich bereits auf eine wesentliche Auftriebserhöhung der Tragfläche bei rotierendem Zylinder schließen.

Im rechten Teil von Abbildung 3.3 ist die Kennlinie eines Joukowski-Profiles mit einem rotierenden Zylinder an Stelle der Profilvorderkante nach Modi (1997) dargestellt. Der Einfluss der Zylinderrotation auf die Strömung wird durch das Verhältnis von Umfangsgeschwindigkeit des Zylinders  $U_C$  zu Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  charakterisiert. Am Vergleich der  $C_L$ - $\alpha$ -Kurven, d.h. der Auftriebspolaren, für das Originalprofil und das

<sup>3</sup>Mit Zirkulation  $\Gamma$  wird das Linienintegral des Geschwindigkeitsvektors  $\mathbf{u}$  entlang einer geschlossenen Kurve  $S$ ,  $\Gamma = \oint_S \mathbf{u} \cdot d\mathbf{r}$ , bezeichnet (siehe z.B. Prandtl, 1956).  $\mathbf{r}$  ist dabei ein Ortsvektor.

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkräften

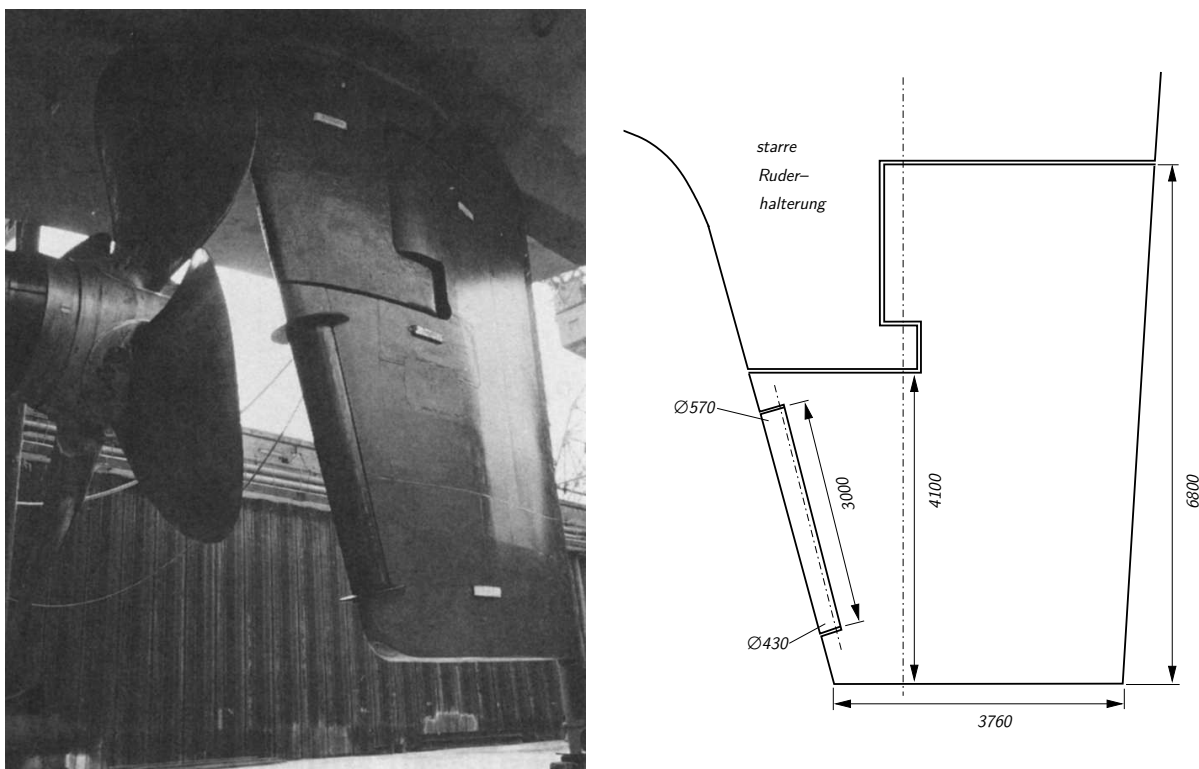


Abb. 3.4: Mit einem rotierenden Zylinder ausgerüstetes Ruder der MS „Reichenfels“ aus Brix (1993).

Profil mit ruhendem Zylinder  $U_C/U_\infty = 0$  ist zu erkennen, dass der Einbau des Zylinders anstelle der ursprünglichen Profilnase eine merkliche Verschlechterung der Profileigenschaften mit sich bringt. Die Strömung am Ursprungsprofil löst bei ca.  $10^\circ$  ab, davor wird ein maximaler Auftriebskoeffizient von 0.88 erzielt. Am Profil mit dem Zylinder tritt der Strömungsabriss bei etwa  $8^\circ$  auf, der maximale Auftriebskoeffizient beträgt noch 0.66.

Rotiert der Zylinder, so erhöht sich zunächst vor allem der Anstellwinkel, bei dem die Strömung abreißt, und damit der Maximalauftrieb. Bei kleinen Anstellwinkeln ist auch der Effekt der durch die asymmetrische Beschleunigung eingetragenen Zirkulation durch eine Verschiebung der Kennlinie in Richtung größerer Auftriebsbeiwerte zu erkennen. Der größte gemessene Auftriebsbeiwert ist etwa 2 bei  $U_c/U_\infty = 4$ . Das entspricht einer Erhöhung des Auftriebs gegenüber dem Ausgangsprofil um etwa 127%. Der Anstellwinkel, bei dem die Strömung abreißt, verschiebt sich bis auf  $28^\circ$ .

Mechanische Probleme bei der Anwendung rotierender Zylinder entstehen durch die erforderlichen hohen Rotationsgeschwindigkeiten. Modi (1997) berichtet, dass die Flügelkonstruktion bei Zylinderrotation mit mehr als  $8000 \text{ U min}^{-1}$ , was  $U_C/U_\infty = 4$  bei der gegebenen Reynoldszahl entspricht, starken dynamischen Belastungen ausgesetzt ist, die eine weitere Erhöhung der Umdrehungszahl nicht zulassen. Die Breite des Schlitzes zwischen rotierendem Zylinder und starrer Tragfläche hat große Auswirkungen auf die Effi-



zienz der Kontrolle. Bei zu großem Schlitz wird die beschleunigte Grenzschicht nicht an den Flügel weitergegeben. Sehr enge Schlitzze stoßen auf konstruktive Grenzen.

Rotierende Zylinder kommen nach Brix (1993) an Steuerrudern von Schiffen zum Einsatz, um deren Manövrierfähigkeit zu erhöhen. Die ersten technisch einsetzbaren „Rotoruder“ wurden vom Schiffskomponentenhersteller Jastram, Hamburg hergestellt. Abbildung 3.4 aus Brix (1993) zeigt das mit einem rotierenden Zylinder ausgerüstete Ruder der MS „Reichenfels“. Brix (1993) gibt an, dass bei einem als optimal bezeichneten Geschwindigkeitsverhältnis von  $U_C/U_\infty = 3 \dots 4$  Steigerungen des maximalen Auftriebswertes von etwa 100% erreicht werden. Diese Bedingungen lassen sich bis zu  $U_\infty = 5 \text{ kn}$ , d.h.  $U_\infty \approx 2.6 \text{ m s}^{-1}$  einstellen, für höhere Schiffsgeschwindigkeiten lässt die Effizienz des Ruders nach. Weiß (1980) berichtet, dass die Manövrierfähigkeit des Küstentankers MOBIL JADE durch Einbau eines mit einem rotierenden Zylinder und einer Klappe ausgestatteten Ruders (T-Ruder) entscheidend verbessert werden konnte. Das vordem stets auf Schlepperunterstützung angewiesene Schiff wurde durch das neue Ruder in die Lage versetzt, die notwendigen Manöver selbstständig durchführen zu können. Nur bei extremen Wetterbedingungen oder starkem Eisgang war noch eine Schlepperunterstützung erforderlich.

### 3.1.3 Ausblasen

Beim Ausblasen wird der Grenzschicht durch einen tangential zur Profilloberfläche austretenden Blasstrahl hoher Geschwindigkeit Energie zugeführt, somit die Neigung zur Ablösung vermindert. Der Effekt ist zuerst unabhängig von Lachmann und Handley–Page 1921 (siehe Prandtl und Tietjens, 1957) an Spaltflügeln, wie sie in Abbildung 3.5 skizziert sind, gezeigt worden. Ein oder mehrere im Flügel befindliche Schlitzze führen von der Druckseite zur Saugseite, das durch sie hindurchtretende Fluid beschleunigt die Grenzschicht an der Saugseite. Mit dieser passiven Anordnung ist etwa eine Verdoppelung des Maximalauftriebes erreichbar, allerdings zieht sie einen erheblich vergrößerten Widerstand im Reiseflug nach sich.

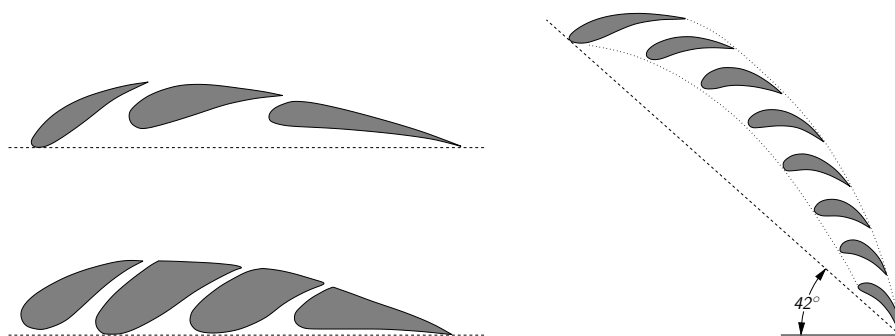


Abb. 3.5: Spaltflügel von Lachmann (links, nach Prandtl und Tietjens, 1957) und Handley–Page (rechts, nach Smith, 1975), letzterer bei dem Anstellwinkel, der den maximalen Auftrieb ergibt.

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkräften

Das aktive Ausblasen an der Saugseite ist ebenfalls 1921 erstmals von Baumann patentiert worden (Betz, 1961), es ermöglicht eine bessere Dosierung des an der Saugseite austretenden Strahls und vermeidet die Widerstandserhöhung.

Im linken Teil von Abbildung 3.6 ist eine von Attinello (1961) angestellte Rauchfadenvisualisierung der Umströmung eines Profils mit einer stark angestellten Klappe an der Profilhinterkante und einer Nasenklappe zu sehen. Beide Klappen steigern, wenn sie angestellt sind und die Strömung noch nicht abgerissen ist, den Höchstauftrieb des Profils durch eine Vergrößerung der effektiven Profilwölbung (siehe Riegels, 1958). Das obere Bild gibt die Profilmströmung unter normalen Bedingungen wieder. Die Grenzschicht reißt nach Überströmen der Nasenklappe ab. Im unteren Bild ist die Strömung gezeigt, die sich bei Ausblasen eines Strahles über der hinteren Klappe einstellt. Die Strömung liegt nun offensichtlich überall am Profil an. Der Staupunkt an der Druckseite ist in Richtung Profilhinterkante verschoben.

Der rechte Teil von Abbildung 3.6 zeigt von Knight und Bamber (1929) an einem NACA 84-M bei  $Re = 4.6 \cdot 10^5$  mit Ausblasen durch einen Schlitz erhaltene Ergebnisse. Das NACA 84-M ist ein relativ fülliges Profil, die Strömungsablösung wird deshalb im hinteren Bereich einsetzen. Die von Knight und Bamber (1929) gefundene günstigste Schlitzposition liegt dementsprechend bei 54% der Profiltiefe  $c$ . Als charakteristischen Parameter zur Kennzeichnung der Strahlwirkung wählten Knight und Bamber praktisch den Druckkoeffizienten  $C_{\Delta P}$  (Poisson-Quinton, 1956)

$$C_{\Delta P} = \frac{p' - p_0}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2}, \quad (3.5)$$

wobei  $p'$  den Druck in der Blaskammer und  $p_0$  den statischen Druck an der Ausblasstelle kennzeichnet. Da die Wirkung des Strahls im wesentlichen auf dem zugeführten Impuls beruht, benutzt man üblicherweise den Impulskoeffizienten

$$c_\mu = \frac{S}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 c s} \quad (3.6)$$

zur Kennzeichnung der Versuchsbedingungen. Er setzt den vom Blasstrahl ausgeübten Schub  $S$  zum Produkt aus dynamischem Druck der Anströmung und Profilfläche  $cs$  ins Verhältnis.

In Abbildung 3.6 ist die zweifache Wirkung des Ausblasens gut zu erkennen. Der Auftrieb wird sowohl durch erhöhte Zirkulation bei anliegender Strömung als auch durch Verzögerung der Strömungsablösung erhöht. Die Kennlinie des Ursprungsprofils ist durch dessen Fülle und die dadurch bedingte relativ stetige Ausweitung des Ablösegebietes um den Abreißpunkt herum sehr flach. Die Kennlinie für  $C_{\Delta P} = 12$  hingegen zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei ca.  $18^\circ$ . Dem entspricht eine Auftriebserhöhung um ca. 96% gegenüber  $C_{\Delta P} = 0$ .

Weitere Untersuchungen des Ausblasens konzentrierten sich weniger auf die Beeinflussung ganzer Tragflächenprofile, sondern stärker auf die Umströmung von Wölbungsklappen. Die für das Ausblasen nötigen Volumenströme sind wesentlich größer als die für die Grenzschichtabsaugung benötigten, so dass die Kontrolle der kompletten Tragflügelumströmung sehr energieintensiv ist. Mitunter, z.B. bei Flugzeugen die sich auf kurze Start-

### 3.2 Wandparallele Lorentzkraft am Kreiszyylinder

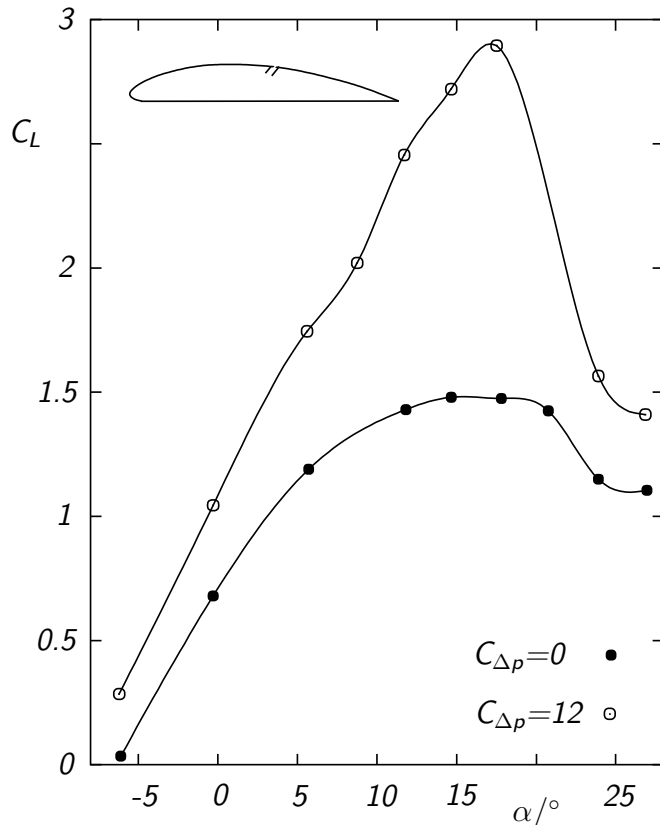
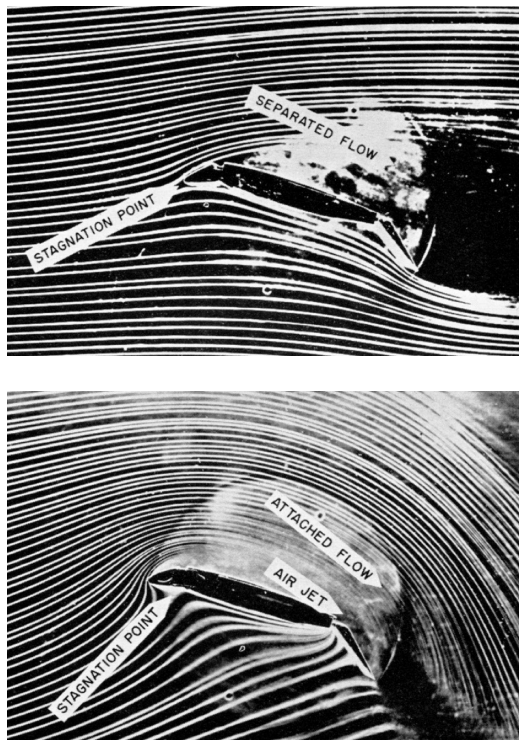


Abb. 3.6: Profil mit Klappe (links-oben) Ausblasen über die Klappe (links-unten) von Attinello (1961), sowie  $C_L$  über  $\alpha$  für ein NACA 84-M Schlitzausblasen nach Knight und Bamber (1929).

und Landebahnen beschränken müssen (STOL), ist man bereit, diese Nachteile in Kauf zu nehmen.

## 3.2 Wandparallele Lorentzkraft am Kreiszyylinder

### 3.2.1 Experimente

Ungeachtet seiner geometrischen Einfachheit bilden sich bei der Umströmung eines Kreiszyinders in Abhängigkeit von der Reynoldszahl eine Vielzahl unterschiedlicher Strömungsformen heraus. Die Kreiszyylinderumströmung ist deshalb seit jeher bevorzugtes Objekt sowohl experimenteller als auch numerischer Studien. Wie in der Einführung zu diesem Kapitel ausgeführt ist eine wandparallele Lorentzkraft in der Lage, Strömungsablösung zu verhindern. Im Unterschied zu den meisten im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten Möglichkeiten zur Ablösungskontrolle sind die nun betrachteten Strömungsmedien Elektrolyte.

Crausse und Cachon demonstrierten bereits 1954, dass die Ablösung der Strömung eines schwach leitfähigen Fluids an einem Halbzylinder mit Lorentzkraften beeinflussbar

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

ist. Ähnliche Experimente führte Lielausis (1961) durch. Abbildung 3.7 zeigt eine Skizze des von Lielausis (1961) verwendeten Aufbaus und von ihm angestellte Strömungsvisualisierungen. Der Halbzylinder ist mit seiner Rückfläche an der Kanalwand befestigt. Am oberen und unteren Ende des Halbzylinders sind Elektroden angebracht. In  $y$ -Richtung kann ein Magnetfeld  $B$  angelegt werden. Je nach Polung der Elektroden, d.h. Richtung des Stromes  $j$ , bzw. der Magnetfeldrichtung  $B$  ergibt sich eine Lorentzkraft, die in oder entgegen der Strömung gerichtet ist. Die nicht abgebildete, unbeeinflusste Strömung löst etwa bei  $90^\circ$  von der Vorderkante des Kreiszylinders ab. In der Mitte von Abbildung 3.7 ist die Strömung mit stromab wirkender Lorentzkraft durch an der Vorderkante des Zylinders austretende gefärbte Flüssigkeit visualisiert. Die Strömung löst erst in unmittelbarer Nähe der Hinterkante des Zylinders ab. Die Strömungsvisualisierung im rechten Teil von Abbildung 3.7 zeigt die Strömung bei stromauf wirkender Lorentzkraft. Die Strömungsablösung setzt wesentlich früher ein und der Farbfaden wird in die Mitte der Strömung gedrückt.

Der Aufbau des für die im Folgenden beschriebenen Experimente genutzten Kreiszylinders ist in Abbildung 3.8 skizziert. Prinzipiell bietet eine Ummantelung des Zylinders mit der in Abschnitt 2.4 skizzierten Anordnung von Elektroden und Magneten (Abbildung 2.7) die Möglichkeit, eine tangentielle Lorentzkraft nahe der Zylinderkontur zu realisieren. Ein solcher Aufbau hat den Vorteil, dass kein von außen angelegtes Magnetfeld nötig ist, um die Lorentzkraft zu generieren. Die tatsächliche Konstruktion nutzt allerdings keine radial magnetisierten Permanentmagnete, sondern solche mit der Magnetisierung in axialer Richtung. Die Schnittdarstellung im linken Teil von Abbildung 3.8 soll den Aufbau verdeutlichen. Zwischen jeweils zwei axial magnetisierten Permanentmagnetscheiben, die mit dem gleichen Pol zueinander gerichtet sind, liegt eine Scheibe aus Weicheisen. Da Weicheisen eine hohe Permeabilität hat, wird das Magnetfeld in der Weicheisenscheibe konzentriert. Sie bildet praktisch einen magnetischen Nord (zwei Permanentmagnete sind mit dem Nordpol zueinander gerichtet) bzw. Südpol (zwei Permanentmagnete sind mit dem Südpol zueinander gerichtet). Nach außen hin wirken die Weicheisenscheiben dann wie ein System aus radial magnetisierten Permanentmagnetscheiben. Über den eigentlichen Magneten befinden sich je zwei Elektroden, deren Polung von einer Zylinderseite zur anderen wechseln muss, damit an beiden Seiten die Lorentzkraft die gleiche Rich-



Abb. 3.7: Kontrolle der Strömungsablösung an einem Halbzylinder. Skizze des Aufbaus (links) und Visualisierungen in der  $x$ - $y$ -Ebene von Lielausis (1961) mit Lorentzkraft stromab (Mitte) und stromauf (rechts). In den Originalbildern vorhandene Winkelmarkierungen wurden entfernt.

### 3.2 Wandparallele Lorentzkraft am Kreiszyylinder

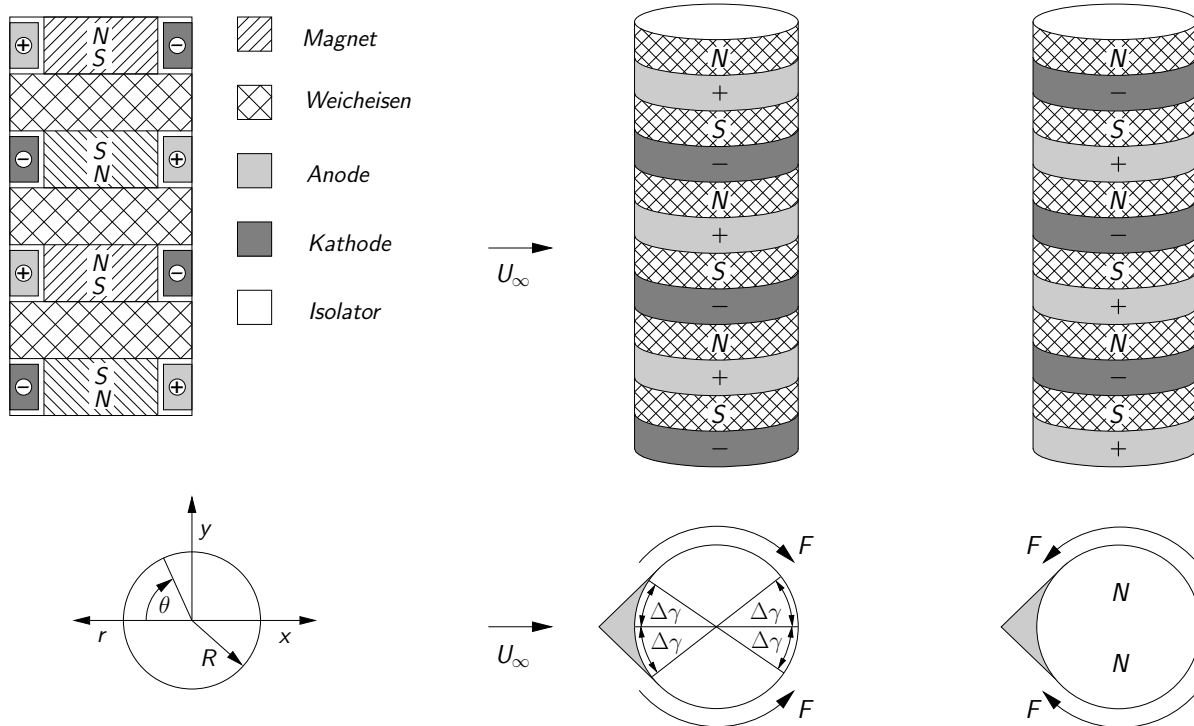


Abb. 3.8: Skizze der Elektroden/Magnetkonfiguration für den untersuchten Zylinder.

zung relativ zur Strömung hat. Der in den Experimenten verwendete Zylinder hat einen Durchmesser  $D$  von 2 cm, die Breite der Elektroden und effektiven Magnetpole  $a$  beträgt 4 mm. Die in der Draufsicht in Abbildung 3.8 erkennbare grau unterlegte Spitze an der Vorderseite des Zylinders dient zur Aufnahme der Verkabelung für die Speisung der Elektroden. Die Elektroden beginnen  $\pm 12^\circ$  vom vorderen Staupunkt und enden bei  $\pm 168^\circ$ , d.h. im Winkelbereich von  $\Delta\gamma = 12^\circ$  wirkt keine Lorentzkraft. An der Oberfläche der effektiven Magnetpole ist eine Induktion  $B_0$  von 0.2 T messbar.

In einem rotierenden Kreiskanal („Karussell“) von 355 mm Radius, 100 mm Höhe und mit 100 mm Breite wurden bei kleinen Reynoldszahlen Strömungsvisualisierungen der kontrollierten Zylinderumströmung durchgeführt. Der Aufbau des Kreiskanal ist in Weier et al. (1998) näher beschrieben. Als Fluid diente ein saures Kupferbad, d.h. eine wässrige Lösung aus 10% Kupfersulphat ( $\text{CuSO}_4$ ) und 5% Schwefelsäure ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ). Diese Lösung besitzt eine Leitfähigkeit von etwa  $16 \text{ S m}^{-1}$  und eine Dichte von  $1120 \text{ kg m}^{-3}$ , ihre kinematische Viskosität ist gegenüber der des Wassers nicht merklich verändert. Zusammen mit den Kupferelektroden am Zylinder ermöglicht das saure Kupferbad die Ausnutzung der Elektrokristallisation, d.h. Metallauflösung an der Anode (A.13) und der Metallabscheidung an der Kathode (A.13), als Elektrodenreaktion. Damit kann bei genügend niedrigen Elektrodenpotentialen ein Ladungstransport ohne gasbildende Reaktionen stattfinden, was eine von Blasenkonvektion ungestörte Strömung ermöglicht. Dieser Aspekt ist besonders bei den kleinen Strömungsgeschwindigkeiten von 3 bis  $10 \text{ cm s}^{-1}$  im Karussell von Bedeutung. Das saure Kupferbad hat aufgrund des hohen Kupfersulpha-

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

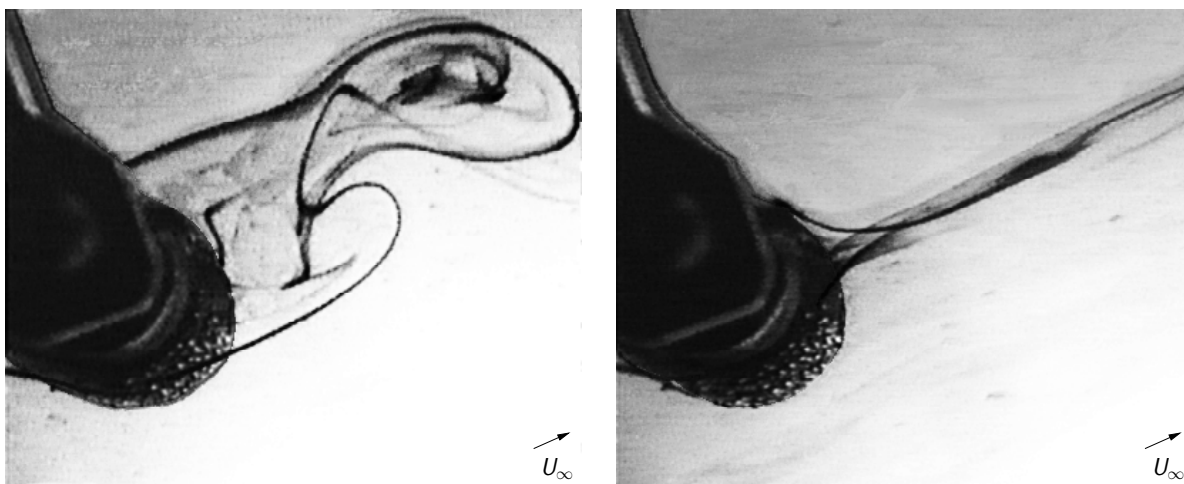


Abb. 3.9: Zylinderumströmung bei  $Re = 760$  ohne (links) und mit Lorentzkraft in Strömungsrichtung (rechts).

tanteils eine tief dunkelblaue Farbe. Deshalb fand für die Visualisierung der Strömung im Lösungsvolumen Kaliumpermanganat ( $KMnO_4$ ) Verwendung, welches in einer kleinen Menge des sauren Kupferbades aufgelöst wurde. Die so erzeugte dunkelviolette Farblösung wies nur sehr geringe Dichteunterschiede zur Stammlösung auf und war somit gut in der Lage, der Strömung zu folgen. Alternativ wurden zur Visualisierung Aluminiumfitter auf die Strömungsoberfläche aufgebracht.

Die linke Seite von Abbildung 3.9 zeigt die zwei ersten Wirbel einer von Kármánschen Wirbelstraße unmittelbar hinter dem Zylinder. Die Strömung ist unbeeinflusst und durch eine mit dem Zylinderdurchmesser  $D$  gebildeten Reynoldszahl

$$Re = \frac{U_\infty D}{\nu} \quad (3.7)$$

von 760 gekennzeichnet. Die Anströmung erfolgt hier, wie durch den Pfeil angedeutet, leicht schräg von links unten. Die von Kármánsche Wirbelstraße bildet sich als Konsequenz einer Instabilität des Zylindernachlaufs bei Reynoldszahlen  $Re \gtrsim 47$  (siehe z.B. Zdravkovich, 1997). Im rechten Bild von Abbildung 3.9 wirkt eine wandparallele Lorentzkraft auf die Strömung am Zylinder ein. Die Farbfäden folgen der Zylinderkontur fast bis zum hinteren Staupunkt. Eine Strömungsablösung wird vermieden und somit auch die Ausbildung einer von Kármánschen Wirbelstraße. Die Strömung ist wiederum durch eine Reynoldszahl von 760 gekennzeichnet. Die Stärke der Lorentzkraft wird im Folgenden durch den Wechselwirkungsparameter  $N$ , das Verhältnis von elektromagne-

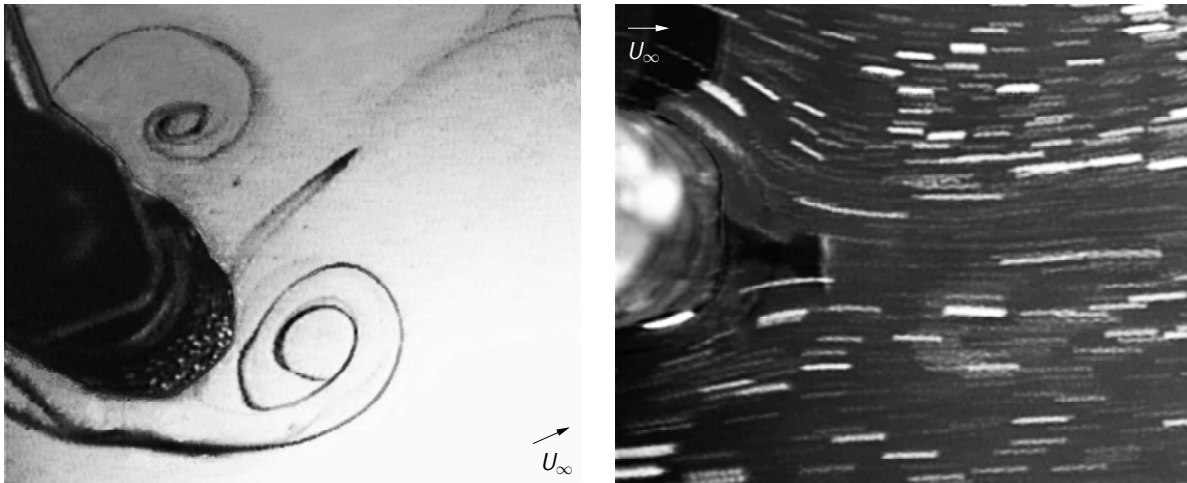


Abb. 3.10: Zylinderumströmung mit Lorentzkraft entgegen der Strömungsrichtung (links) und starker Lorentzkraft in Strömungsrichtung (rechts).

tischen Kräften zu Trägheitskräften, angegeben<sup>4</sup>.

$$N = \frac{j_0 B_0 D}{\rho U_\infty^2}. \quad (3.8)$$

Als charakteristische Länge dient wieder der Zylinderdurchmesser  $D$ . Neben der Dichte des Fluids  $\rho$ , und der Geschwindigkeit der Anströmung  $U_\infty$  gehen die angelegte Stromdichte  $j_0$  und die magnetische Flussdichte an der Oberfläche der Permanentmagnete  $B_0$  in den Wechselwirkungsparameter ein. Für die Unterdrückung der Wirbelstraße ist ein Wechselwirkungsparameter von  $N = 2.54$  nötig. Die Strömung bleibt solange in diesem stationären Zustand, wie die Lorentzkraft aufrechterhalten wird.

Eine Umpolung des elektrischen Feldes wie im rechten Teil von Abbildung 3.8 angedeutet, führt zu einer der Strömungsrichtung entgegengesetzt wirkenden Lorentzkraft. Diese Kraftkonfiguration verursacht ein Ablösen der Grenzschicht bereits in der Nähe des vorderen Staupunktes. Im linken Teil von Abbildung 3.10 ist der Zustand der Strömung bei  $N = 2.54$  und  $Re = 760$  unmittelbar nach dem Einschalten des elektrischen Feldes zu sehen. Es bilden sich zwei symmetrische Wirbel ähnlich denen, die an einem plötzlich in Bewegung gesetzten Zylinder entstehen. Auf dieses symmetrische Wirbelpaar folgen nach kurzer Zeit asymmetrisch ablösende Wirbel, die wiederum eine Wirbelstra-

<sup>4</sup>Der Wechselwirkungsparameter  $N$  und die modifizierte Hartmannzahl  $Z$  sind ineinander umrechenbar, da  $Z/N \sim Re$  gilt. Während  $Z$  aus der Entdimensionalisierung der Grenzschichtgleichungen (2.43) hervorgeht, erhält man  $N$  aus den entdimensionalisierten Navier–Stokes–Gleichungen (2.14). Für die auf der Navier–Stokes–Gleichung basierenden numerischen Untersuchungen in Abschnitt 3.2.2 und den Vergleich zum Experiment ergibt sich  $N$  somit zwanglos als charakteristischer Parameter. Aus den in Abschnitt 3.3.7 zusammengefassten Kraftmessungen am Tragflügel lässt sich zudem schließen, dass das für die Ablösungskontrolle maßgebliche Kräfteverhältnis das von Lorentzkraft zu Trägheit ist.

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

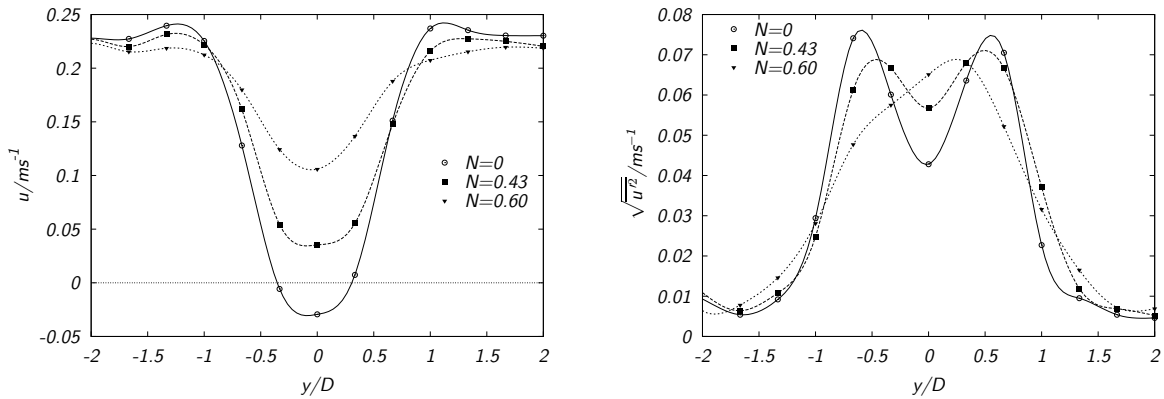


Abb. 3.11: Verteilung der mittleren Geschwindigkeit (links) und der Schwangungsgeschwindigkeit im Zylindernachlauf bei  $Re = 4400$ ,  $x/D = 3$  und verschiedenen Wechselwirkungsparametern.

ße bilden. Deren Breite und die Ausdehnung der Einzelwirbel ist jedoch größer als im unbeeinflussten Fall.

Bei ausreichend hohen Wechselwirkungsparametern und in Strömungsrichtung wirkender Kraft entsteht hinter dem Zylinder ein Strahl. Das Fluid wird während der Umströmung des Zylinders durch die Lorentzkraft auch an der Rückseite des Zylinders stark beschleunigt, so dass die Geschwindigkeit in Wandnähe wesentlich über der des umgebenden Mediums liegt. Das rechte Bild von Abbildung 3.10 zeigt eine solche Situation bei  $N = 4.6$  und  $Re = 760$ . Aus der Länge der Spuren der Aluminiumfitter auf der Strömungsoberfläche lässt sich schließen, dass die Geschwindigkeiten im Strahl die in der umgebenden Strömung um etwa das Zwei- bis Dreifache übersteigen. An der unterschiedlichen Länge der Partikelspuren am oberen und unteren Rand des Bildes erkennt man, dass die Anströmung des Zylinders nicht gleichmäßig erfolgt. Dieser Effekt ist dem Aufbau des Strömungskanals geschuldet. Der Geschwindigkeitsgradient ergibt sich bei konstanter Winkelgeschwindigkeit, d.h. angenommener Festkörperrotation des Fluids, durch den im Bild von oben nach unten hin wachsenden Abstand vom Drehmittelpunkt des rotierenden Kanals.

Abbildung 3.11 gibt LDA-Messungen der mittleren und der Schwangungsgeschwindigkeiten im Nachlauf des Kreiszyllinders bei  $Re = 4400$  und einer Entfernung von 3 Zylinderdurchmessern in  $x$  vom Zylindermittelpunkt wieder. Die Messungen wurden im kleinen Elektrolytkanal des FZR, betrieben mit einer 1%igen NaOH-Lösung, angestellt. Der Kanal ist im Abschnitt 2.5 näher beschrieben, eine Skizze seines Aufbaus zeigt Abbildung 2.20. In der NaOH-Lösung findet bei Stromfluss an den Elektroden eine Zerlegung des Wassers statt. Die Reaktionen sind Sauerstofferzeugung an den Anoden (A.9), (A.10) und Wasserstofferzeugung an den Kathoden (A.5). Da die Zylinderachse für die Messungen senkrecht ausgerichtet war, erzeugten die Elektrolyseblasen unmittelbar hinter dem Zylinder eine Aufwärtsströmung. Die Messwerte zeigen bei  $N = 0$  ein Gebiet mit Rückströmung für  $-0.5 \lesssim y/D \lesssim 0.5$ . Diese Rückströmung ist bei  $N = 0.43$  verschwun-



den und die Tiefe und Breite der Nachlaufdüse sind kleiner. Dieser Trend setzt sich für  $N = 0.6$  weiter fort. Die Schwankungsgeschwindigkeiten zeigen für  $N = 0$  deutliche Maxima, die mit den steilsten Gradienten der Hauptströmung zusammenfallen und ein lokales Minimum bei  $y/D = 0$ . Bei  $N = 0.43$  liegen die Maxima enger zusammen und ihre Werte betragen etwa 90% der bei  $N = 0$ , das lokale Minimum ist weniger prononciert, sein Wert liegt etwa 20% über dem bei  $N = 0$ . Weiteres Erhöhen des Wechselwirkungsparameters führt bei den Schwankungsgeschwindigkeiten zu einem Verschwinden des Doppelmaximums.

### 3.2.2 Numerik

Das Szenario der Ablösungsunterdrückung mit wachsendem Wechselwirkungsparameter lässt sich bei niedriger Reynoldszahl auch numerisch nachvollziehen. Dazu wurde ein Finite-Differenzen-Programm benutzt, das die zweidimensionalen Navier-Stokes-Gleichungen in einer Wirbelstärke-Stromfunktions-Formulierung

$$\frac{\partial \omega^*}{\partial t^*} + u_r^* \frac{\partial \omega^*}{\partial r^*} + \frac{1}{r^*} u_\theta^* \frac{\partial \omega^*}{\partial \theta} = \frac{2}{Re} \left[ \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left( r^* \frac{\partial \omega^*}{\partial r^*} \right) + \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial \theta^2} \right] + \frac{N}{2} \left[ \frac{1}{r^*} \frac{\partial (r^* F_\theta^*)}{\partial r^*} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial F_r^*}{\partial \theta} \right] \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial r^{*2}} + \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial \theta^2} = -\omega^* \quad (3.10)$$

löst. Wirbelstärke  $\omega$  und Stromfunktion  $\Psi$  sind in Zylinderkoordinaten als

$$\omega = \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \quad (3.11)$$

und

$$u_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}, \quad u_\theta = -\frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad (3.12)$$

definiert. Das Problem ist in Zylinderkoordinaten  $r, \theta$  formuliert, die in der Skizze im linken unteren Teil von Abbildung 3.8 eingetragen sind. Die gesternten dimensionslosen Größen wurden wie folgt aus den dimensionsbehafteten gebildet:  $\omega^* = \omega R / U_\infty$ ,  $\Psi^* = \Psi / (R U_\infty)$ ,  $u_r^* = u_r / U_\infty$ ,  $u_\theta^* = u_\theta / U_\infty$ ,  $r^* = r / R$  und  $t^* = t U_\infty / R$ .  $R$  bezeichnet den Radius des Zylinders. Weil der Zylinderradius als Bezugslänge dient, Reynoldszahl (3.7) und Wechselwirkungsparameter (3.8) jedoch mit dem Zylinderdurchmesser gebildet werden, erscheint der Faktor 2 in den entsprechenden Termen von (3.9). Für die Rechnungen fand ein Gitter von 121 Punkten in radialer und 121 Punkten in azimuthaler Richtung Verwendung. Die Gitterteilung war linear in azimuthaler und exponentiell in radialer Richtung, so dass eine ausreichende Auflösung der Grenzschicht bei den gewählten Werten von  $Re$  und  $N$  erreicht wurde. Details zu Algorithmus und Implementierung sind in Mutschke et al. (1997) beschrieben. Bei der Modellierung der Lorentzkraft wird angenommen, dass diese nur eine Komponente in tangentialer Richtung  $F_\theta$  besitzt. Sie wirkt über einen bestimmten Winkelbereich und klingt exponentiell mit dem Abstand vom Zylinder ab:

$$F_\theta^* = e^{-\zeta(r^*-1)} g(\theta) \quad \text{mit} \quad g(\theta) = \begin{cases} 1 & : 5^\circ \leq \theta \leq 175^\circ \\ -1 & : 185^\circ \leq \theta \leq 355^\circ \\ 0 & : \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.13)$$

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

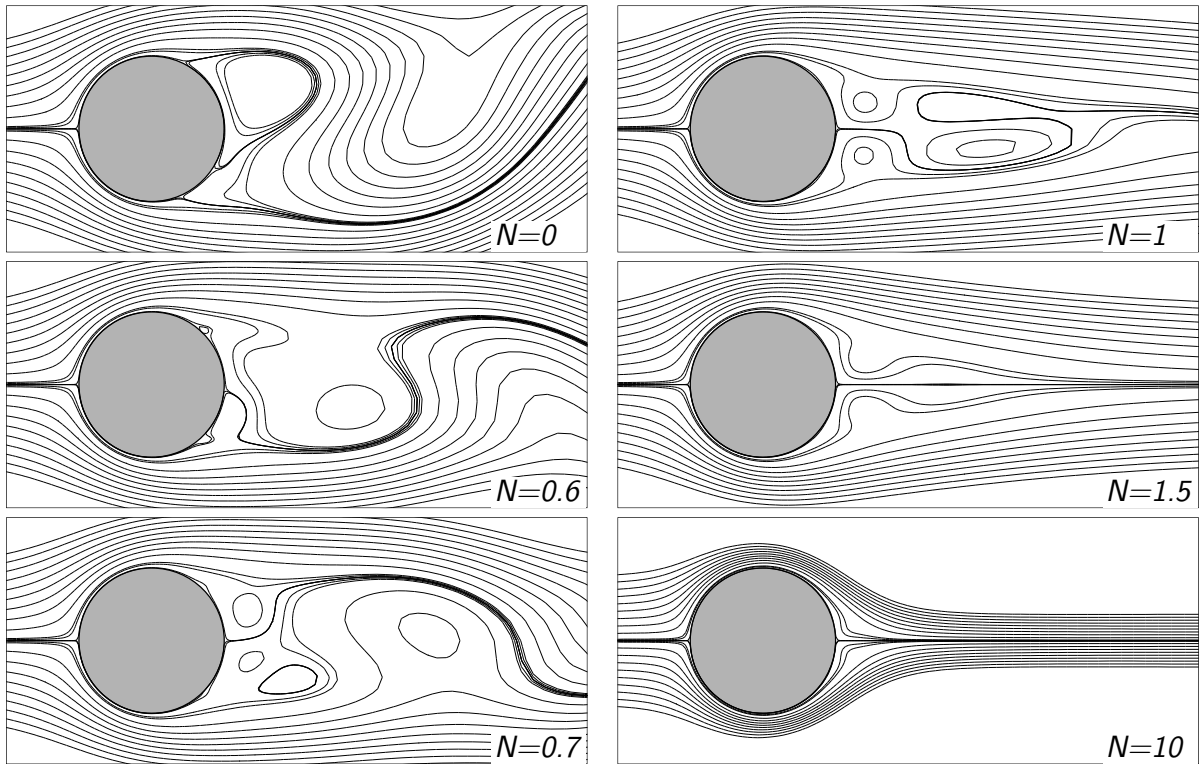


Abb. 3.12: Isolinien der Stromfunktion für  $Re = 150$  und verschiedene Wechselwirkungsparameter.

$\zeta$  beschreibt das Abklingverhalten der Lorentzkraft und beträgt in der Simulation  $5\pi/4$ . In Abbildung 3.12 sind Ergebnisse der Rechnungen für eine Reynoldszahl von  $Re = 150$  und verschiedene Wechselwirkungsparameter dargestellt. Die Einzelbilder zeigen Momentaufnahmen der Strömung anhand von Isolinien der Stromfunktion  $\Psi$ . Um die Bilder untereinander vergleichen zu können, sind den jeweiligen Isolinien in allen Fällen die gleichen Werte der Stromfunktion zugeordnet. Die Abbildung zeigt nur einen kleinen Ausschnitt der durch das Gitter abgedeckten Region. Die Strömung verläuft von links nach rechts. Die unbeeinflusste Strömung bei  $N = 0$  ist instationär und zeigt die charakteristischen Merkmale einer von Kármánschen Wirbelstraße. Bei kleinen Wechselwirkungsparametern ( $N = 0.6$ ) wird zuerst die Strömung unmittelbar an der Wand beeinflusst und die Ablösung der Grenzschicht modifiziert. Die Strömung einschließlich der Ablösepunkte ist jedoch noch instationär. Bei etwa  $N = 0.7$  löst Strömung unmittelbar an der Wand nur noch in zwei kleinen Rezirkulationsgebieten bei  $\alpha \approx \pm 135^\circ$  ab und legt sofort wieder an. Der hintere Staupunkt liegt stationär bei  $\alpha = 180^\circ$ . Damit ist die unmittelbar wandnahe Strömung stabilisiert. An der Zylinderrückseite befindet sich jedoch noch ein instationärer Nachlauf. Die Ablösung der Außenströmung erfolgt nun nicht mehr unmittelbar an der Wand, sondern im wandnahen Bereich. An der Wand wird durch die Lorentzkraft überall eine positive Wandschubspannung erzwungen, während die wandnahen Bereiche noch nicht genügend beschleunigt werden, um dem Druckgradienten

### 3.2 Wandparallele Lorentzkraft am Kreiszyylinder

ten der Außenströmung zu widerstehen. Dieses Verhalten ähnelt der Strömungsablösung in der Nähe bewegter Wände, die durch das Moor-Rott-Sears-Kriterium beschrieben wird. Ablösung tritt danach dann auf, wenn an einem Punkt in der Grenzschicht gleichzeitig die wandparallele Geschwindigkeitskomponente und Schubspannung verschwinden (Moore, 1957). Eine weitere Steigerung des Wechselwirkungsparameters auf  $N = 1$  erzeugt eine nahezu stationäre Gesamtströmung. Die Grenzschicht liegt vollständig an der Zylinderwand an, hinter dem Zylinder bildet sich ein stationäres Wirbelpaar aus. Diesem Wirbelpaar folgt ein weiteres Wirbelpaar, das mit einer sehr niedrigen Frequenz oszilliert. Diese Instationarität beeinflusst die Gesamtströmung nicht mehr wesentlich. Bei  $N = 1.5$  werden die Wirbel im Nachlauf durch die gewählten Isolinien der Stromfunktion nicht mehr aufgelöst, sie sind mithin sehr schwach. Die Gesamtströmung ist vollständig stationär. Aus der in etwa gleichen Breite des von den äußeren Stromlinien umschlossenen Strömungsgebietes am linken und am rechten Rand kann man schließen, dass der Impuls der Strömung an beiden Orten etwa gleich ist. Dieser Sachverhalt wird durch den Widerstandskoeffizienten des Zylinders von  $C_D = -0.02$  bestätigt. Dieser liegt leicht unter Null, d.h. der Zylinder erfährt bereits eine kleine Kraft entgegen der Strömungsrichtung. Erhöht sich der Wechselwirkungsparameter auf  $N = 10$ , verschwindet jegliche Rezirkulation aus dem Nachlaufgebiet. Wie an der starken Kontraktion der Stromlinien zu erkennen ist, beschleunigt die Lorentzkraft das gesamte Fluid stark. Diese Kontraktion zeigt sich bereits stromauf des Zylinders im Vergleich mit  $N = 1.5$ . Der Zylinder wirkt gleichsam als Pumpe, was sich auch im nunmehr stark negativen Widerstandskoeffizienten von  $C_D = -5.56$  ausdrückt. Bei weiterer Erhöhung des Wechselwirkungsparameters wird die Geschwindigkeit des Strahles erhöht. Ist sie hinreichend groß, unterliegt der Strahl seinerseits einer Instabilität, so dass die Gesamtströmung daraufhin wiederum instationär wird. Bei hohen Wechselwirkungsparametern kann es auch direkt am Zylinder wieder zur Grenzschichtablösung kommen. Das Fluid in der Grenzschicht wird durch die Lorentzkraft so stark beschleunigt, dass es dann bei  $\pm 135^\circ$  vom vorderen Staupunkt vom Zylinder ablöst. Die zwei Strahlen vereinigen sich etwa 0.5 Zylinderdurchmesser nach dem hinteren Staupunkt und schließen ein stark verwirbeltes Rezirkulationsgebiet ein (nicht dargestellt, siehe Weier et al., 1998).

Die verschiedenen Strömungsformen spiegeln sich im Verlauf der Widerstandsbeiwerte über dem Wechselwirkungsparameter wider. Abbildung 3.13 stellt den Verlauf der Widerstandsbeiwerte  $C_D$ ,  $C_{dp}$  und  $C_{df}$  für  $Re = 150$  über dem Wechselwirkungsparameter dar. Die auf den Zylinder wirkende Widerstandskraft  $W$  in Strömungsrichtung setzt sich aus einer Komponente  $W_p$ , die aus Druckunterschieden zwischen Vorder- und Rückseite resultiert, einer Komponente  $W_f$ , die der Wandreibung Rechnung trägt und dem Beitrag der Lorentzkraft  $F_x$  in Strömungsrichtung zusammen:

$$W = W_p + W_f + F_x. \quad (3.14)$$

Für die Beiwerte kann man deshalb

$$C_D = C_{dp} + C_{df} + C_N. \quad (3.15)$$

schreiben, wobei  $C_D$  der Gesamtwiderstandsbeiwert,  $C_{dp}$  der Druckwiderstand,  $C_{df}$  der Reibungswiderstand und  $C_N$  der entdimensionierte Impulseintrag durch die Lorentzkraft

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

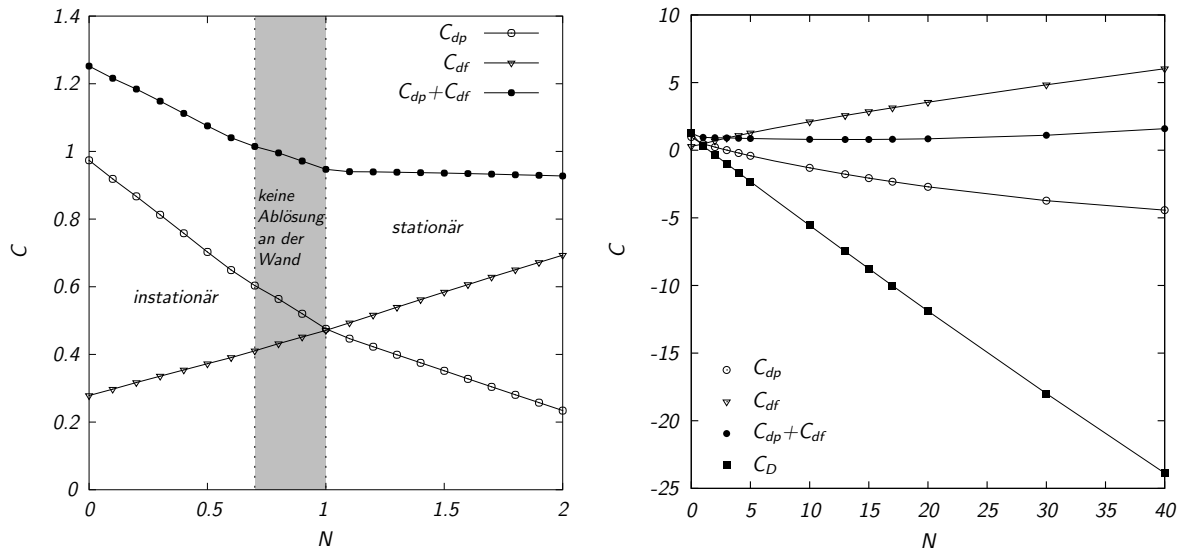


Abb. 3.13: Abhängigkeit der Widerstandsbeiwerte  $C_D$ ,  $C_{dp}$  und  $C_{df}$  vom Wechselwirkungsparameter bei  $Re = 150$ .

ist.  $C_{dp}$  lässt sich durch Integration des Druckverlaufs  $p(\theta)$  entlang der Zylinderoberfläche  $r = R$  ermitteln

$$C_{dp} = \frac{\int_0^{2\pi} R p(\theta) \cos \theta d\theta}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 D}. \quad (3.16)$$

Durch Integration der Wandschubspannung an der Zylinderoberfläche  $\tau_w(r = R)$  ergibt sich der Reibungsbeiwert  $C_{df}$  aus

$$C_{df} = \frac{\int_0^{2\pi} R \tau_w(\theta) \sin \theta d\theta}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 D}. \quad (3.17)$$

Der Lorentzkraftbeitrag  $C_N$  wird mit

$$C_N = \frac{\int_R^\infty \int_0^{2\pi} F_\theta(\theta) \sin \theta d\theta dr}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 D} \quad (3.18)$$

beschrieben. Im linken Diagramm von Abbildung 3.13 ist der Bereich kleiner Wechselwirkungsparameter ( $0 \leq N \leq 2$ ) dargestellt. Der Formdruckverlust  $C_{dp}$  nimmt zuerst mit steigendem Wechselwirkungsparameter stark ab. Die Abnahme wird nach dem vollständigen Anlegen der Grenzschicht ( $N = 0.7$ ) etwas reduziert. Der Verlauf  $C_{dp}-N$  erfährt durch den Eintritt der Strömung in ein stationäres Regime wiederum eine Abflachung. Das Verhalten des Reibungsbeiwertes ist dem entgegengesetzt, d.h. der Verlauf ändert sich zwar an den selben Punkten, jedoch nimmt der Anstieg von  $C_{df}$  über  $N$  jedesmal zu. Die Summe von  $C_{dp}$  und  $C_{df}$  wird bei kleinen Wechselwirkungsparametern vom Formwiderstandsbeiwert dominiert. Bei höheren Wechselwirkungsparametern überwiegt dann die Zunahme des Reibungswiderstands die Abnahme des Formwiderstands, ihre Summe

### 3.2 Wandparallele Lorentzkraft am Kreiszyylinder

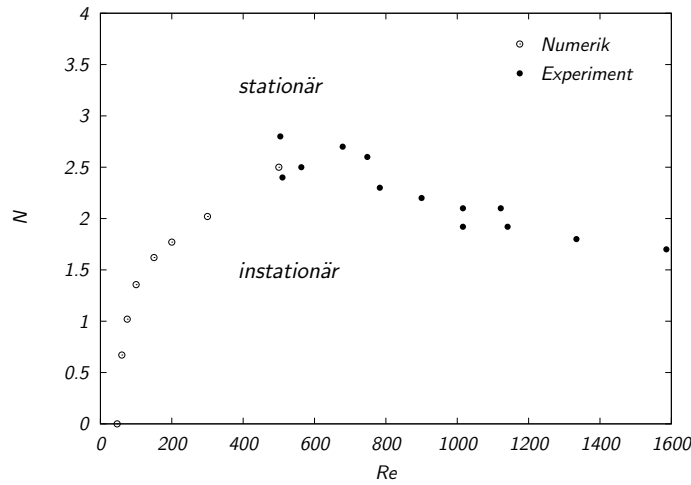


Abb. 3.14: Für die Stabilisierung des Zylindernachlaufs notwendiger Wechselwirkungsparameter aufgetragen über der Reynoldszahl. Experimentelle und numerische Ergebnisse, letztere nach Posdziech und Grundmann (2001).

durchläuft deshalb ein Minimum von ca. 0.79 bei  $N = 13$ . Der durch die Lorentzkraft eingetragene Impuls steigt proportional zum Wechselwirkungsparameter an. Dieser Anstieg dominiert die Anteile von  $C_{df}$  und  $C_{dp}$  und führt dazu, dass der Gesamtwiderstand des Zylinders bereits ab  $N \approx 1.5$  negativ ist. Die Ergebnisse der hier vorgestellten numerischen Untersuchung wurden später von Chen (2001) und Chen und Aubry (2005) mit hoher Genauigkeit bestätigt. Die von Kim und Lee (2000) publizierten direkten Kraftmessungen an einer elektromagnetisch kontrollierten Kreiszyylinderumströmung bei  $Re = 5000$  zeigen ebenfalls eine, wegen der sehr unterschiedlichen Reynoldszahlen jedoch nur qualitative, Übereinstimmung mit den hier gefundenen Resultaten. Weiterführende Rechnungen zur Beeinflussung der zweidimensionalen Zylinderumströmung, in denen die Eindringtiefe und die Wirklänge der Lorentzkraft auf dem Zylinderumfang variiert werden, finden sich bei Posdziech und Grundmann (2001).

In dieser Arbeit wird auch auf die Stabilisierung der Gesamtströmung durch die Lorentzkraft eingegangen. Abbildung 3.14 stellt Ergebnisse von Posdziech und Grundmann (2001) mit aus Strömungsvisualisierungen gewonnenen Daten zur Stabilisierung des Zylindernachlaufs zusammen. Der Zylindernachlauf wird oberhalb einer kritischen Reynoldszahl von  $Re = 47$  instationär. Die unbeeinflusste Strömung bildet eine von Kármánsche Wirbelstraße aus. Wie diskutiert und in den Abbildungen 3.9 und 3.12 gezeigt, kann diese von Kármánsche Wirbelstraße von einer hinreichend starken Lorentzkraft unterdrückt werden, die Strömung erreicht dann wieder einen stationären Zustand. Posdziech und Grundmann (2001) gewannen die in Abbildung 3.14 aufgenommenen numerischen Ergebnisse durch die Beobachtung des Abklingverhaltens einer Störung, die einer stationären Lösung der Navier–Stokes–Gleichungen beim jeweiligen Parameterpaar  $Re, N$  aufgeprägt wurde. Die experimentellen Ergebnisse beruhen auf Strömungsvisualisierungen. Die eingetragenen Punkte bezeichnen den bei der jeweiligen Reynoldszahl

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

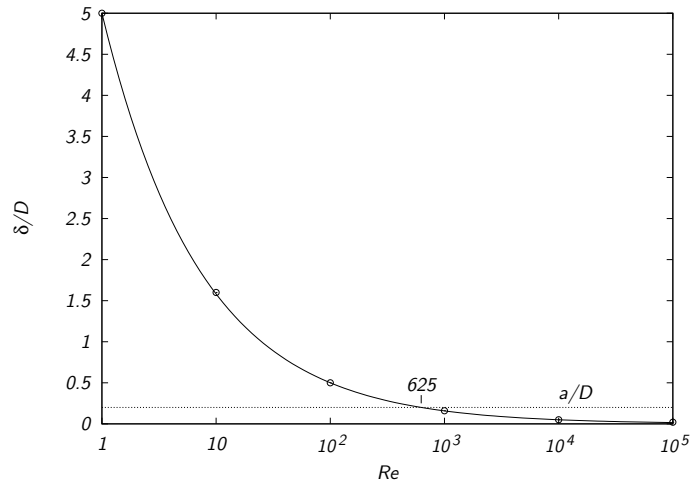


Abb. 3.15: Grenzschichtdicke am Kreiszyylinder bei  $\alpha = 60^\circ$  bezogen auf den Zylinderdurchmesser über der Reynoldszahl nach Zdravkovich (1997) und charakteristische Eindringtiefe der Lorentzkraft bezogen auf den Durchmesser  $a/D$ .

minimal erforderlichen Wechselwirkungsparameter, bei dem sich gerade eine visuell stationäre Strömung einstellt. Im Diagramm 3.14 finden sich unterhalb der durch die Punkte angedeuteten Kurve instationäre Strömungen und oberhalb stationäre, wobei diese bei sehr hohen Wechselwirkungsparametern wiederum durch Instabilitäten des vom hinteren Staupunkt ausgehenden Strahls instationär werden können. Bei kleinen Reynoldszahlen, die der Numerik noch zugänglich sind, nimmt der kritische Wechselwirkungsparameter, der gerade noch in der Lage ist, die Strömung zu stabilisieren, mit der Reynoldszahl zu. Bei einer Reynoldszahl  $Re \approx 190$  wird die Zylinderumströmung jedoch instabil für dreidimensionale Störungen. Im realen Nachlauf bilden sich folgerichtig dreidimensionale Strukturen aus, die mit einer zweidimensionalen Rechnung nicht auflösbar sind. Die experimentellen Werte stimmen mit den numerischen bei ca.  $Re = 500$  trotzdem recht gut überein. Vermutlich, siehe auch die spätere Diskussion in Abschnitt 4.2.1, hat die Dreidimensionalität der unbeeinflussten Strömung für die Simulation der kontrollierten keine entscheidende Bedeutung. Für  $Re > 500$  zeigen die Experimente eine leichte Abnahme des kritischen Wechselwirkungsparameters mit der Reynoldszahl. Eine Erklärung für diese Abnahme des kritischen Wechselwirkungsparameters kann in der mit wachsender Reynoldszahl abnehmenden Grenzschichtdicke gesucht werden. Abbildung 3.15 zeigt die auf den Zylinderdurchmesser  $D$  bezogene Grenzschichtdicke bei  $\alpha = 60^\circ$  über der Reynoldszahl nach Zdravkovich (1997). Dazu ist die auf den Zylinderdurchmesser bezogene charakteristische Eindringtiefe der Lorentzkraft ( $a/D = 0.2$ ) eingetragen, die den Verhältnissen von Experiment und Rechnung zu Abbildung 3.14 entspricht. Die Grenzschichtdicke übersteigt bei  $Re \lesssim 1000$  die charakteristische Eindringtiefe der Lorentzkraft wesentlich. Deshalb wirkt die Lorentzkraft nur auf die innersten Bereich der Grenzschicht und ein Ablösen der nichtbeeinflussten Bereiche der Grenzschicht ist wahrscheinlich. Oberhalb von  $Re \approx 1000$  befindet sich die gesamte Grenzschicht im Wirkungsbereich der

Lorentzkraft, deshalb wird die Ablösungsverhinderung effektiver möglich sein.

Bei sehr kleinen Reynoldszahlen ( $Re \gtrsim 47$ ) wiederum wird nur ein geringer Impulseintrag zur Verhinderung der instationären Ablösung nötig sein. Unter diesen Umständen muss es ein Maximum für den kritischen Wechselwirkungsparameter bei mittleren Reynoldszahlen geben.

### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

Im vorherigen Abschnitt wurde am Beispiel der Kreiszyklinderumströmung demonstriert, dass wandparallele Lorentzkräfte erfolgreich zur Kontrolle von Strömungsablösungen einsetzbar sind. Denkt man an einen möglichen praktischen Einsatz dieser Methode im Schiffbau, werden quer angeströmte Kreiszyklinder eher seltene Anwendungsfälle darstellen. Im Rahmen einer vom BMBF geförderten Zusammenarbeit mit der Hamburgischen Schiffbauversuchsanstalt, dem Institut für Physik in Riga, den Howaldtswerken Deutsche Werft, JAFO Technologie, Schottel GmbH & Co. KG und der STN Atlas Elektronik wurden mögliche Anwendungen identifiziert. Allen ist gemein, dass symmetrische Tragflächenprofile eingesetzt werden. Im Folgenden sollen die identifizierten Anwendungsmöglichkeiten kurz dargestellt werden, das vollständige Material bietet Kraus (1999).

#### 3.3.1 Anwendungsmöglichkeiten der Ablösungsverhinderung im Schiffbau

Im Schiffbau ergeben sich für die elektromagnetische Kontrolle der Strömungsablösung beim derzeitigen Stand der Untersuchungen und unter Beachtung wirtschaftlicher Aspekte vor allem drei Einsatzgebiete:

##### **Elektromagnetisches Hochleistungsrunder**

Bei Hartruderlagen, d.h. bei stark angelegtem Ruder, kann Strömungsablösung auftreten und zum Verlust eines Großteils des Quertriebs führen. Dadurch wird die Manövrierfähigkeit des Schiffes stark eingeschränkt. Da das Ruderverhalten für die Sicherheit des Schiffes von entscheidender Bedeutung ist, ist die effektive Gestaltung des Ruders eine wesentliche Aufgabe beim Schiffsbau. Bisher existiert eine Reihe technischer Lösungen, um den Quertrieb eines Ruders in Hartruderlagen zu erhöhen. Dazu zählt das bereits in Abschnitt 3.1.2 besprochene „Rotorrunder“ bei dem an der Eintrittskante des Ruders ein rotierender Zylinder angeordnet ist, d.h. Strömungskontrolle durch Mitbewegen der Wand ausgeübt wird. Gebräuchlicher sind Ruder mit einer zusätzlichen Flosse an der Hinterkante des Profils (Becker-Ruder). Die Funktion der Flosse entspricht der einer Klappe an einem Tragflügel. Ein Ruder mit elektromagnetischer Grenzschichtkontrolle muss mit diesen Lösungen wettbewerbsfähig sein.

##### **Elektromagnetisch unterstützte Stabilisierungsflossen**

Zur Stabilisierung von Schiffen gegen Rollbewegungen (Drehungen um die Längsachse) können Flossen an den Schiffsseiten angeordnet werden. Der Anstellwinkel dieser Flossen wird von einer dedizierten Rudermaschine ständig so verändert, dass der entstehende Quertrieb der Rollbewegung des Schiffes entgegengerichtet ist. Strömungsablösung beeinträchtigt die Wirksamkeit der Stabilisierungsflossen.

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkräften

Die Attraktivität wird als hoch eingeschätzt, weil man hofft, sowohl die Abmessungen der Flossen, als auch die Leistung der Rudermaschine zu reduzieren. Die Größe der Flossen ist ein für die Konstruktion des Schiffes wesentlicher Einflussfaktor, da sie nur auf offener See ausgefahren werden und im Hafen in den Schiffsrumpf eingezogen werden müssen.

#### Elektromagnetische Darstellung kleiner Ruderwinkel

Dieses Thema gehört nicht zum Problembereich Ablösungsunterdrückung, wird jedoch wegen der Verwandtheit des Zwecks Quertriebserzeugung hier mit angeführt.

Bei großen, modernen Passagierschiffen finden zunehmend sogenannte Pod- bzw. Unterwassergondel-Antriebe Verwendung. Dabei sitzt der Propeller direkt auf der Achse eines Elektromotors der außerhalb des eigentlichen Schiffsrumpfes in einer Kapsel angeordnet ist. Die Motoren sind durch eine drehbar gelagerte, ruderförmige Stütze mit dem Schiffsrumpf verbunden. Die Steuerung des Schiffes erfolgt über die Drehung der gesamten Antriebseinheit, also von Stütze, Motor und Propeller. Da die Leistung der Aggregate beträchtlich ist (bis zu 20 MW), ist ihre Masse und der damit verbundene Aufwand zur Drehung entsprechend hoch. Zum Kurshalten bei Seegang sind häufig kleine Ruderbewegungen erforderlich. Diese Ruderbewegungen ziehen wiederum jeweils den geschilderten Aufwand nach sich. Deshalb ist eine Alternative zur Erzielung relativ kleiner Steuerkräfte wechselnder Richtung wünschenswert.

Diese Aufgabe könnte prinzipiell durch das asymmetrische Anlegen wandparalleler Lorentzkräfte gelöst werden, wie die Versuche zur Quertriebserzeugung an der Platte und an den Profilen beim Anstellwinkel  $0^\circ$  (siehe Abschnitt 3.3.6) gezeigt haben.

#### 3.3.2 Ablösungsunterdrückung an einer angestellten Platte

An einer kleinen, mit Elektroden und Permanentmagneten ausgestatteten, Platte wurden im kleinen Elektrolytkanal des FZR (siehe Abschnitt 2.5) Strömungsvisualisierungen mit der Wasserstoffbläschenmethode (siehe Eckelmann, 1997) vorgenommen. Die Methode besteht darin, einen dünnen Draht quer zur Strömung zu spannen und diesen Draht mit einer negativen Spannung zu beaufschlagen. An einer anderen Stelle des Kanals ist eine Anode nötig. Werden Anode und Kathode pulsformig mit Spannung versorgt, bilden sich am negativ gepolten und hier  $40\mu\text{m}$  dicken Platin-Iridium Draht Wasserstoffbläschen mit etwa dem Durchmesser des Drahtes. Diese Bläschen lösen sich vom Draht und schwimmen entsprechend der lokalen Geschwindigkeit stromab. Durch Variation der Pulsrate kann man Breite und Abstand der durch die Blasen gebildeten Streifen steuern.

Abbildung 3.16 zeigt die Umströmung einer  $18^\circ$  angestellten Platte bei einer, mit der Profiltiefe (hier Plattenlänge)  $c$  gebildeten, Reynoldszahl

$$Re = \frac{U_\infty c}{\nu} \quad (3.19)$$

von  $Re = 1.2 \cdot 10^4$ . Die Platte ist 6 mm dick, 130 mm lang und 140 mm breit. Ein Halbzylinder bildet die Vorderkante, die Abströmkannte ist keilförmig ausgeführt. Die Elektroden/Magnet-Anordnung besteht aus  $a = 10$  mm breiten, 6 mm hohen (Magnetisie-



### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

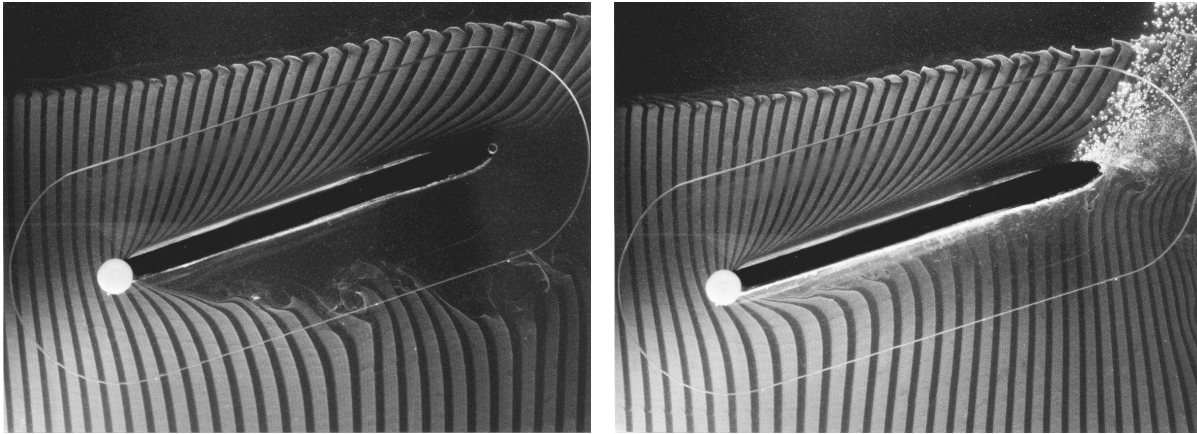


Abb. 3.16: Angestellte Platte ohne Lorentzkraft (links) und mit saugseitiger Lorentzkraft (rechts).

rungsrichtung) und 30 mm langen Magneten und 10 mm breiten Edelstahlstreifen (Materialnummer 1.4301), die die Elektroden bilden. Die Elektroden/Magnet-Anordnung beginnt an der Vorderkante der Platte, ist 90 mm lang und erstreckt sich über die gesamte Plattenbreite. Die Enden der Platte sind mit Endscheiben aus 2 mm dicken Plexiglas versehen. Die Außenkontur der Endscheiben folgt der der Platte im Abstand von 30 mm, ist jedoch an der Hinterkante nicht spitz, sondern wie an der Vorderkante rund. Die unbeeinflusste Strömung an der Unterseite des Profils löst an der Plattenvorderkante ab. Der kritische Anstellwinkel, d.h. der Anstellwinkel bei dem die Strömung gerade abreisst, beträgt nach Schmitz (1942) bei der vorliegenden Reynoldszahl lediglich  $\alpha \approx 5^\circ$ . Zwischen dem relativ langsamen Fluid im Rezirkulationsgebiet und der Außenströmung existiert eine Scherschicht. Aufgrund der Kelvin-Helmholtz-Instabilität (siehe Drazin und Reid, 1981) dieser Scherschicht bilden sich Wirbel, die stromab anwachsen. Im rechten Bild von Abbildung 3.16 kann man erkennen, dass eine Lorentzkraft in Strömungsrichtung in der Lage ist, ein vollständiges Anlegen der saugseitigen Strömung zu bewirken. Der Wechselwirkungsparameter beträgt in diesem Fall  $N = 6.9$ . Im Unterschied zu (3.8) ist die hier verwendete charakteristische Länge wie bei der Reynoldszahl nach Gleichung (3.19) die Profiltiefe  $c$

$$N = \frac{j_0 B_0 c}{\rho U_\infty^2}. \quad (3.20)$$

Durch den Druckanstieg in der Außenströmung wird das Fluid der Grenzschicht in der Nähe der Plattenvorderkante stark gebremst. Beim Passieren der Platte beschleunigt die Lorentzkraft das wandnahe Fluid wieder, wie aus der Verformung des Streifenmusters zu erkennen ist. Der Blasenschwarm, der von der Hinterkante der Platte aufsteigt, ist Resultat der an den Elektroden der Platte stattfindenden Wasserelektrolyse (siehe Anhang A).

### 3.3.3 Kraftmessungen an Tragflügelprofilen

#### 3.3.3.1 Verwendete Tragflügelprofile

Kraftmessungen wurden an drei symmetrischen Profilen durchgeführt, zwei PTL IV und einem NACA 0015. Das PTL IV ist ein von der Fachhochschule Hamburg entworfenes Profil. Es kann durch folgendes, an die NACA-4-Digit-Series angelehntes Polynom beschrieben werden:

$$f(x) = \pm t(a_1\sqrt{(x/c)} + a_2(x/c) + a_3(x/c)^2 + a_4(x/c)^3 + a_5(x/c)^4). \quad (3.21)$$

Die Koeffizienten des Polynoms (3.21) ergeben sich zu

$$\begin{aligned} a_1 &= 1.26854 \\ a_2 &= -0.292071 \\ a_3 &= -1.34964 && \text{PTL IV} \\ a_4 &= 0.478002 \\ a_5 &= -0.104831 \end{aligned} \quad (3.22)$$

$c$  ist mit 158.1 mm die Profiltiefe und  $t$  mit 26.5 mm die maximale Profildicke. In der NACA Familie würde dem Profil ungefähr ein NACA-0017 entsprechen, wenn man das Verhältnis von Profildicke zu -tiefe betrachtet. Die Profilformen unterscheiden sich hauptsächlich darin, dass das PTL IV einen kleineren Nasenradius hat und im Bereich der Hinterkante etwas fülliger ist, als ein NACA 0017.

Das NACA 0015 wird ebenfalls durch ein Polynom der Form (3.21) beschrieben, wobei die Koeffizienten folgende Werte annehmen (Abbott und von Doenhoff, 1959):

$$\begin{aligned} a_1 &= 1.4845 \\ a_2 &= -0.6300 \\ a_3 &= -1.7580 && \text{NACA 0015} \\ a_4 &= 1.4215 \\ a_5 &= -0.5057. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Die beiden PTL IV Profile haben die gleiche Profiltiefe, unterscheiden sich aber in den Eigenschaften der Elektroden/Magnet-Anordnung. Tabelle 3.17 gibt eine Zusammenfassung der Profileigenschaften. Die Elektroden bzw. Magnetbreite  $a$  ist 10 mm beim PTL IV<sub>L</sub> und 5 mm beim PTL IV<sub>S</sub>. Die Lorentzkraftdichte nach Gleichung (2.46) klingt deshalb beim PTL IV<sub>L</sub> langsamer mit dem Wandabstand ab, als beim PTL IV<sub>S</sub>. Zudem unterscheiden sich die beiden PTL IV Profile im Elektrodenmaterial: das PTL IV<sub>L</sub> ist mit Edelstahlelektroden (Material Nummer 1.4301) ausgerüstet, das PTL IV<sub>S</sub> besitzt Titanelektroden, die mit RuO<sub>2</sub>/IrO<sub>2</sub> beschichtet sind. Der Elektrodenwerkstoff bestimmt wesentlich das Korrosionsverhalten der Elektroden. Der Edelstahl wird durch das anodisch entstehende Chlor (siehe Anhang A) stark angegriffen, die beschichteten Titanelektroden sind gegenüber dieser Belastung jedoch langzeitstabil. Da die Form der Elektroden die Profilkontur bestimmt, beeinflusst der Zustand der Elektroden auch das Strömungsverhalten. Auf die Auswahl eines geeigneten Elektrodenmaterials geht Anhang

### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

		PTL IV <sub>L</sub>	PTL IV <sub>S</sub>	NACA 0015
Profiltiefe	$c/\text{mm}$	158	158	667
maximale Profildicke	$t/\text{mm}$	26.5	26.5	100
Spannweite	$s/\text{mm}$	360	345	1088
	$s/c$	2.28	2.18	1.63
Elektrodenbreite	$a/\text{mm}$	10	5	10
	$a/c$	0.06	0.03	0.015
Beginn Elektroden	$x_s/\text{mm}$	12	6	25
Ende Elektroden	$x_e/\text{mm}$	131	134	563
Flussdichte	$B_0/\text{T}$	0.4	0.2	0.58
maximaler Gesamtstrom	$I_{\text{max}}/\text{A}$	50	50	1000
maximale Reynoldszahl	$Re_{\text{max}}/10^5$	1.2	1.2	3.7

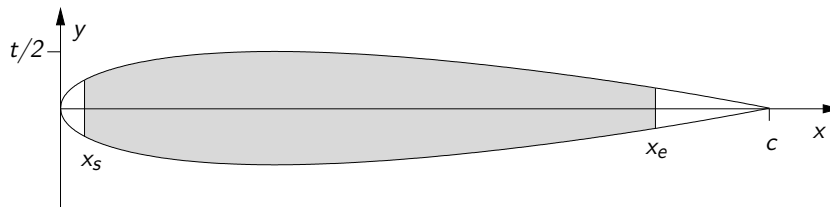


Abb. 3.17: Kennwerte der untersuchten Profile.

B ein. Das als PTL IV<sub>L</sub> bezeichnete Profil (Abbildung 3.21) wurde ebenso wie das NACA 0015 (Abbildung 3.24) am Institut für Physik in Riga gefertigt. Das in Abbildung 3.20 gezeigte PTL IV<sub>S</sub> Profil entstand am FZR. Das NACA 0015 ist ebenfalls mit Edelstahlelektroden ausgerüstet. Seine Profiltiefe beträgt mehr als das Vierfache der beiden PTL IV, was entsprechend höhere Reynoldszahlen bei gleicher Geschwindigkeit ermöglicht. Um ein Aspektverhältnis  $s/c > 1$  einzuhalten, musste auch die Spannweite im Vergleich zu den PTL IV Profilen erhöht werden. Während die Elektroinstallation der PTL IV Profile auf einen Gesamtstrom von 50 A ausgelegt ist, kann das NACA 0015 mit bis zu 1 kA gespeist werden.

Eine Schnittdarstellung der Elektroden/Magnet-Systeme aller drei Profile gibt Abbildung 3.18. Das PTL IV<sub>S</sub> ist aus den in Abbildung 3.19 gezeigten Segmenten aufgebaut. Die einzelnen Segmente wurden in Gießformen aus Epoxidharz hergestellt. Die äußeren Bohrungen im Segment dienen zur Aufnahme zweier Führungsstangen für den Zusammenbau der Segmente. Das Langloch im Zentrum der Segmente nimmt die Verkabelung auf. Einzelmagneten von 2 mm Dicke (Ausdehnung in Magnetisierungsrichtung) und einer Grundfläche von  $5 \times 5$  mm wurden direkt auf die Außenhaut der entsprechenden Epoxidharzformen geklebt, um die Magnetsegmente zu bilden. Die mit dieser einfachen Magnetanordnung und den dünnen Magneten erzielbare Feldstärke an der Magnetoberfläche beträgt  $B_0 = 0.2$  T. Die Elektrodensegmente bestehen aus jeweils zwei Titanelektroden, deren Außenseite mit Mischoxid beschichtet ist. Die Titanelektroden wurden durch Erodieren aus einem 5 mm starken Titanblech hergestellt und danach von Heraeus

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

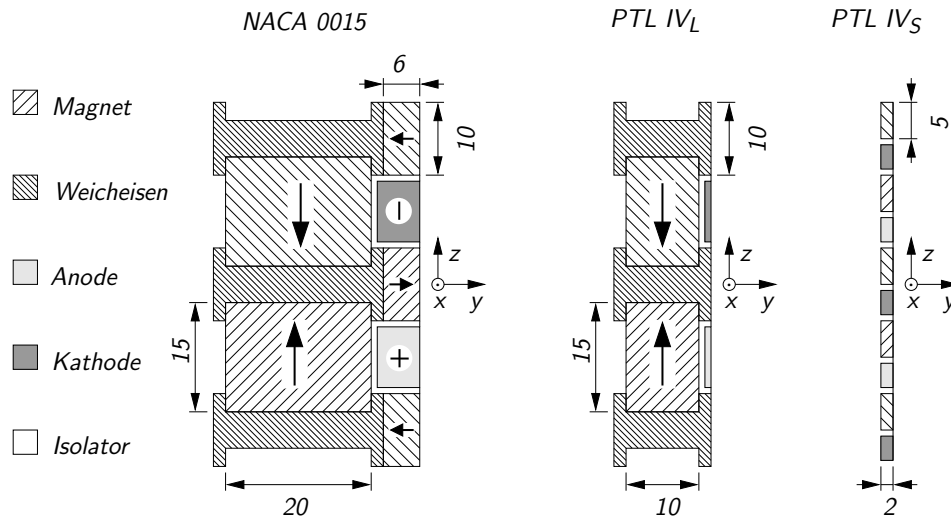


Abb. 3.18: Elektrode/Magnetsysteme der untersuchten Profile. Die Pfeile in den Magneten geben deren Magnetisierungsrichtung an.

Elektrochemie thermisch mit einer  $\text{RuO}_2/\text{IrO}_2$  Beschichtung versehen. Nach dem Einpassen der fertigen Elektroden in die Gießformen, wurden diese mit Epoxidharz verfüllt. Von jeder Elektrode ist ein elektrischer Anschluss in den Innenraum geführt, um später mit den Sammelleitern verbunden zu werden. Im Ergebnis entsteht die rechts in Abbildung 3.18 gezeigte einfache Umsetzung der Anordnung von Elektroden und Magneten aus Abbildung 2.7.

Das Magnetsystem des PTL IV<sub>L</sub> besteht aus Permanentmagneten des Typs, der bereits für die Plattenexperimente (Abschnitt 2.6) genutzt wurde. Die Höhe (Magnetisierungsrichtung) der Magnete beträgt 15 mm und ihre Breite 10 mm. Ein Einzelmagnet ist 50 mm lang. Das Ruder ist, wie im Mittelteil von Abbildung 3.18 gezeigt, aus Segmenten aufgebaut. Alternierend wechseln sich Weicheisenprofile mit Abschnitten ab, die im Inneren je 3 Magnete tragen und außen mit Edelstahlelektroden versehen sind. Die Magnete aufeinanderfolgender Segmente sind so ausgerichtet, dass ihre Magnetisierungsrichtung von einem Segment zum nächsten wechselt. Dadurch bilden die zwischengelagerten Weicheisenprofile effektive Magnetpole an der Außenfläche des Profils. Mit diesem Vorgehen lässt sich eine relativ hohe Feldstärke von  $B_0 = 0.4 \text{ T}$  erreichen, die allerdings aus konstruktiven Gründen zur Profilhinterkante zu leicht abnimmt, da die dort immer schmalere Form eine Verkleinerung der Permanentmagnete erzwingt. Die Edelstahlelektroden sind zwischen den Weicheisenprofilen und auf den Magneten befestigt und vom Grundmaterial elektrisch isoliert.

Das Magnetsystem des NACA 0015 ähnelt dem des PTL IV<sub>L</sub>. Wegen des verglichen mit den PTL IV Profilen großen Volumens bietet das NACA 0015 mehr Raum, der mit Permanentmagneten ausgefüllt werden kann. Dieser Umstand lässt sich zur weiteren Steigerung der an der Profilloberfläche wirkenden magnetischen Induktion nutzen. Zwischen den Weicheisenprofilen sind 20 mm breite, 15 mm hohe (Magnetisierungsrichtung) und 50 mm lange Magnete eingebaut. Auf den Weicheisenprofilen sind nach außen hin kleine

### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

Magnete ( $10 \times 6 \times 30$  mm) so befestigt, dass deren Magnetisierung die magnetische Induktion an der Oberfläche des Profils verstärkt und insgesamt ein  $B_0 = 0.58$  T ermöglicht. Die Elektroden bestehen aus Edelstahl und sind austauschbar.

#### 3.3.4 Versuchsaufbau

Die Versuche zum Ruderverhalten wurden im Umwelttank der HSVA durchgeführt. Für die Beschreibung der Versuchseinrichtung sei auf Abschnitt 2.6.2 verwiesen, es fand eine gleichartige NaCl-Lösung Verwendung, auch die eingebaute Düse entsprach der geschilderten. Mit der Maximalgeschwindigkeit von  $0.85 \text{ m s}^{-1}$  in der Messstrecke ergibt sich bei einer Wassertemperatur von  $\vartheta = 16.5^\circ\text{C}$  die größte mit den untersuchten PTL IV Profilen erreichbare Reynoldszahl zu  $Re \approx 1.2 \cdot 10^5$  bezogen auf die Profiltiefe. Bei dieser Reynoldszahl ist die Grenzschicht nominell noch laminar. An den Rändern der aktiven Flächen wurden beide Ruder mit Endscheiben aus 3 mm dickem Plexiglas versehen, 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 rund wie an der Vorderkante. Die Kanten der Endscheiben sind ebenfalls abgerundet.

Zum Aufzeichnen der Ruderkräfte an den PTL IV Profilen wurden die Profile an einer, auf Dehnungsmessstreifen basierenden, Dreikomponentenwaage der Firma Kempf & Remmers befestigt. Abbildung 3.22 zeigt den Messaufbau, der Betrachter blickt in Strömungsrichtung. Die Drehachse hat einen, in der Prinzipskizze 3.23 mit  $b$  bezeichneten, Abstand von 35 mm von der Profilvorderkante. Die Waage lieferte die Widerstandskraft  $W$  des Ruders in Strömungsrichtung, die Querkraft  $F_L$  und das Ruderschaftsmoment  $Q$ , d.h. das an der Profilachse gemessene Drehmoment, als Spannungssignal.  $r$  ist der

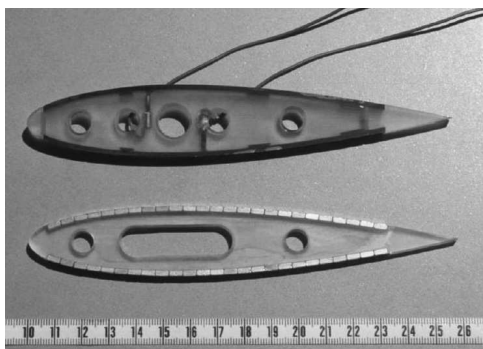


Abb. 3.19: Elektroden- (oben) und Magnetsegment (unten) des PTL IV<sub>S</sub>.

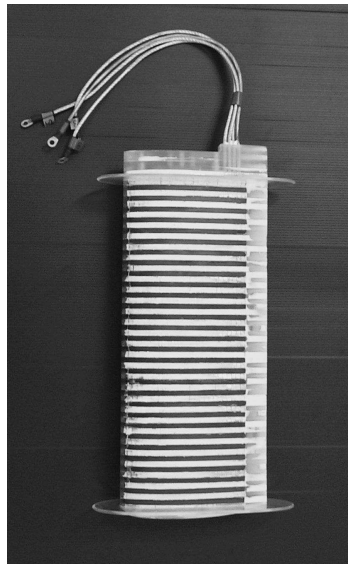


Abb. 3.20: PTL IV<sub>S</sub>.

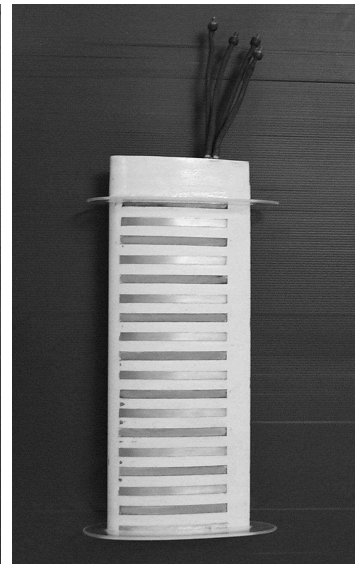


Abb. 3.21: PTL IV<sub>L</sub>.

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

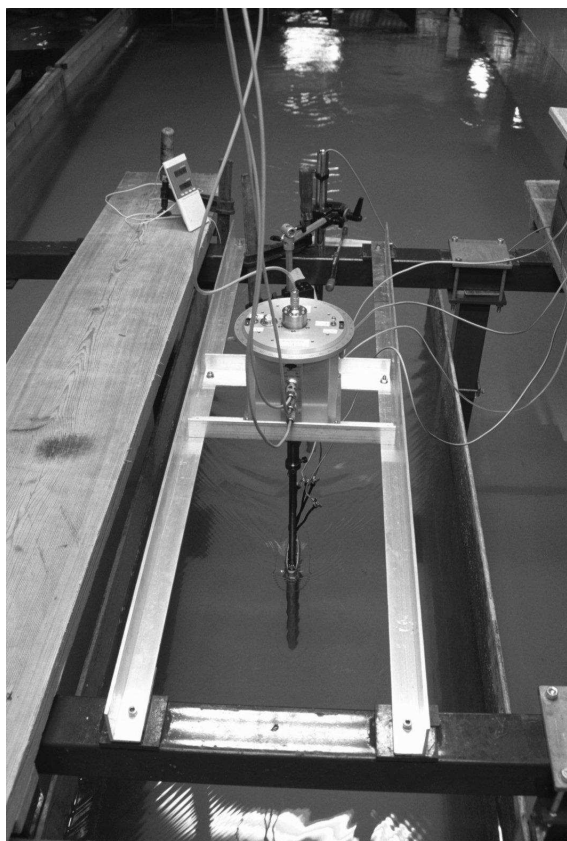


Abb. 3.22: Versuchsaufbau für die PTL IV Profile.

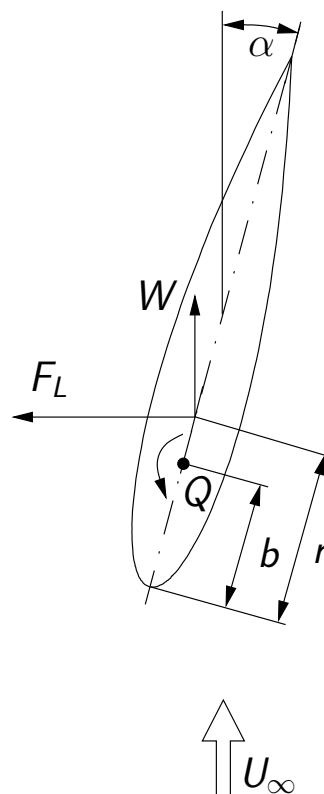


Abb. 3.23: Prinzipskizze des Versuchsaufbaus.

Abstand des als Druckpunkt bezeichneten Angriffspunktes der Auftriebs- und Widerstandskraft von der Profilverderrkante. Der Messbereich der Waage beträgt 0 bis 200 N für die Kräfte und 0 bis 200 Nm für das Drehmoment. 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 10 Hz. Sämtliche angegebenen Messwerte verstehen sich als Mittelwerte über einen Zeitraum von ca. 20 s. Die Ruder kennlinie wurde stets nach folgendem Muster bestimmt: vom Anstellwinkel  $\alpha = 0^\circ$  ausgehend wurde der Anstellwinkel in Schritten von  $3^\circ$  erhöht und für jeweils ca. 30 s konstant gehalten. Die resultierenden Kräfte zeigen kurz nach der Einstellung des neuen Anstellwinkels ein Einschwingverhalten, das die instationäre Reaktion der Strömung widerspiegelt („Böen-effekt“, siehe Kramer, 1932; Prandtl, 1956). Dieses Einschwingverhalten ging nicht in die Mittelung ein. In der Nähe des Strömungsabrisses sind die Winkelinkremente auf  $1^\circ$  verkleinert worden, um den Abrisspunkt genauer bestimmen zu können. Die Versuche mit angelegter Lorentzkraft verliefen nach gleichem Muster: nach Einstellen der Stromdichte wurde vom Winkel  $0^\circ$  beginnend die Ruderanstellung schrittweise erhöht und die resul-

### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

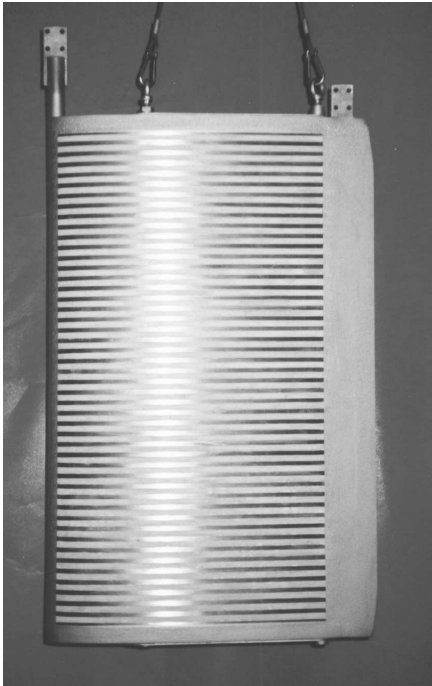


Abb. 3.24: NACA 0015 vor Montage im Kran.

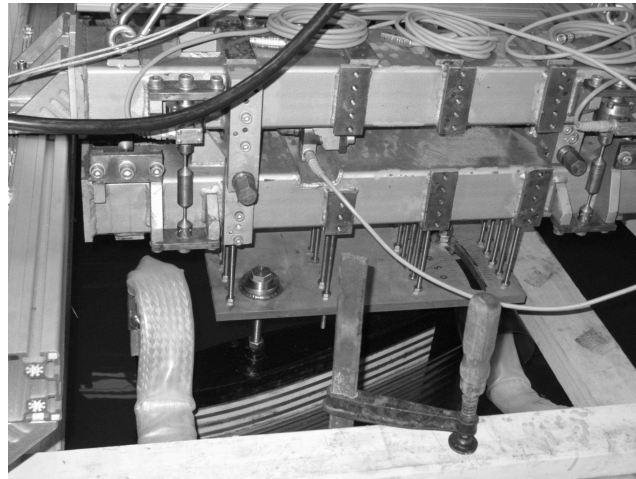


Abb. 3.25: Versuchsaufbau mit NACA 0015, Waage und Verdreheinrichtung.

tierenden Kräfte aufgezeichnet. Eine anfangs vermutete Hysterese beim Abreißen und Anlegen der Strömung unter Lorentzkrafteinfluss konnte nicht beobachtet werden. Die Elektroden speisung der beiden PTL IV Profile erfolgte durch eine geregelte Stromversorgung XKW 20–50 der Firma Zentro-Elektrik, die einen Maximalstrom von 50A bei 20V bereitstellte.

Im Vergleich zu den 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. Bei Verwendung der Düse mit einer Öffnungsweite von 800 mm ergäbe sich bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 25^\circ$  eine Versperrung, d.h. ein Verhältnis von in Strömungsrichtung projizierter Profilfläche zu Öffnungsweite der Düse, von ungefähr 0.35. Bei einer derart hohen Versperrung ist nicht nur mit einer allgemeinen Erhöhung der Auftriebsbeiwerte durch die Beschleunigung der Strömung zu rechnen, sondern auch mit einer nicht vernachlässigbaren Veränderung der Auftriebsverteilung am Profil (siehe Rae und Pope, 1984). Um die bei  $C_{Lmax}$  auftretenden Fehler korrigierbar zu halten, darf laut Pope (1954), das Verhältnis von Profiltiefe zu Kanalweite den Wert von 0.4 nicht überschreiten. Bei Verwendung der Düse betrüge das Verhältnis jedoch etwa 0.83, läge also weit oberhalb der zulässigen Höchstgrenze. Eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf andere Strömungsbedingungen wäre deshalb von vornherein fraglich. Deshalb wurde die Düse für die Versuche mit dem NACA 0015 nicht benutzt. Die Profiltiefe von 0.667 m entspricht etwa 1/5 der Kanalweite ohne Düse.

Die Nichtverwendung der Düse hat andererseits Auswirkungen auf die maximal er-

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkräften

reichbare Geschwindigkeit der Anströmung und die Strömungsqualität. Ohne Düse sinkt die Maximalgeschwindigkeit im Tank von  $0.85 \text{ m s}^{-1}$  auf  $0.67 \text{ m s}^{-1}$ . Der Turbulenzgrad erhöht sich beträchtlich.

Die für die Kraftmessungen an den PTL IV Profilen genutzte Ruderwaage der Firma Kempf & Remmers konnte für die Versuche mit dem NACA 0015 nicht verwendet werden. Das Gewicht dieses Profils von 172 kg und die auftretenden Absolutkräfte hätten die zulässige Belastung der Waage überschritten. Aus diesem Grunde musste auf eine 6-Komponenten-Kraftwaage ohne Verdrehrichtung zurückgegriffen werden. Die Waage ist mit 6 Kraftmessdosen der Firma Hottinger Baldwin Messtechnik GmbH ausgestattet. Die 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 3.25.

Die Stromzuführung erfolgte über flexible Kupferlitzen der Firma Druseidt Elektrotechnik ( $350 \text{ mm}^2$  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.

Im Unterschied zu den vorherigen Versuchen mit den PTL IV Profilen, wurden am NACA 0015 keine Endscheiben verwendet. Der Abstand zwischen dem unteren Profilenende und dem Kanalboden war mit 5 mm gering. Das obere Profilenende lag ca. 100 mm 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 10 Hz digitalisiert und einer 3 Hz Tiefpassfilterung unterzogen. Ein Messpunkt (festgehaltener Anstellwinkel, Geschwindigkeit und Stromstärke) ist die Mittelung der über einen Zeitraum von 80 s digitalisierten Messwerte. Die Erhöhung der Mittelungsdauer gegenüber den in den bisherigen Versuchen effektiv verwendeten ca. 20 s trägt der Tatsache Rechnung, dass sich durch die Vervielfachung der Profiltiefe die charakteristischen Frequenzen um den Faktor vier verkleinern.

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



### 3.3.5 Einfluss einer saugseitigen Lorentzkraft auf die aufgelösten Polaren

#### 3.3.5.1 Messungen an den PTL IV Profilen

##### Turbulator

Die Profilmströmung bei hohen Reynoldszahlen ( $Re > 10^6$ ) ist vom praktisch über der ganzen Profiloberfläche turbulenten Zustand der Grenzschicht geprägt. Bei kleineren Reynoldszahlen ist die Grenzschicht zumindest bereichsweise laminar. Daraus ergeben sich eine Reihe von Phänomenen, die die hier vorgestellten Messergebnisse beeinflussen können, im praktischen Einsatz wegen der dort wesentlich höheren Reynoldszahlen jedoch nicht zu erwarten sind. Eine kurze Darstellung einiger charakteristischer Phänomene findet sich in Weier et al. (2001). Für umfangreiche Übersichten sei auf Carmichael (1981), Lissaman (1983), Gad-el-Hak (1989) und Mueller und DeLaurier (2003) verwiesen.

Eine einschneidende Konsequenz der niedrigen Reynoldszahl ist der „unterkritische“ Zustand der Strömung (siehe Prandtl, 1956), d.h. die laminare Grenzschicht und deren starke Neigung zur Ablösung in Gebieten mit Druckanstieg. Turbulente Grenzschichten, wie sie bei praktisch allen Anwendungsfällen vorliegen, sind aufgrund des höheren Impulsaustauschs mit der Außenströmung in der Lage, wesentlich stärkeren Druckanstiegen ohne Ablösung standzuhalten. Der kritische Anstellwinkel eines Profils ist bei laminarer Grenzschicht deshalb deutlich kleiner, als der bei turbulenter Grenzschicht einstellbare. Carmichael (1981) gibt an, dass an Profilen bei mit der Profiltiefe gebildeten Reynoldszahlen  $Re < 7 \cdot 10^4$  die Strömungablösung vollständig durch die laminare Grenzschicht geprägt ist. Die abgelöste Strömung erstreckt sich stromab über die ganze restliche Profilfläche. Die Scherschicht zwischen der abgelösten Strömung über dem Profil und der Außenströmung wird rasch turbulent, da das Geschwindigkeitsprofil der Scherschicht einer Kelvin-Helmholtz Instabilität unterliegt<sup>5</sup>. Bei Reynoldszahlen oberhalb von etwa  $Re \approx 7 \cdot 10^4$  kann die turbulente Scherschicht wieder am Profil anlegen und folgt dessen Kontur dann als turbulente Grenzschicht. Das eingeschlossene Rezirkulationsgebiet wird als „laminare Ablöseblase“ bezeichnet. Ihre Lage und Ausdehnung ist unter anderem vom Anstellwinkel abhängig und beeinflusst die Profileigenschaften deutlich.

Abbildung 3.26 zeigt Auftriebspolaren für das PTL IV<sub>L</sub> bei  $Re = 3.8 \cdot 10^4$  und  $Re = 1.2 \cdot 10^5$ . Ohne den weiter unten erläuterten Turbulenzdraht löst die Strömung bei  $Re = 3.8 \cdot 10^4$  bereits bei einem Winkel von  $\alpha = 13^\circ$  ab, während sie bei  $Re = 1.2 \cdot 10^5$  noch bis  $\alpha = 19^\circ$  angelegt bleibt. Dementsprechend stellt sich für  $Re = 3.8 \cdot 10^4$  ein maximaler Auftriebskoeffizient von lediglich  $C_{Lmax} = 0.82$  ein, für  $Re = 1.2 \cdot 10^5$  erhöht sich der Wert auf  $C_{Lmax} = 1.04$ . Allein der Zustand der Grenzschicht bewirkt also Unterschiede im maximal erreichbaren Auftriebsbeiwert von mehr als 20%. Die Ergebnisse der Untersuchungen sollen eine Bestimmung des Skalierungsverhaltens der Ablösungsbeeinflussung durch Lorentzkraft ermöglichen. Deswegen und um den Einfluss des Grenzschichtzu-

---

<sup>5</sup>Eine freie Scherschicht ist unter der Annahme einer Parallelströmung immer instabil gegen langwellige Störungen, es existiert also keine kritische Reynoldszahl (siehe Michalke, 1972). Bei Betrachtung der durch die Viskosität bedingten Aufweitung der Scherschicht in Strömungsrichtung ergeben sich zwar kritische Reynoldszahlen größer Null, sie sind jedoch sehr klein.

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

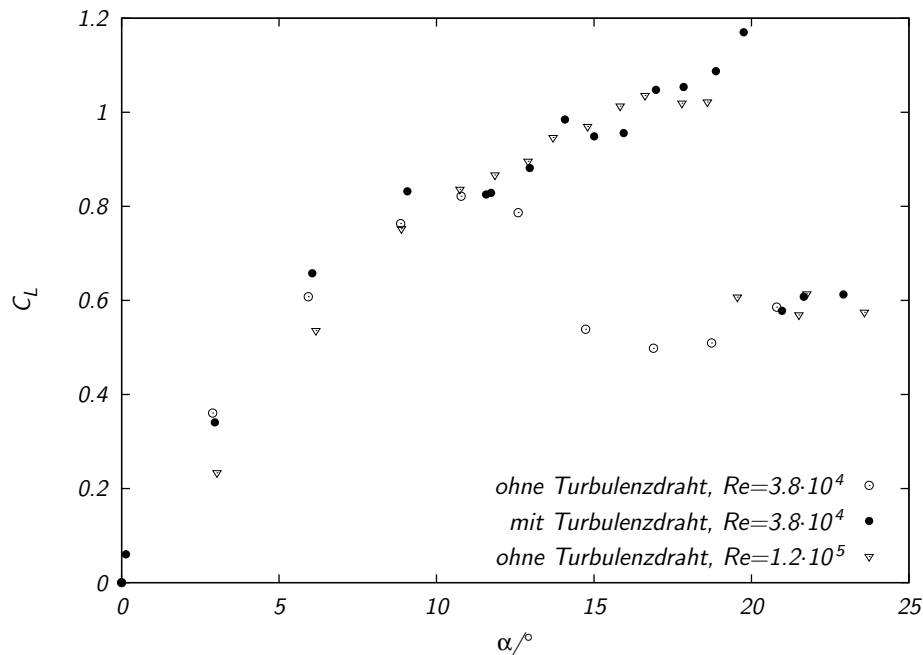


Abb. 3.26: Auftriebspolare des PTL IV<sub>L</sub> mit und ohne Turbulenzdraht.

standes auf die Wirkung der Lorentzkraft zu ermitteln, wurde bei einigen Versuchen der Grenzschichtumschlag stimuliert.

Bei kleinen Reynoldszahlen können geeignet angebrachte Störkörper (Turbulatoren) die Transition der Grenzschicht einleiten. Auf der Tragfläche lassen sich Turbulatoren unterschiedlicher Gestalt anbringen. Stolperdrähte und schmale Klebestreifen sind gebräuchliche zweidimensionale Turbulatoren; Klebebänder mit eingestanzten halbkugelförmigen Erhöhungen (Noppenbänder), Sandpapierstreifen, Zick-Zack-Streifen werden als verteilte Rauigkeiten eingesetzt. Eine ausführliche Übersicht bietet Carmichael (1981). 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 turbulente Grenzschicht von zu großer Dicke wäre wiederum anfällig für Ablösung. Die Platzierung der Turbulatoren auf der Profiloberfläche wird gewöhnlich so vorgenommen, dass die Grenzschicht knapp vor dem am Profil auftretenden Druckminimum umschlägt. Bei den untersuchten PTL IV Profilen können die Turbulatoren jedoch nur im unmittelbar der Profilverderrkante nachgelagerten Bereich angebracht werden, da eine Überdeckung der Elektroden eine Veränderung der Lorentzkraftverteilung nach sich zöge. Drei verschiedene Flächenrauigkeiten wurden mit dieser Einschränkung am PTL IV<sub>L</sub> getestet (siehe Weier et al., 2001), jedoch insgesamt für unzureichend befunden.

Eine weitere Möglichkeit zur Transitionsbeschleunigung ist ein Vorspannfaden nach Schmitz (1942). Dieser Vorspannfaden, auch als Turbulenzdraht bezeichnet, ist ein vor die Profilverderrkante gespannter Draht oder Faden. Schmitz (1942) berichtet, dass ein Turbulenzdraht die Umströmung eines Gö 625 Profils so beeinflusst, dass es sich bereits

### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

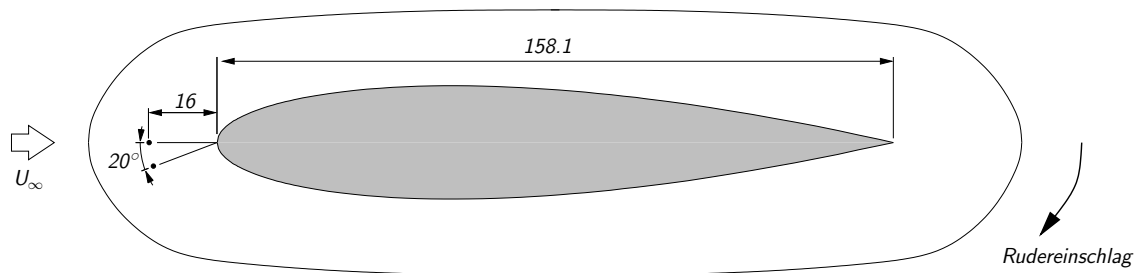


Abb. 3.27: Turbulenzdrähte am PTL IV<sub>L</sub>.

bei  $Re \approx 2 \cdot 10^4$  wie bei turbulenter Grenzschicht verhält. Ohne den Turbulenzdraht ist das erst ab  $Re = 1.05 \cdot 10^5$  der Fall. Der Einfluss der Platzierung und Dicke des Turbulenzdrahtes auf seine Wirksamkeit wird von Schmitz (1953) ebenfalls anhand des Gö 625 Profils diskutiert. Bei festgehaltener Position des Drahtes in Strömungsrichtung ( $x$  in Abbildung 3.17) wurde die Höhenlage ( $y$  in Abbildung 3.17) des Drahtes von Schmitz (1953) variiert. Bei einem Anstellwinkel von  $0^\circ$  ist die Wirksamkeit des Turbulenzdrahtes in einem relativ weiten Bereich von Höhenlagen gegeben. Der Bereich wird mit zunehmendem Anstellwinkel und abnehmender Reynoldszahl schmaler und lokalisiert sich in immer engerer Nachbarschaft zum Staupunkt. Weitere Versuche ergaben, dass eine Verringerung des Abstands Draht zu Profilverkante auf 10% der Profiltiefe die Winkelabhängigkeit der Drahtwirkung mindert. Ein Draht von 1 mm Durchmesser hat sich als wirksam erwiesen. Ein dünnerer Draht (0.2 mm) arbeitete erst zufriedenstellend, wenn er zum Schwingen gebracht wurde.

Am PTL IV<sub>L</sub> dienten zwei Edelstahl-Schweißdrähte von 1 mm Durchmesser, die zwischen die Endscheiben gespannt waren, als Turbulenzdrähte. Sie waren an den in Abbildung 3.27 gekennzeichneten Stellen angebracht. Die mit dem Drahtdurchmesser gebildete Reynoldszahl  $Re_{\text{Draht}}$  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 16 mm vor der Profilverkante auf der Mittellinie des Ruders angebracht, ein zweiter um  $20^\circ$  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. mit der von White (1991) angegebenen Formel von Sucker und Brauer

$$C_{D_{\text{Draht}}} = 1.18 + \frac{6.8}{Re_{\text{Draht}}^{0.89}} + \frac{1.96}{Re_{\text{Draht}}^{1/2}} - \frac{0.0004 Re_{\text{Draht}}}{1 + 3.64 \cdot 10^{-7} Re_{\text{Draht}}^2} \quad (3.24)$$

berechnet werden, welche im Bereich  $10^{-4} < Re_{\text{Draht}} < 2 \cdot 10^5$  gilt.  $Re_{\text{Draht}}$  bezeichnet die mit dem Drahtdurchmesser gebildete Reynoldszahl. Der zusätzliche Widerstand der Drähte geht in die Messwerte für den Profilwiderstand ein. Sein Anteil beträgt bei  $\alpha = 0^\circ$  und  $Re = 3.8 \cdot 10^4$  etwa 24% des Gesamtwiderstandes und sinkt auf ca. 14% für  $\alpha = 0^\circ$ ,

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

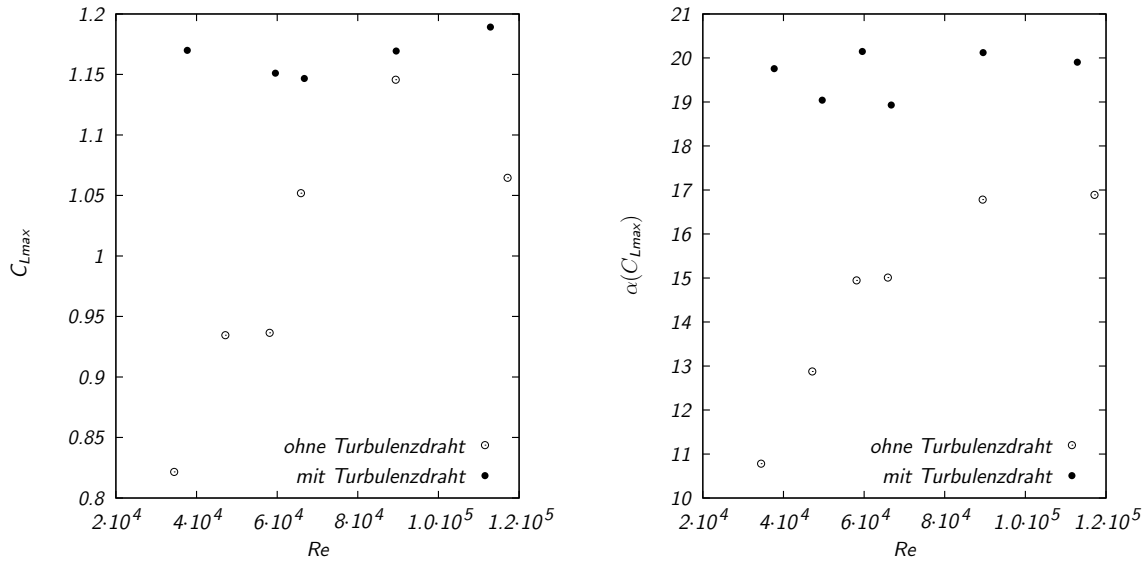


Abb. 3.28: Entwicklung des maximal erzielbaren Auftriebskoeffizienten (links) und des korrespondierenden Anstellwinkels (rechts) mit der Reynoldszahl für das PTL IV<sub>L</sub> mit und ohne Turbulenzdraht.

$Re = 1.2 \cdot 10^5$ . Mit wachsendem Anstellwinkel nimmt der prozentuale Anteil ebenfalls ab und beträgt bei  $25^\circ$  und  $Re = 3.8 \cdot 10^4$ , also vollständig abgelöster Strömung, noch etwa 3%.

Abbildung 3.28 stellt die Entwicklung des maximalen Auftriebskoeffizienten und des korrespondierenden Anstellwinkels mit der Reynoldszahl für das PTL IV<sub>L</sub> 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 (siehe Lissaman, 1983).

Die Messungen mit Turbulenzdraht zeigen für alle Reynoldszahlen etwa konstante Werte für den maximalen Auftriebskoeffizienten und die entsprechenden Anstellwinkel. Das lässt darauf schließen, dass bei den mit Turbulenzdraht aufgenommenen Kennlinien der Strömungsabriss von den Eigenschaften einer turbulenten Grenzschicht geprägt ist.

#### Aufgelöste Polaren

Die mit den PTL IV Profilen ausgeführten Messungen umfassen einen Reynoldszahlbereich von  $3.5 \cdot 10^4$  bis  $1.2 \cdot 10^5$  und Wechselwirkungsparameter nach Gleichung (3.20) von  $N = 0 \dots 4.5$ . Die Abbildungen 3.29 und 3.30 zeigen ausgewählte Verläufe des Auftriebs- (3.4) und des analog gebildeten Widerstandskoeffizienten

$$C_D = \frac{W}{U_\infty^2 \frac{\rho}{2} c s}. \quad (3.25)$$

über dem Anstellwinkel  $\alpha$ .  $W$  bezeichnet die am Profil gemessene Kraft in Richtung der Anströmung,  $U_\infty$  deren Geschwindigkeit,  $\rho$  die Fluid-dichte,  $c$  die Tiefe und  $s$  die

### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

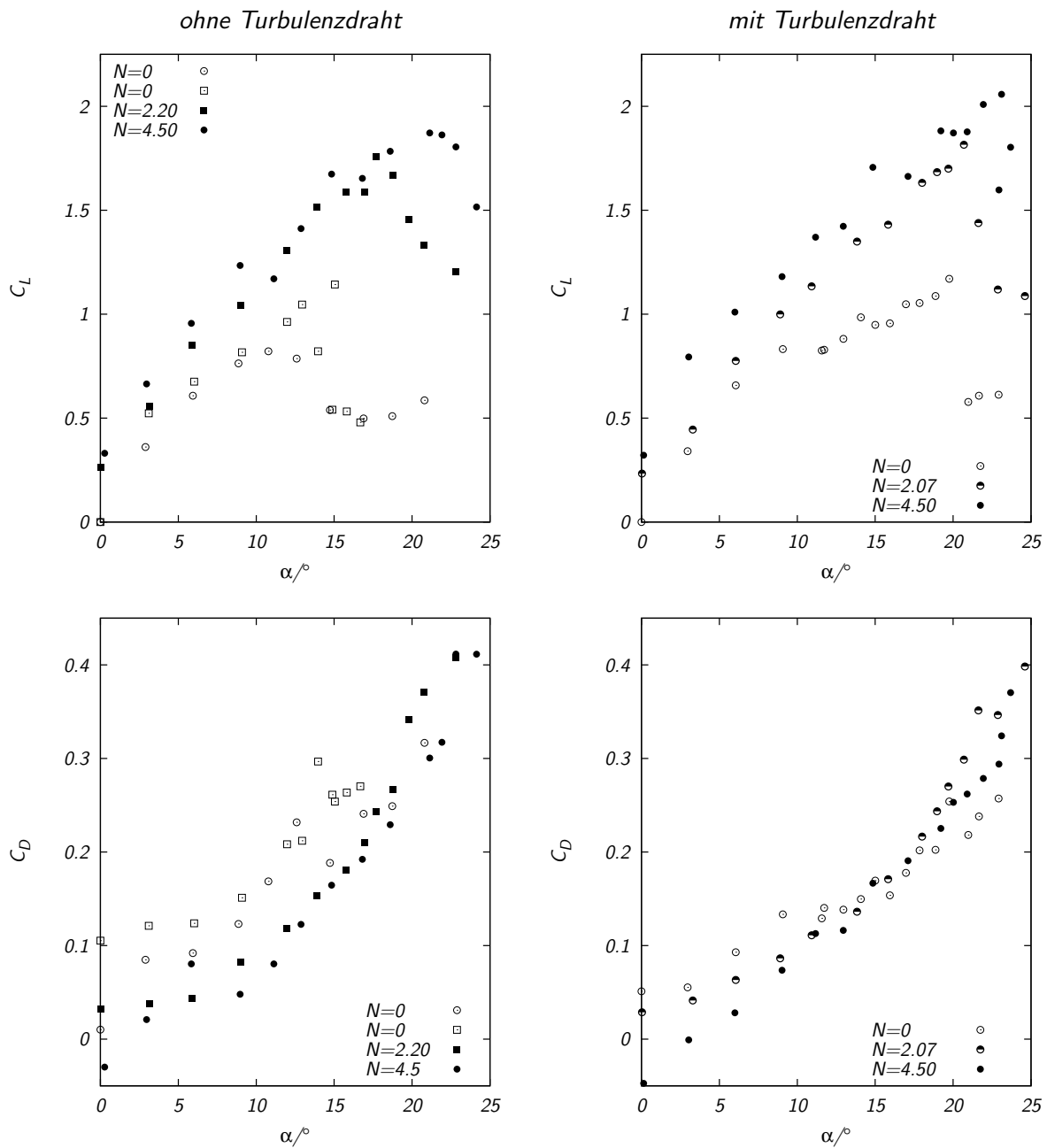


Abb. 3.29: Auftriebs- (oben) und Widerstandspolare (unten) des PTL IV<sub>L</sub> bei  $Re = 3.5 \cdot 10^4$ . Links ohne und rechts mit Turbulenzdraht. □ und ■ sind Messpunkte bei stärker korrodierten Anoden.

Spannweite des Profils.

Abbildung 3.29 gibt Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte für das PTL IV<sub>L</sub> bei  $Re = 3.5 \cdot 10^4$  wieder. Die beim PTL IV<sub>L</sub> verwendeten Edelmetallektroden korrodierten während der Messungen, was zu einer Veränderung der Profilform besonders im Bereich der

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

Vorderkante führte. Die Diagramme für das PTL IV<sub>L</sub> ohne Turbulenzdraht im linken Teil von Abbildung 3.29 zeigen deshalb Messungen mit intakten und mit stark korrodierten Anoden. Wie am  $C_L$ - $\alpha$ -Verlauf, d.h. der Auftriebspolare, bei unbeeinflusster Strömung ( $N = 0$ ) zu erkennen ist, führt die Anodenkorrosion zu einer deutlichen Veränderung des Profilverhaltens. So verschiebt sich der Strömungsabriss von ursprünglich  $\alpha = 12.5^\circ$  für die intakten Anoden auf  $\alpha = 15^\circ$  bei korrodierten Anoden. Dem entspricht eine Erhöhung des maximalen Auftriebskoeffizienten von  $C_{L\max} = 0.82$  am ursprünglichen Profil auf  $C_{L\max} = 1.14$  am korrodierten. Diese deutliche Veränderung der Profileigenschaften ist auch bei Berücksichtigung der allgemeinen Streuung der Messwerte signifikant. Die Wirkung der scharfkantigen Rücksprünge – den Extremfall zeigt Abbildung B.1 in Anhang B – an den korrodierten Anoden ist der eines Turbulators vergleichbar, offensichtlich wird die Transition der Grenzschicht gefördert.

Wird durch Anlegen von Spannung an den Elektroden eine in Strömungsrichtung wirkende Lorentzkraft von  $N = 2.20$  an der Saugseite des Profils erzeugt, verschiebt sich der kritische Anstellwinkel von  $\alpha = 15^\circ$  auf  $\alpha = 18^\circ$ . Beide Werte sind am Profil mit korrodierten Anoden aufgenommen. Der maximale Auftriebsbeiwert wird von  $C_{L\max} = 1.14$  auf  $C_{L\max} = 1.76$ , d.h. um etwa 54% erhöht. Ein Wechselwirkungsparameter von  $N = 4.50$  bewirkt bei nicht bzw. nur schwach korrodierten Anoden eine Verschiebung des Strömungsabrisses von  $\alpha = 12.5^\circ$  auf  $\alpha = 22.8^\circ$ . Der maximale Auftriebsbeiwert erhöht sich dadurch von  $C_{L\max} = 0.82$  auf  $C_{L\max} = 1.87$ , d.h. um ca. 128%. Man erkennt zudem, dass bei Anlegen der Lorentzkraft der Auftriebskoeffizient bereits bei kleinen Anstellwinkeln ( $0^\circ \leq \alpha \leq 10^\circ$ ) mit dem Wechselwirkungsparameter zunimmt. Diese Auftriebszunahme wird von der Beschleunigung der noch angelegten saugseitigen Strömung durch die Lorentzkraft verursacht und näher in Abschnitt 3.3.6 diskutiert. Die Auftriebszunahme mit dem Wechselwirkungsparameter ist im Winkelbereich  $12^\circ \leq \alpha \leq 19^\circ$  durch die wegen der unterschiedlich fortgeschrittenen Korrosion abweichenden Profileigenschaften überschattet.

Die gemessenen Widerstandskoeffizienten  $C_D$  schwanken stärker, da die korrespondierenden Kräfte lediglich einige 10 mN betragen und sich damit an der unteren Grenze des Messbereichs bewegen. Tendenziell ist zu erkennen, dass die Schubwirkung der Lorentzkraft den Gesamtwiderstand des Profils senkt.

Die im rechten Teil von Abbildung 3.29 wiedergegebenen Messungen mit Turbulenzdraht bei  $Re = 3.5 \cdot 10^4$  wurden für alle eingetragenen Wechselwirkungsparameter mit wenig korrodierten Anoden ausgeführt. Ohne Lorentzkraft reißt die saugseitige Strömung bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 19.7^\circ$  ab. Der maximale Auftriebskoeffizient beträgt  $C_{L\max} = 1.17$ . Für einen Wechselwirkungsparameter von  $N = 2.07$  verschiebt sich der Strömungsabriss zu einem Anstellwinkel von  $\alpha = 20.7^\circ$ , der maximale Auftriebsbeiwert erhöht sich auf  $C_{L\max} = 1.82$ , 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  $C_{L\max} = 2.06$ , erhöht sich also um etwa 76% gegenüber dem unbeeinflussten Fall.

Die Widerstandsbeiwerte nehmen bei kleinen Anstellwinkeln mit zunehmendem  $N$  ab. Das für  $\alpha \geq 15^\circ$  auftretende Verhalten eines mit dem Wechselwirkungsparameter zuneh-

### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

menden Widerstandes trat ähnlich und reproduzierbar auch bei Messungen mit Turbulenzdraht am PTL IV<sub>L</sub> und Reynoldszahlen von  $Re = 5.0 \cdot 10^4$  (Abbildung 3.30 rechts) und  $Re = 6.1, 9.5, 12 \cdot 10^4$  auf (nicht dargestellt). Es lässt sich mit einer Zunahme des induzierten Widerstandes begründen. Nach der Tragflügeltheorie (siehe Prandtl, 1956) 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  $C_{dfp}$  und einen Anteil für den induzierten Widerstand  $C_{di}$  zerlegt werden:

$$C_D = C_{dfp} + C_{di}. \quad (3.26)$$

Während der Profilwiderstand durch den Reibungs- und Formwiderstand bestimmt wird, entsteht der induzierte Widerstand aufgrund der an freien Flügelen ablösenden Wirbel. Bei einer Tragfläche unendlicher Spannweite tritt kein induzierter Widerstand auf. Ein Profil zwischen Endscheiben verhält sich jedoch nicht wie eine in Spannrichtung unendlich ausgedehnte Tragfläche. Vielmehr lösen auch an den von Endscheiben begrenzten Flügelen Wirbel ab (vergleiche Albring, 1961). Sie entstehen durch Reibungseinflüsse in den Kehlen zwischen Profil und Endscheiben. Aus Potentialströmungsbetrachtungen erhält man für den Beiwert des induzierten Widerstandes von Tragflächen mit freien Enden folgende Gleichung:

$$C_{di} = \frac{C_L^2 c}{\pi s} \quad (3.27)$$

Gleichung (3.27) zeigt nach Albring (1961) noch bis zu Aspektverhältnissen  $s/c \geq 3$  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 dem Wechselwirkungsparameter wie folgt erklären: bei kleinen Anstellwinkeln sind die Widerstandsbeiwerte für  $N > 0$  niedriger als für  $N = 0$ , da der Profilwiderstand  $C_{dfp}$  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  $C_{di}$  überwiegt ab einem bestimmten Winkel die ursprüngliche Widerstandsreduzierung, die  $C_D$ - $\alpha$ -Kurven (Widerstandspolaren) 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 Widerstandspolaren wird also gar nicht erreicht. Bei höheren Reynoldszahlen (ab  $Re = 8.9 \cdot 10^4$ , nicht dargestellt) lässt sich ein dem Profil mit Turbulenzdraht vergleichbares Verhalten beobachten.

Abbildung 3.30 zeigt links die Auftriebs- und Widerstandspolare für das PTL IV<sub>L</sub> ohne Turbulenzdraht bei  $Re = 5.0 \cdot 10^4$  und verschiedenen Wechselwirkungsparametern. Auch hier sind Messungen mit stark korrodierten und intakten Anoden zusammengefasst. Bei  $N = 0$  ergibt sich mit korrodierten Anoden gegenüber dem intakten Zustand eine Verschiebung des kritischen Anstellwinkels von  $\alpha = 12.9^\circ$  auf  $\alpha = 14.8^\circ$ . Der maximale Auftriebskoeffizient wird durch die Veränderung der Profilform von  $C_{Lmax} = 0.93$

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

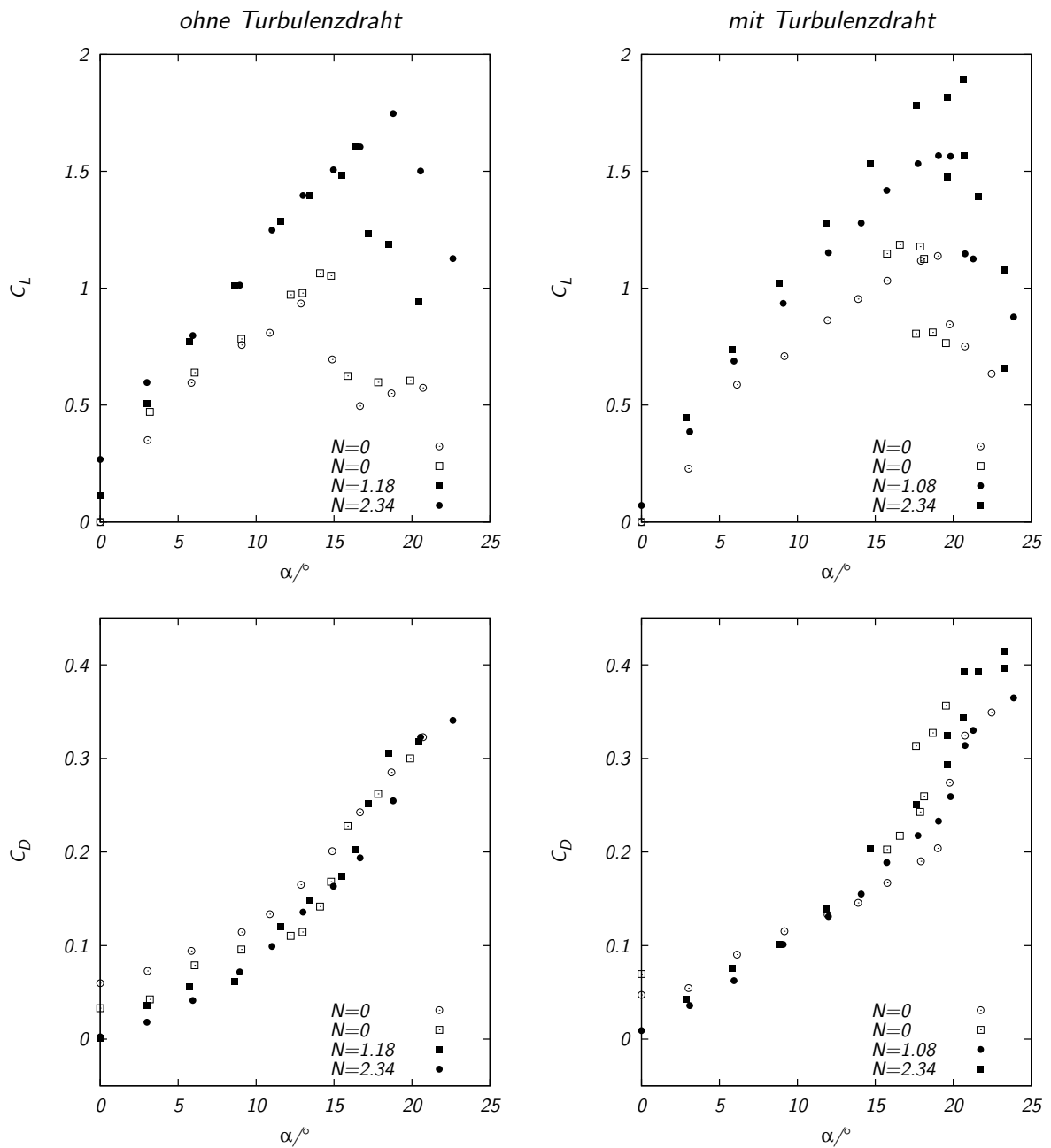


Abb. 3.30: Auftriebs- (oben) und Widerstandspolare (unten) des PTL IV<sub>L</sub> bei  $Re = 5.0 \cdot 10^4$ . Links ohne und rechts mit Turbulenzdraht.  $\square$  und  $\blacksquare$  sind Messpunkte bei stärker korrodierten Anoden.

auf  $C_{Lmax} = 1.05$  erhöht. Eine Lorentzkraft mit  $N = 1.18$  am Profil mit korrodierten Anoden lässt die Strömung erst bei  $\alpha = 16.6^\circ$  abreißen. Es wird ein maximaler Auftriebskoeffizient von  $C_{Lmax} = 1.65$  erreicht, was einer Erhöhung um etwa 57% gegenüber dem Zustand ohne Lorentzkraft entspricht. Am Profil mit intakten Anoden führt ein Wech-



### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

selwirkungparameter von  $N = 2.34$  zu einer Verschiebung des kritischen Anstellwinkels auf  $\alpha = 18.9^\circ$ . Der maximale Auftriebsbeiwert erhöht sich auf  $C_{L\max} = 1.75$ , d.h. um etwa 88% gegenüber  $N = 0$ .

Die im rechten Teil von Abbildung 3.30 wiedergegebenen Messwerte für das PTL IV<sub>L</sub> mit Turbulenzdraht bei  $Re = 5.0 \cdot 10^4$  sind wiederum teilweise mit intakten und teilweise mit korrodierten Anoden aufgenommen. In Abhängigkeit vom Anodenzustand verändern sich auch die aufgelösten Polaren für  $N = 0$ , wie das ebenfalls bei den Messungen ohne Turbulenzdraht der Fall ist. Die Strömung reagiert jedoch unter dem 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 Anstellwinkeln beobachtet, löst die Strömung bei vorhandenem Turbulenzdraht und korrodierten Anoden eher ab, als am intakten Profil. In der laminaren Grenzschicht am Profil ohne Turbulenzdraht beschleunigt die durch den Rücksprung an den Anoden ausgelöste Störung den Grenzschichtumschlag und verzögert so die Ablösung der Strömung. Die durch den Turbulenzdraht schon zum Umschlag gebrachte Grenzschicht hingegen löst aufgrund der scharfen Oberflächenunebenheiten eher ab, als am glatten Ruder. Trotzdem wird bei vergleichbaren Reynoldszahlen auch am Ruder mit stark korrodierten Anoden der vollständige Abriss der saugseitigen Strömung durch den Turbulenzdraht zu höheren Anstellwinkeln verschoben. Am intakten Profil ohne Lorentzkraft reißt die Strömung bei  $\alpha = 19^\circ$  ab, der maximal erreichte Auftriebskoeffizient beträgt  $C_{L\max} = 1.14$ . Am Profil mit korrodierten Anoden tritt der Strömungsabriss bei  $\alpha = 17.9^\circ$  auf, es wird ein maximaler Auftriebskoeffizient von  $C_{L\max} = 1.18$  erreicht. Ein Wechselwirkungsparameter von  $N = 1.08$  am Profil mit intakten Anoden beeinflusst den kritischen Winkel nicht, er bleibt bei  $\alpha = 19^\circ$ , jedoch wird der maximale Auftriebsbeiwert auf  $C_{L\max} = 1.57$ , d.h. um etwa 37% gegenüber  $N = 0$ , erhöht. Am Profil mit korrodierten Anoden führt ein Wechselwirkungsparameter von  $N = 2.34$  zur Erhöhung des kritischen Winkels auf  $\alpha = 20.6^\circ$  womit eine Steigerung des Maximalauftriebes auf  $C_{L\max} = 1.89$  einhergeht.

Die Widerstandsbeiwerte zeigen für das intakte Profil das auch in Abbildung 3.29 rechts gefundene Verhalten: für kleine Winkel ist der Widerstandsbeiwert bei  $N = 0$  größer als für  $N > 0$ , bei hohen Anstellwinkeln liegt er jedoch unter dem für  $N > 0$  gemessenen.

#### 3.3.5.2 Messungen am NACA 0015

Abbildung 3.31 zeigt links die aufgelösten Polaren für das NACA 0015 bei  $Re = 1.1 \cdot 10^5$ . Bedingt durch die auch hier auftretende Korrosion der Anoden sind die einzelnen Messpunkte unterschiedlichen Profilständen zuzuordnen. Die maximalen Rauigkeitshöhen sind jedoch absolut ( $< 0.5$  mm) und vor allem, der deutlich größeren Profiltiefe wegen, relativ wesentlich geringer als am PTL IV<sub>L</sub>. Um die Korrosion der Anoden und damit deren Einfluss auf das Profilverhalten möglichst gering zu halten, sind bei Stromfluss Messpunkte nicht im ganzen Winkelbereich, 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 saugseitige Lorentzkraft zu rechnen war, aufgenommen worden. Die Auftriebs-

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

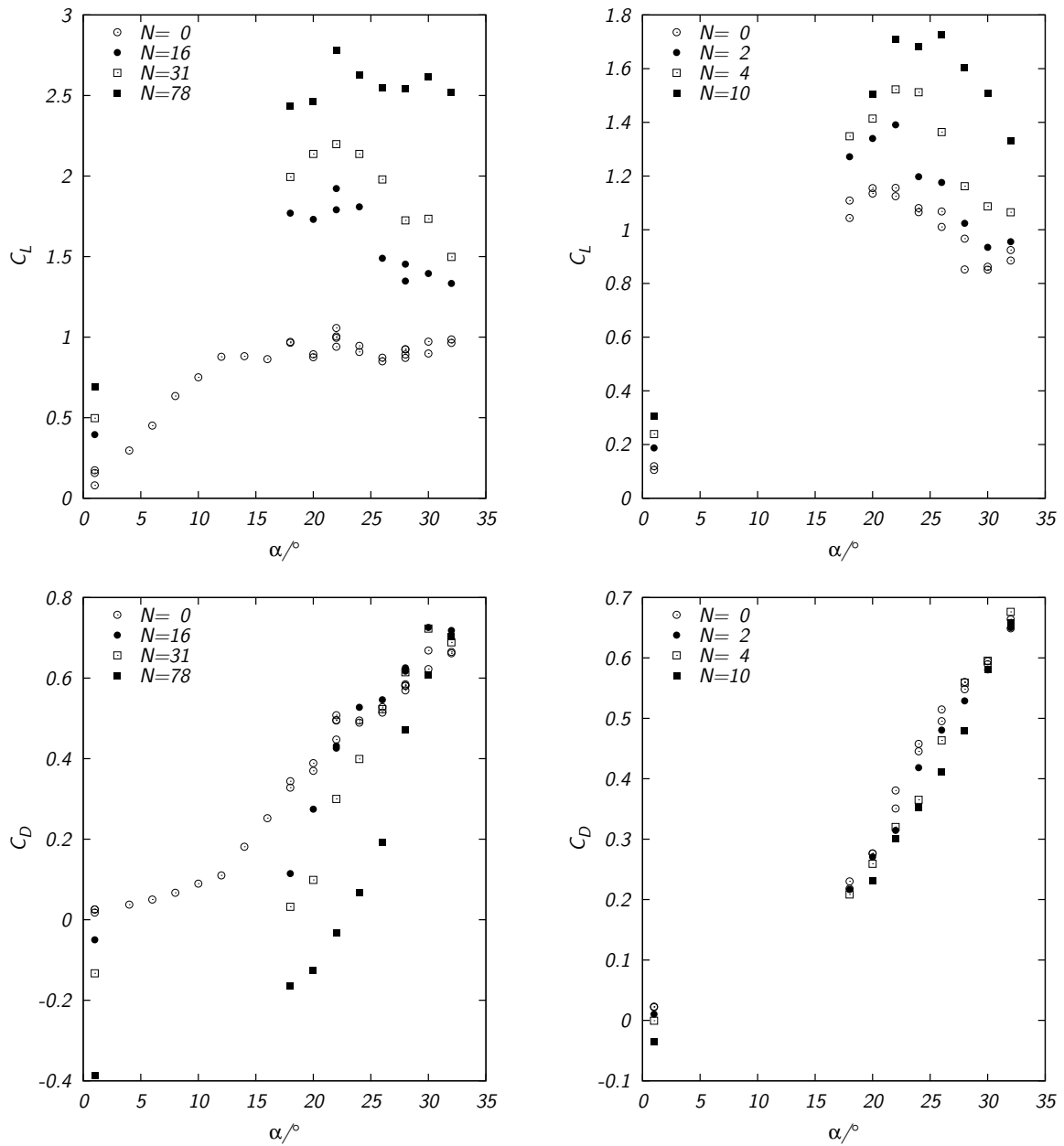


Abb. 3.31: Aufgelöste Polaren für das NACA 0015 bei  $Re = 1.1 \cdot 10^5$  (links) und  $Re = 3.0 \cdot 10^5$  (rechts).

polare legt den Schluss nahe, dass die Grenzschicht am Profil vor dem Ablösen noch laminar ist. Die Ablösung, gekennzeichnet durch den sowohl in der Auftriebs- als auch in der Widerstandspolare auftretenden Knick, tritt bereits für  $\alpha > 13^\circ$  auf. Es wird ein maximaler Auftriebsbeiwert von  $C_{L_{\max}} = 0.97$  erreicht. Mit der kleinsten aufgeprägten Lorentzkraft von  $N = 16$  ist die saugseitige Strömung beim hier kleinsten vermessenen Anstellwinkel ungleich Null,  $\alpha = 18^\circ$ , angelegt. Dem Auftriebsbeiwert nach zu urteilen,

### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

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 Profildbereich auftritt und mit dem Anstellwinkel in Richtung Profilvorderkante wandert. Der maximal erreichte Auftriebsbeiwert beträgt bei  $N = 16$   $C_{L\max} = 1.91$ , was einer Erhöhung um etwa 97% gegenüber  $N = 0$  entspricht. Eine weitere Steigerung des Wechselwirkungsparameters resultiert wie erwartet in einer zusätzlichen Auftriebssteigerung. Beim Höchstwert der angelegten Lorentzkraft, die einem  $N$  von 78 entspricht, ergibt sich ein maximaler Auftriebsbeiwert von  $C_{L\max} = 2.79$ , was den Wert bei  $N = 0$  um 188% übersteigt.

Die in Abbildung 3.31 rechts wiedergegebenen Auftriebspolaren für das NACA 0015 bei  $Re = 3.0 \cdot 10^5$  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 für  $N = 0$  ist mit  $\alpha = 22^\circ$  im Vergleich zu dem bei  $Re = 1.1 \cdot 10^5$  gemessenen von  $\alpha = 13^\circ$  relativ groß. Das lässt auf eine saugseitige Grenzschicht schließen, die vor dem endgültigen Ablösen turbulent war. Entsprechend dem erhöhten kritischen Anstellwinkel ergibt sich auch für den maximalen Auftriebskoeffizienten mit  $C_{L\max} = 1.16$  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 angelegten Lorentzkraft von  $N = 10$  tritt der maximale Auftriebsbeiwert von  $C_{L\max} = 1.72$  bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 26^\circ$  auf. Der maximal erzielbare Auftrieb wurde damit um etwa 48% gesteigert.

#### 3.3.6 Lorentzkrafteinfluss bei konstantem Anstellwinkel

Abbildung 3.32 zeigt die Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte des parallel ( $\alpha = 0^\circ$ ) angeströmten NACA 0015 für Reynoldszahlen  $1.16 \cdot 10^5 \leq Re \leq 3.70 \cdot 10^5$  über dem Wechselwirkungsparameter. Die Messwerte folgen für den Widerstandsbeiwert  $C_D$  gut einer Geraden, die für den gesamten vermessenen Reynoldszahlbereich durch

$$C_D = 0.0239 - 0.00609 \cdot N \quad (3.28)$$

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

$$C_L = 0.0589 \cdot N^{0.521} \quad (3.29)$$

gut beschrieben wird. Die Unabhängigkeit der Beziehungen (3.28) und (3.29) von der Reynoldszahl ist offensichtlich auf die Tatsache zurückzuführen, dass die Strömung am parallel angeströmten Profil im wesentlichen angelegt ist.

Einen direkten Vergleich der Verminderung des auf das Profil wirkenden Widerstandes mit dem durch die Lorentzkraft eingebrachten Impuls ermöglicht die Definition eines

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

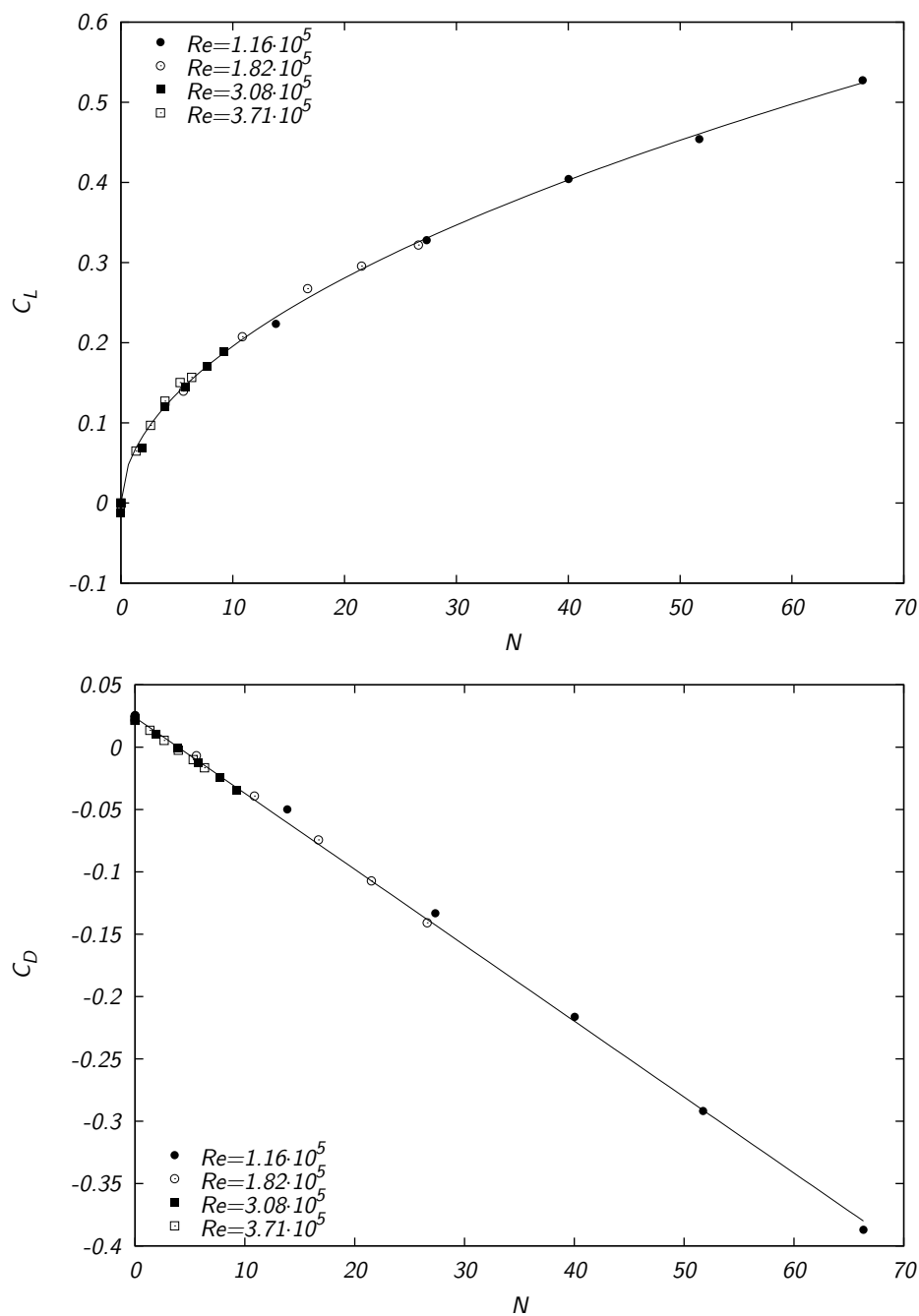


Abb. 3.32: Auftriebs- (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) für das NACA 0015 aufgetragen über dem Wechselwirkungsparameter bei  $\alpha = 0^\circ$  und verschiedenen Reynoldszahlen mit den Ausgleichskurven (3.29) und (3.28).

elektromagnetohydrodynamischen (EMHD) Impulskoeffizienten. Dieser wird in Analogie zu dem beim Ausblasen verwendeten Impulskoeffizienten (3.6) als Verhältnis von der integral eingetragenen Lorentzkraft  $F_I$  nach Gleichung (2.50) zum Produkt aus dynamischem

### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

Druck der Anströmung und Profillfläche definiert:

$$C_{\mu\text{EMHD}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{a j_0 B_0}{\rho U_\infty^2} \cdot \frac{x_e - x_s}{c}. \quad (3.30)$$

$a$  ist die Breite der Magneten und Elektroden nach Abbildung 2.7,  $j_0$  die angelegte Stromdichte und  $B_0$  die Normalenkomponente der magnetischen Flussdichte an der Oberfläche der Permanentmagnete<sup>6</sup>. Der mit Elektroden und Magneten ausgerüstete Teil des Profils erstreckt sich über die ganze Spannweite und, wie in Tabelle 3.17 dargestellt, von  $x_s$  bis  $x_e$  der Profiltiefe  $c$ .  $\rho$  bezeichnet die Fluidichte und  $U_\infty$  die Geschwindigkeit der Anströmung. Für das NACA 0015 ergibt sich mit den Geometriedaten aus Tabelle 3.17, dass sich Wechselwirkungsparameter und EMHD Impulskoeffizient nach der Beziehung

$$N = 165.42 \cdot C_{\mu\text{EMHD}} \quad (3.31)$$

ineinander umwandeln lassen. Damit kann man die Gleichungen (3.28) und (3.29) mit  $C_{\mu\text{EMHD}}$  entsprechend als

$$C_D = 0.0239 - 1.007 \cdot C_{\mu\text{EMHD}} \quad (3.32)$$

und

$$C_L = 0.843 \cdot C_{\mu\text{EMHD}}^{0.521} \quad (3.33)$$

aufschreiben. Der Anstieg der durch Gleichung (3.32) beschriebenen Geraden ist in sehr guter Näherung gleich minus eins. Das heißt, die Lorentzkraft wird vollständig in Schub umgesetzt. Tatsächlich ist die Widerstandsabnahme sogar etwas größer als die eingetragene Lorentzkraft, was auf eine geringfügig zu klein bestimmte Lorentzkraft zurückzuführen sein kann.

Durch die nur an einer Profelseite wirkende Beschleunigung der Strömung wird Zirkulation generiert, die Auftrieb erzeugt. Die Auftriebszunahme (3.33) erfolgt in guter Näherung proportional zur Wurzel des Impulskoeffizienten. Dieses Verhalten ist dem beim Ausblasen über Klappen gefundenen (Siestrunck, 1961) analog.

Abbildung 3.33 gibt Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte für das 18° angestellte NACA 0015 bei verschiedenen Reynoldszahlen wieder. Bei diesem Anstellwinkel ist die saugseitige Strömung in der Mehrzahl der Fälle am Profil angelegt, lediglich bei  $Re = 1.15 \cdot 10^5$  und  $Re = 1.81 \cdot 10^5$  ist die Strömung bei  $N = 0$  abgelöst. Sie legt jedoch schon beim nächst höheren vermessenen Wechselwirkungsparameter wieder an. Die Streuung der in Abbildung 3.33 aufgetragenen Messwerte für  $C_L$  und  $C_D$  ist deshalb noch relativ gering und es scheint legitim, an alle Werte eine gemeinsame Ausgleichsfunktion anzupassen. Wie im Fall des parallel angeströmten NACA 0015 hängt der Widerstandskoeffizient, abgesehen von den erwähnten Ausnahmen, linear vom Impulskoeffizienten ab. Eine Geradenanpassung resultiert in

$$C_D = 0.2289 - 0.00649 \cdot N = 0.2289 - 1.074 \cdot C_{\mu\text{EMHD}}. \quad (3.34)$$

---

<sup>6</sup>Die in Gleichung (2.50) verwendete Magnetisierung  $M_0$  wurde mit Hilfe der in Abschnitt 2.4.1, angegebenen, für unendlich ausgedehnte Magnete exakt geltende, Beziehung  $B_0 = M_0/2$  durch die magnetische Flussdichte ersetzt.

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

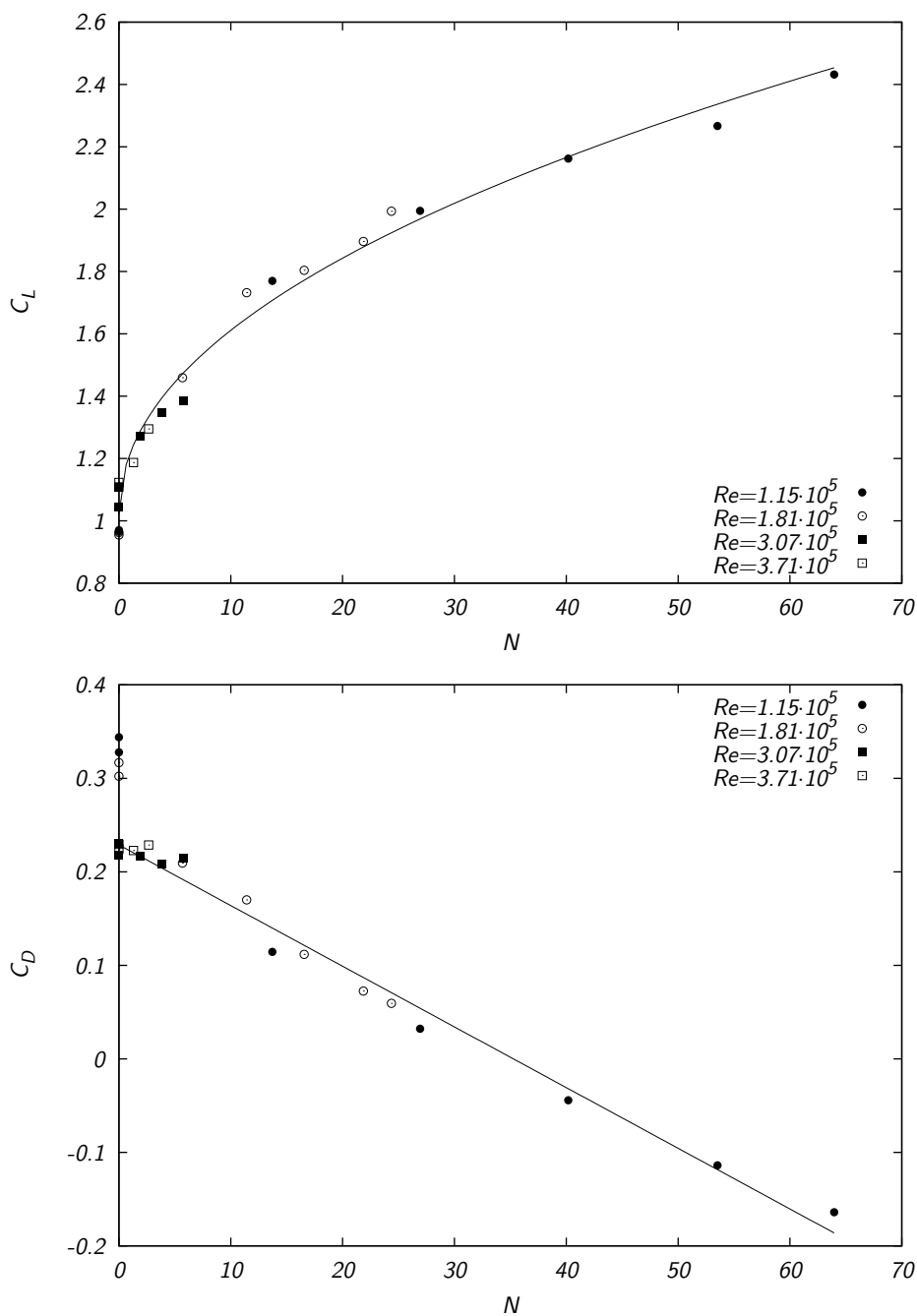


Abb. 3.33: Auftriebs- (oben) und Widerstandsbeiwert (unten) für das NACA 0015 aufgetragen über dem Wechselwirkungsparameter bei  $\alpha = 18^\circ$  und verschiedenen Reynoldszahlen mit den Ausgleichskurven (3.35) und (3.34).

Der Anstieg der Geraden ist wiederum in guter Näherung gleich minus eins. Auch die Proportionalität von Auftriebskoeffizienten zur Quadratwurzel des Impulskoeffizienten

### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

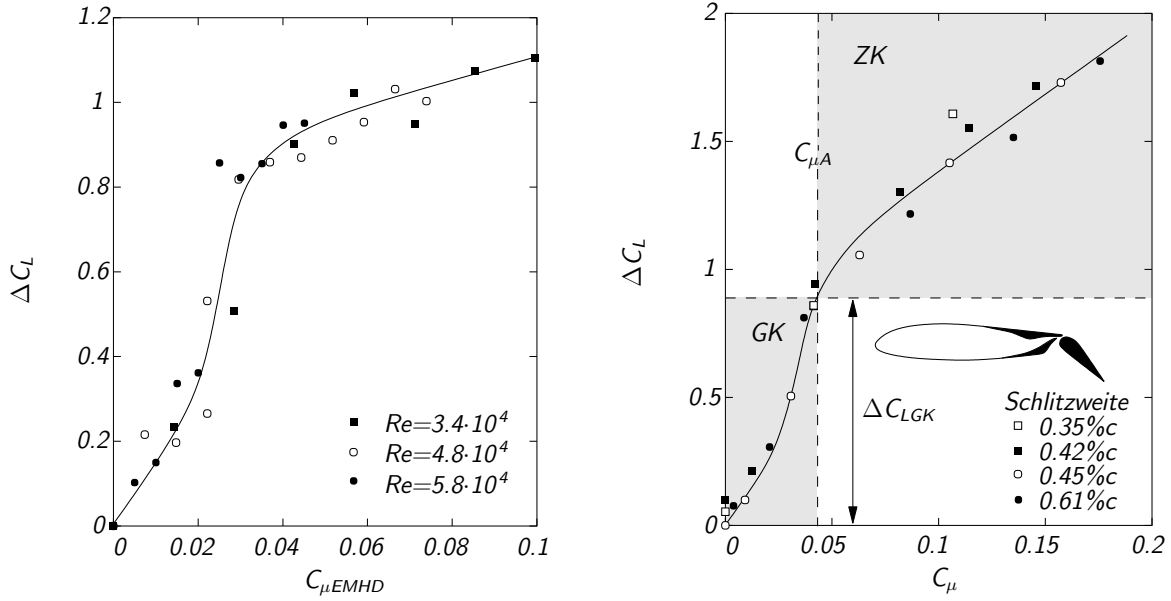


Abb. 3.34: Auftriebserhöhung  $\Delta C_L$  bezogen auf die abgelöste Strömung über  $C_{\mu EMHD}$  für das PTL IV<sub>L</sub> bei  $\alpha = 17^\circ$  (links). Ausblasen über der Klappenschulter einer  $45^\circ$  angestellten Klappe an einem parallel angeströmten NACA 23015, Messwerte nach Schwier (1943) in der Darstellung von Poisson-Quinton (1956).

kann wieder festgestellt werden:

$$C_L = 1.021 + 0.1963 \cdot N^{0.478} = 1.021 + 2.256 \cdot C_{\mu EMHD}^{0.478}. \quad (3.35)$$

Wegen des relativ hohen Anstellwinkels sind sowohl der anfängliche ( $N = C_{\mu EMHD} = 0$ ) Auftriebsbeiwert, als auch der Koeffizient vor dem  $\sqrt{C_{\mu EMHD}}$  Term in Gleichung (3.35) größer als für  $\alpha = 0^\circ$ . Ersteres ist die erwartete Konsequenz der Erhöhung des Anstellwinkels, letzteres Verhalten findet sich wie die Proportionalität  $\Delta C_L \sim \sqrt{C_\mu}$  auch bei entsprechenden Versuchen zur Strömungskontrolle mit Ausblasen.

Bei kleineren Reynoldszahlen ist die Strömung an der Saugseite des  $17^\circ$  angestellten PTL IV<sub>L</sub>-Profils ohne Turbulenzdraht für  $N = C_{\mu EMHD} = 0$  abgelöst. Die Auftriebszunahme für verschiedene Reynoldszahlen ist im linken Diagramm von Abbildung 3.34 über dem EMHD Impulskoeffizienten aufgetragen. Wegen der im untersuchten Reynoldszahlbereich noch mit der Reynoldszahl veränderlichen Auftriebskoeffizienten bei unbeeinflusster Strömung, ist nicht der absolute Auftriebskoeffizient  $C_L$ , sondern seine Zunahme gegenüber dem unbeeinflussten Wert

$$\Delta C_L = C_L(Re, C_{\mu EMHD}) - C_L(Re, C_{\mu EMHD} = 0) \quad (3.36)$$

abgetragen. Im Vergleich mit den in den Abbildungen 3.32 und 3.33 gezeigten  $C_L$ - $N$  Abhängigkeiten, ist das im linken Diagramm von Abbildung 3.34 auftretende Verhalten

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

komplexer. Bei kleinen Impulskoeffizienten ist der Auftriebsanstieg mit dem Impulskoeffizienten steil, für höhere Impulskoeffizienten flacht er ab. Es ist instruktiv, diese Abhängigkeit wiederum mit Ergebnissen der Ablösungskontrolle durch Ausblasen zu vergleichen. Im rechten Diagramm von Abbildung 3.34 sind die durch Ausblasen über einer Klappe erzielten Auftriebssteigerungen  $\Delta C_L$  über dem Impulskoeffizienten nach Gleichung (3.6) aufgetragen. Die Originaldaten wurden von Schwier (1943) an einem parallel angeströmten NACA 23015 mit einer  $45^\circ$  angestellten Klappe aufgenommen und über dem Mengenbeiwert<sup>7</sup> aufgetragen. Über der Klappenschulter wurde durch Schlitze unterschiedlicher Weite, im Diagramm in Prozent der Profiltiefe angegeben, Luft über die Klappe geblasen. Poisson-Quinton (1956) trug die Werte von Schwier (1943) über dem Impulskoeffizienten in der im rechten Diagramm von Abbildung 3.34 dargestellten Weise ab. Diese Darstellung lässt die Daten für verschiedene Schlitzweiten einem einheitlichen Trend folgen. Auch hier wächst der Auftriebskoeffizient mit steigendem Impulskoeffizienten zunächst steil an. Dieses als Grenzschichtkontrolle (GK) bezeichnete Regime 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 Auftriebserhöhung bei wachsendem Impulskoeffizienten nur noch relativ schwach. Die Auftriebssteigerung erfolgt jetzt nur noch durch Eintrag von Zirkulation (Zirkulationskontrolle – ZK) und ist proportional zur Quadratwurzel des Impulskoeffizienten. Das geschilderte Szenario wurde für die Strömungskontrolle durch Ausblasen in einer Vielzahl experimenteller Arbeiten bestätigt (siehe z.B. Dods und Watson, 1956; Kelly, 1956; Streit und Thomas, 1962) und erfuhr auch theoretische Fundierung (Poisson-Quinton, 1956; Siestrunck, 1961).

Beim Vergleich der beiden in Abbildung 3.34 gezeigten Diagramme ist eine starke Ähnlichkeit der  $\Delta C_L$ – $C_\mu$  Verläufe zu bemerken. Diese sich bis ins Quantitative erstreckende Übereinstimmung muss dem Zufall zugerechnet werden, da sich beide Konfigurationen stark unterscheiden. Jedoch wird deutlich, dass die Klassifizierung der Strömungszustände offensichtlich übertragbar ist.

Eine Anpassung der am PTL IV<sub>L</sub> gewonnenen Messwerte an einfache Potenzansätze ergibt für das Regime der Grenzschichtkontrolle bei der Annahme von  $C_{\mu A} = 0.035$ :

$$\Delta C_L = 99.66 \cdot C_{\mu \text{EMHD}}^{1.401} \quad \text{für } C_{\mu \text{EMHD}} \leq 0.035, \quad (3.37)$$

und im Bereich der Zirkulationskontrolle

$$\Delta C_L = 0.841 + 0.841(C_{\mu \text{EMHD}} - C_{\mu A})^{0.499} \quad \text{für } C_{\mu \text{EMHD}} > 0.035. \quad (3.38)$$

Die Ausgleichsfunktionen (3.37) und (3.38) bestätigen die obigen Ausführungen. Die Auftriebszunahme im Bereich der Grenzschichtkontrolle ist wesentlich stärker als die durch Zirkulationserhöhung erreichbare, letztere zeigt sich erwartungsgemäß proportional zu  $\sqrt{C_{\mu \text{EMHD}}}$ .

---

<sup>7</sup>Der Mengenbeiwert für das Ausblasen wird analog dem für das Absaugen  $C_q$  (3.3) definiert, jedoch benutzt man statt des Absaugvolumenstroms  $\dot{V}_S$  den Ausblasvolumenstrom.



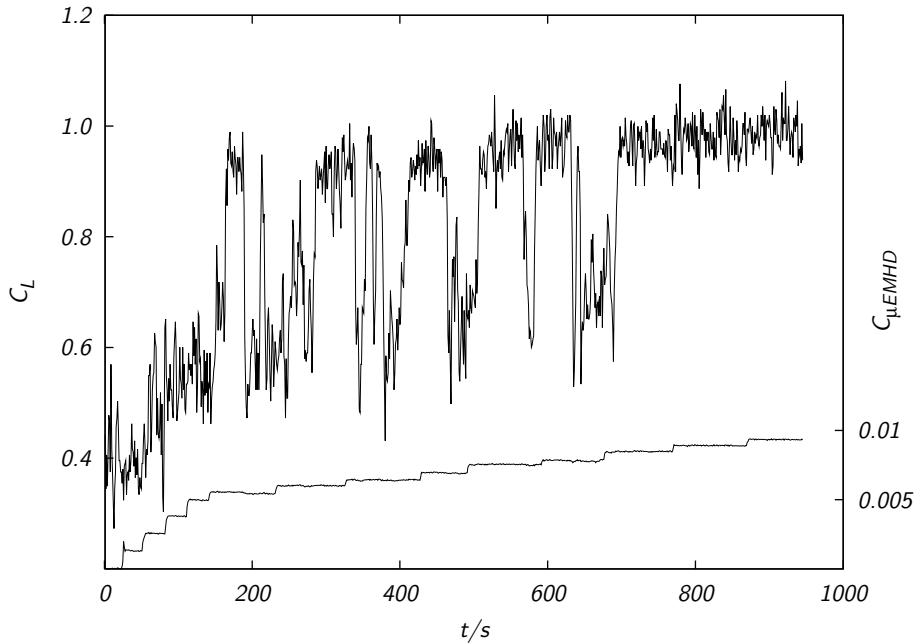


Abb. 3.35: Momentanwerte von  $C_L$  und  $C_{\mu EMHD}$  für das PTL IV<sub>S</sub> bei  $\alpha = 16^\circ$  und  $Re = 5.7 \cdot 10^4$  über der Zeit aufgetragen.

Während in Abbildung 3.34 Mittelwerte der gemessenen Auftriebsbeiwerte eingetragen sind, zeigt Abbildung 3.35 den zeitlichen Verlauf des Auftriebskoeffizienten bei stufenweise erhöhtem Impulskoeffizienten für das  $16^\circ$  angestellte PTL IV<sub>S</sub>. Bei kleinen Werten des EMHD Impulskoeffizienten wächst der Auftriebskoeffizient zunächst stetig an. Beginnend bei etwa  $C_{\mu EMHD} = 0.0056$  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 etwa  $C_{\mu EMHD} = 0.0084$  wieder in ein stetiges Verhalten über, das offenbar den Übergang zur vollständig angelegten Strömung bezeichnet. Beim Vergleich der in den Abbildungen 3.34 und 3.35 ablesbaren  $C_{\mu A}$  fällt auf, dass der für das Anlegen der Strömung benötigte Impulskoeffizient am PTL IV<sub>S</sub> deutlich kleiner ist als beim PTL IV<sub>L</sub>. Neben dem etwas kleineren Anstellwinkel des PTL IV<sub>S</sub> sind die korrosionsbedingten Abweichungen der Profilform am PTL IV<sub>L</sub> als Ursache wahrscheinlich.

#### 3.3.7 Skalierung des maximal erreichbaren Auftriebs mit der eingesetzten Lorentzkraft

Die Frage, wie der durch den Einsatz einer saugseitigen Lorentzkraft erzielbare Auftriebsgewinn skaliert, ist für mögliche praktische Anwendungen von entscheidender Bedeutung. Unter Einbeziehung sämtlicher vorhandener Messungen liegen Daten in einem Reynolds-

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

zahlbereich 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.

Für einen möglichen Einsatz der elektromagnetischen Grenzschichtkontrolle an Steuerrudern bzw. Stabilisierungsflossen, wie im Abschnitt 3.3.1 angeführt, ist die Steigerung des maximal mit einem Profil erzielbaren Auftriebsbeiwerts von vorrangigem Interesse. Diese mit  $\Delta C_{Lmax}$  bezeichnete Größe ist die Differenz des bei saugseitiger Strömung unter Lorentzkraft erzielbaren Maximalauftriebs  $C_{Lmax}(C_{\mu EMHD})$  und dem bei unbeeinflusster Strömung auftretenden  $C_{Lmax}(C_{\mu EMHD} = 0)$ . Der Zusammenhang lässt sich als

$$\Delta C_{Lmax}(C_{\mu EMHD}) = C_{Lmax}(C_{\mu EMHD}) - C_{Lmax}(C_{\mu EMHD} = 0) \quad (3.39)$$

aufschreiben. Wie in Abbildung 3.36 skizziert, setzt sich  $\Delta C_{Lmax}$  aus zwei Beiträgen zusammen, dem durch Zirkulationserhöhung erzielten Auftriebsgewinn  $\Delta C_{LZK}$  und der durch Verzögerung der Ablösung und damit Erhöhung des kritischen Anstellwinkels bewirkten Auftriebserhöhung. Dieser Anteil der Auftriebserhöhung ist kleiner als  $\Delta C_{LGK}$ , da sich diese Größe nicht auf  $C_{Lmax}(C_{\mu EMHD} = 0)$  bezieht, sondern auf einen, bei abgelöster Strömung vorliegenden, kleineren Auftriebsbeiwert. Der Anstellwinkel, bei dem ohne Lorentzkraft der maximale Auftriebsbeiwert gemessen wird, unterscheidet sich in der Regel von demjenigen, bei dem unter Einfluss der Lorentzkraft der Maximalauftrieb entsteht. In der Gleichung (3.39) kann der EMHD Impulscoeffizient  $C_{\mu EMHD}$  durch die modifizierte Hartmannzahl  $Z$  nach Gleichung (2.44) bzw. den Wechselwirkungsparameter  $N$  nach Gleichung (3.20) ersetzt werden.  $\Delta C_{Lmax}$  ist insofern keine unproblematische Größe, als das mit ihr unter Umständen qualitative unterschiedliche Strömungsverhältnisse verglichen werden. Sie ist deshalb nicht unbedingt geeignet, das Verständnis der

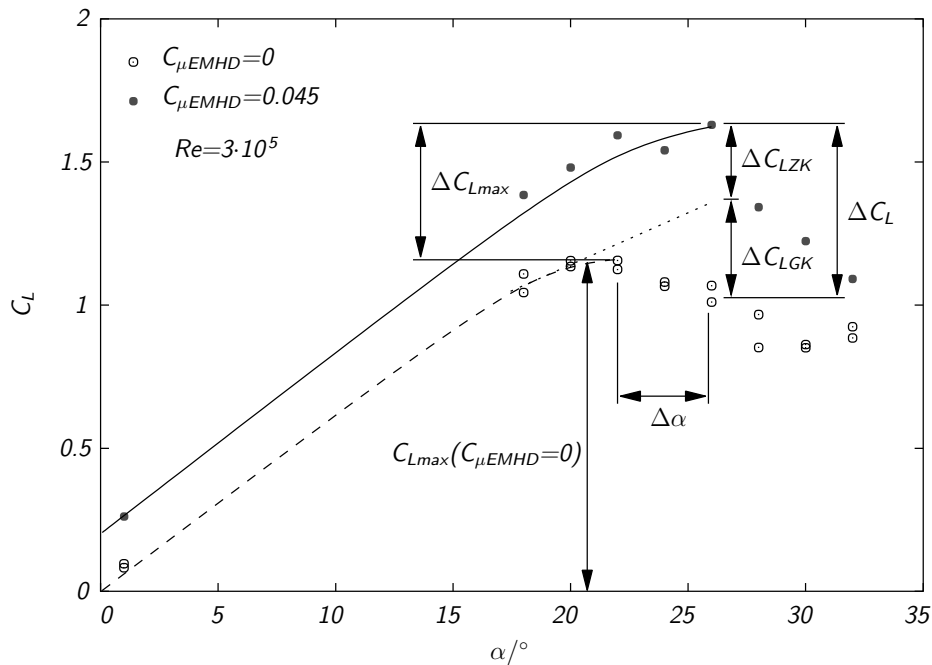


Abb. 3.36: Skizze zur Definition des maximalen Auftriebsgewinns nach Gleichung (3.39).

### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

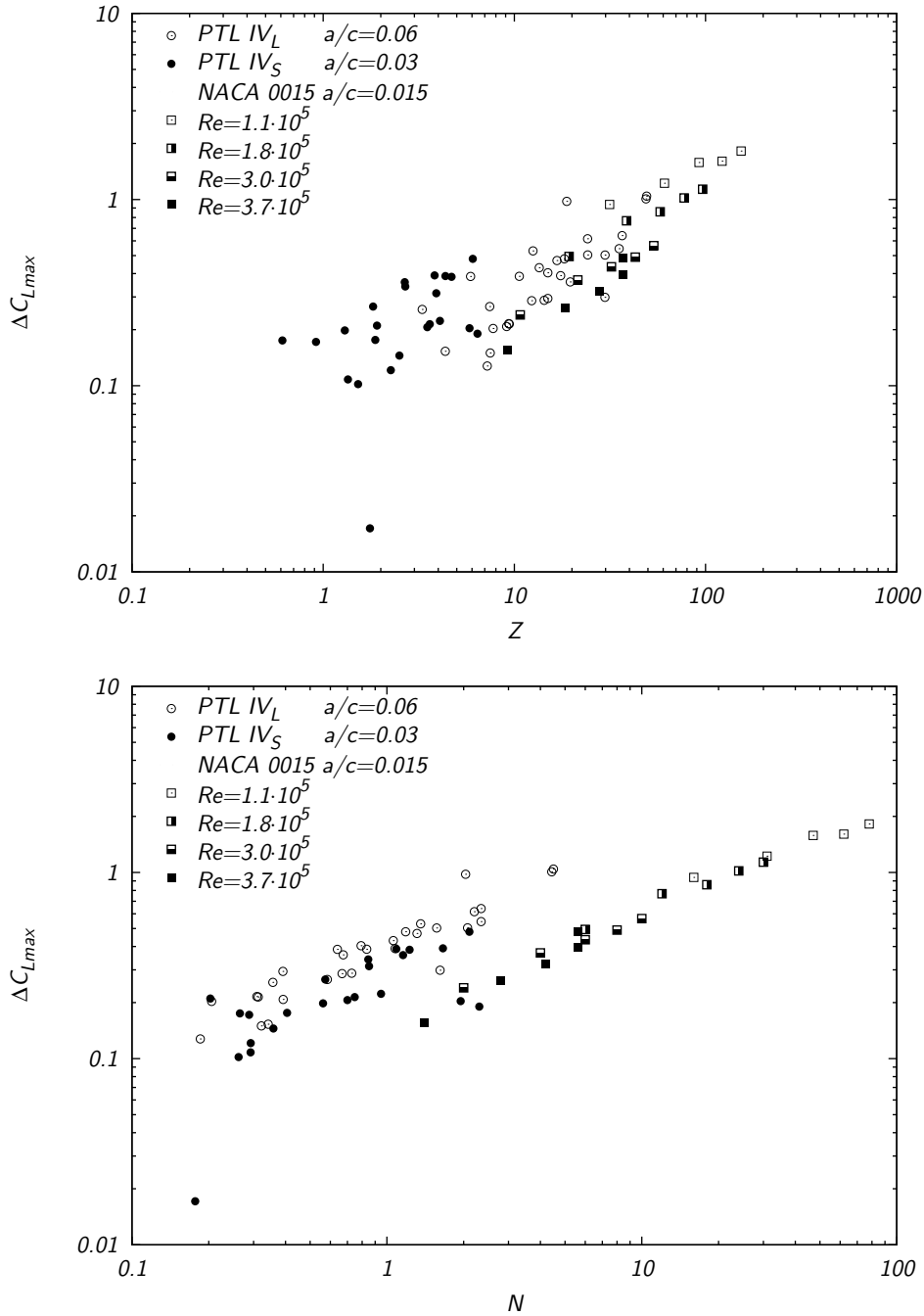


Abb. 3.37: Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit der modifizierten Hartmannzahl  $Z$  (oben) und dem Wechselwirkungsparameter  $N$  (unten).

zugrunde liegenden Vorgänge zu fördern, erlaubt jedoch eine Abschätzung der durch die Kontrolle erzielbaren Wirkungen und der dafür aufzuwendenden Energie.

Die Abbildungen 3.37 und 3.38 zeigen  $\Delta C_{Lmax}$  über  $Z$ ,  $N$  und  $C_{\mu EMHD}$  in doppelt

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

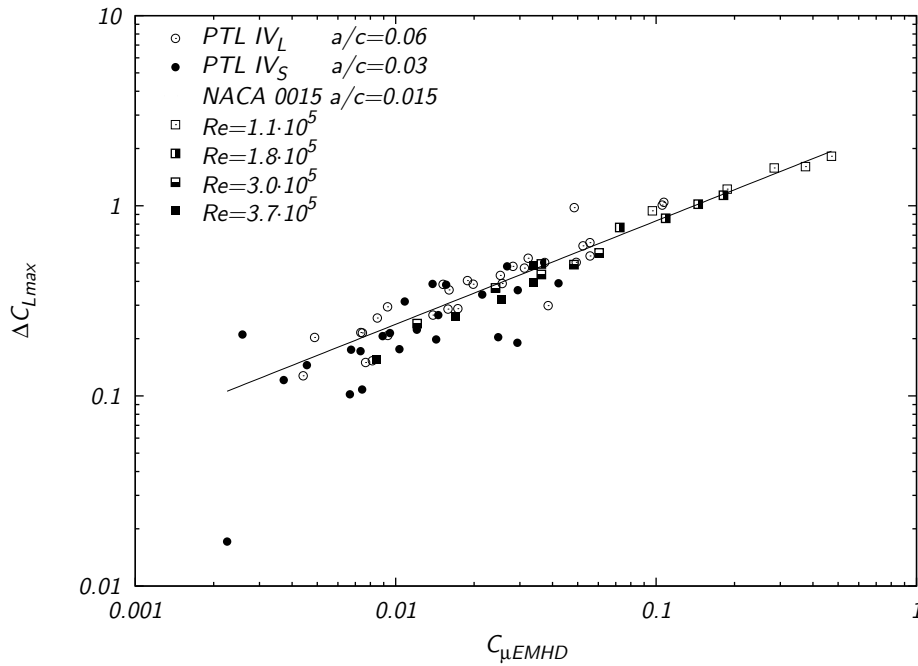


Abb. 3.38: Skalierung des maximalen Auftriebsgewinns mit dem elektromagnetohydrodynamischen Impulskoeffizienten  $C_{\mu EMHD}$ .

logarithmischer Auftragung. Das Identifizieren des charakteristischen Parameters ist für den energetischen Aufwand wesentlich. Während  $Z$  proportional zur  $U_{\infty}^{-1}$  ist, zeigen sowohl  $N$  als auch  $C_{\mu EMHD}$  eine Proportionalität zu  $U_{\infty}^{-2}$ . Wählt man als charakteristischen Parameter für die Lorentzkraft die modifizierte Hartmannzahl  $Z$ , stellt sich der Datenvorrat wie in der Abbildungen 3.37 oben dar. Die Werte sind insgesamt stark gestreut. Die zum PTL IV<sub>S</sub> und PTL IV<sub>L</sub> gehörenden Daten bilden zwei getrennte, jedoch unstrukturierte Gruppen. Die am NACA 0015 gemessenen Daten ordnen sich in einzelnen Geraden an, die den vier untersuchten Reynoldszahlen zugeordnet werden können. Diese zeigen für gleiche  $Z$  stark unterschiedliche Auftriebsgewinne.  $Z$  eignet sich offensichtlich nicht zur Skalierung.

Trägt man die Werte über dem Wechselwirkungsparameter  $N$  auf, ergibt sich die in der Abbildung 3.37 unten gezeigte Darstellung. Die Werte für die beiden PTL IV Profile liegen hier näher zusammen als in den Auftragungen über  $Z$ . Außerdem formen sie enger zusammenliegende, langgestreckte Bereiche, denen einzelne Geraden angepasst werden könnten. Die mit dem PTL IV<sub>S</sub> erreichten maximalen Auftriebsgewinne sind im Mittel bei gleichem  $N$  geringer als die am PTL IV<sub>L</sub> erzielten. Das NACA 0015 mit  $a/c = 0.0015$  liegt wiederum unter den zum PTL IV<sub>S</sub> gehörenden Werten. Die Werte für verschiedene Reynoldszahlen fügen sich jetzt jedoch zu einer Linie zusammen. Offensichtlich beseitigt die mit  $N \sim Z/Re$  vorgenommene Reskalierung die in der Auftragung über  $Z$  auftretende Reynoldszahlabhängigkeit. Damit lässt sich als genereller Trend ableiten, dass bei der Auftragung über  $N$  der Einfluss der Lorentzkraft auf den erzielbaren Maximalauftrieb

### 3.3 Wandparallele Lorentzkraft an symmetrischen Profilen

mit der auf die Profiltiefe bezogenen Eindringtiefe der Kraft ins Fluid wächst.

Der EMHD Impulskoeffizient nach Gleichung (3.30) bewertet den ins Fluid übertragenen Gesamtimpuls. Durch die Bezugslänge  $a$  wird der bei  $N$  beobachteten Trennung der Kurven für unterschiedliche  $a/c$  entgegengewirkt. Abbildung 3.38 enthält die Auftragung von  $\Delta C_{Lmax}$  über  $C_{\mu EMHD}$ . Die Werte zeigen in dieser Darstellung bis auf einige Ausreißer die geringste Streubreite. Vor allem sind für die unterschiedlichen Profile keine separaten Trends feststellbar.  $C_{\mu EMHD}$  beschreibt 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. 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:

$$\Delta C_{Lmax} = 2.91 \cdot C_{\mu EMHD}^{0.544}. \quad (3.40)$$

Der Exponent von  $C_{\mu EMHD}$  liegt nahe an 0.5, was auf einen bedeutenden Anteil der durch Zirkulationseintrag bewirkten Auftriebserhöhung am Gesamteffekt hindeutet.

#### 3.3.8 Energiebedarf

Der Energiebedarf für die elektromagnetische Kontrolle von Strömungsablösungen ist bei der Verwendung von Permanentmagneten allein durch den Aufwand an elektrischer Energie zur Speisung der Elektroden bestimmt. Die auf die mit Elektroden und Magneten bedeckte Fläche bezogene elektrische Leistung  $p_E$  setzt sich aus zwei Termen zusammen. Ein Anteil ist dem Ohmschen Widerstand des Fluids geschuldet, der zweite und im

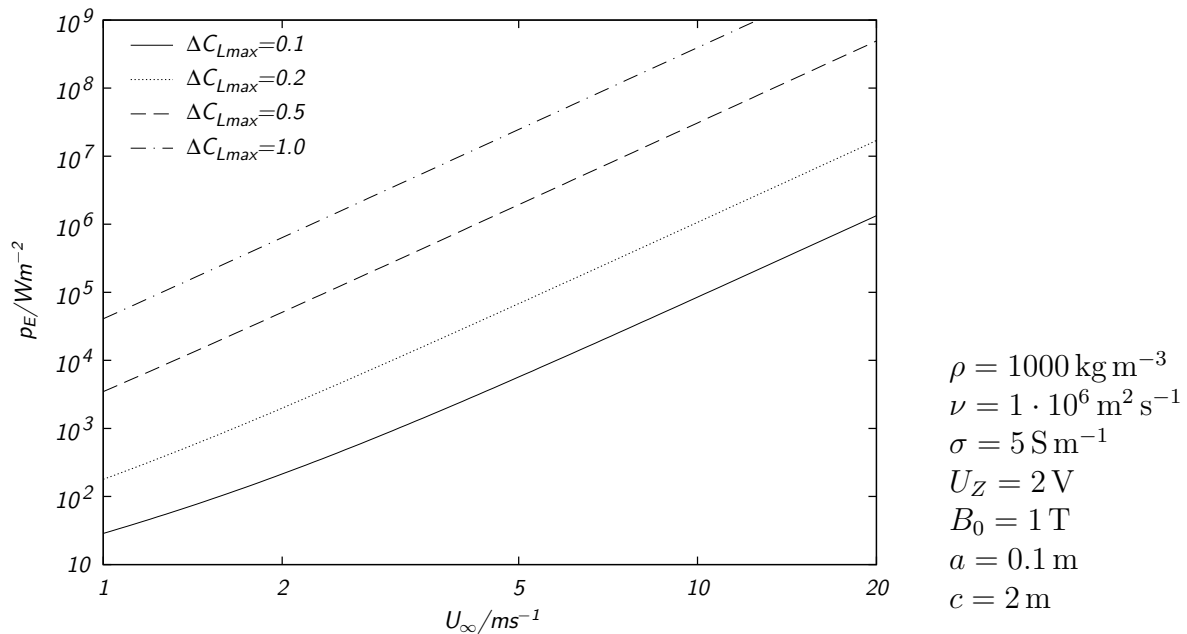


Abb. 3.39: Flächenbezogener elektrischer Leistungsbedarf für die rechts tabellierte Konfiguration dargestellt über  $U_\infty$  bei Betrachtung von  $\Delta C_{Lmax}$ , d.h. Gleichung (3.40).

### 3 Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkraften

Unterschied zur Laminarhaltung hier in der Regel weitaus kleinere resultiert aus der zu überwindenden Zersetzungsspannung  $U_Z$ . Insgesamt ergibt sich damit aus Gleichung (2.58) durch Division durch die Fläche der Ausdruck

$$p_E = \frac{j_0}{4} \cdot \left[ \frac{a j_0}{\sigma} + U_Z \right]. \quad (3.41)$$

Die elektrische Leistung lässt sich unter der Annahme, dass die ganze Profilfläche mit Elektroden und Magneten bedeckt ist ( $x_e - x_s \approx c$ ), durch Einsetzen von (3.30) in (3.41) auch mit dem Impulscoeffizienten formulieren:

$$p_E = \frac{C_\mu \rho U_\infty^2}{B_0} \cdot \frac{1}{2a} \cdot \left[ \frac{2}{\sigma} \cdot \frac{C_\mu \rho U_\infty^2}{B_0} + U_Z \right] \sim U_\infty^4 \cdot C_\mu^2. \quad (3.42)$$

Die für die Strömungskontrolle aufzuwendende elektrische Leistung wächst also mit der vierten Potenz der Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  und dem Quadrat des Impulscoeffizienten.  $B_0$  ist die magnetische Flussdichte an der Oberfläche der Permanentmagnete,  $a$  die Breite der Elektroden und Magnete,  $\sigma$  die Leitfähigkeit des Fluids und  $\rho$  seine Dichte. Legt man das aus Gleichung (3.40) in etwa folgende  $\Delta C_{L\max} \sim \sqrt{C_\mu}$  zugrunde, steigt der Leistungsbedarf ebenfalls mit der vierten Potenz des gewünschten maximalen Auftriebsgewinns an.

Abbildung 3.39 zeigt den Leistungsbedarf, der sich bei einer hypothetischen Konfiguration ergibt, die typische Einsatzbedingungen von Rudern bzw. Stabilisierungsflossen in etwa abdeckt. Dabei wurde die Beziehung (3.40) zugrunde gelegt. Die verwendeten Abmessungen etc. sind in Abbildung 3.39 aufgeführt. Aufgrund der beschriebenen Abhängigkeit des Leistungsbedarfs von der vierten Potenz der Anströmgeschwindigkeit ist die bei höheren Geschwindigkeiten erforderliche Leistung immens. Ein Leistungsbedarf dieser Größenordnung setzt dem Einsatz der elektromagnetischen Kontrolle von Strömungsablösungen in schiffbautechnischen Anwendungen enge Grenzen.

... was fällt, das soll man auch noch stossen!

---

*(Friedrich Nietzsche)*

## **4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit zeitlich periodischen Lorentzkräften**

Eines der Ergebnisse der im vorherigen Kapitel dargestellten Untersuchungen ist, dass der praktische Einsatz stationärer Lorentzkräfte zur Kontrolle von Strömungsablösungen vom erforderlichen hohen Leistungsbedarf behindert wird. Wie in Abschnitt 3.1.3 kurz angesprochen, ist diese Situation prinzipiell mit der bei der Ablösungskontrolle durch Ausblasen vergleichbar. Diese findet deshalb lediglich bei Militärflugzeugen, wo der Energiebedarf kein primäres Auslegungskriterium darstellt, Verwendung. Jedoch ist sie auch dort nicht allzu häufig anzutreffen. Ein aktuelles Beispiel ist die Boeing C-17 Globemaster III (Anonymus, 1996), eher von historischer Bedeutung sind der Lockheed F-104 „Starfighter“ (Attinello, 1961) und einige Mikojan-Gurewitsch MiG-21 Modelle (Greenblatt und Wygnanski, 2000).

Gebäuchliche passive Hochauftriebskonfigurationen bestehen typischerweise aus Doppel- oder Dreifachspaltklappen und einer Vielzahl von Einzelteilen, was Fertigung, Betrieb und Wartung kompliziert und kostspielig macht (Stanewsky, 2001). Es ist deshalb nicht nur von ästhetischem oder martialischem Reiz, solche komplexen Konstruktionen durch einfachere, aktive Komponenten zu ersetzen. In den letzten Jahrzehnten und besonders intensiv seit den 1990er Jahren wird die periodische Anregung abgelöster Strömungen untersucht, da sie gegenüber den oft unter dem Begriff „Grenzschichtkontrolle“ zusammengefassten stationären Beeinflussungsmethoden eine Steigerung der Kontrolleffizienz um Größenordnungen verspricht. Diese Aussicht auf Effizienzerhöhung motivierte die in diesem Kapitel beschriebenen Versuche zur Beeinflussung abgelöster Strömungen mit zeitabhängigen Lorentzkräften. Zudem hat die, durch das zeitlich unveränderliche Magnetfeld der Permanentmagnete ohnehin erforderliche, Nutzung von Wechselstrom potentielle Vorteile in Hinsicht auf die Materialbeanspruchung der Elektroden. Einige Erläuterungen dazu bietet Abschnitt A.3 des Anhangs. Im Folgenden sollen ausgewählte Ergebnisse zur periodischen Anregung mit konventionellen Mitteln, wie oszillierendem Absaugen und Ausblasen, kurz dargestellt werden. Eine sehr ausführliche Übersicht mit dem Schwerpunkt auf die experimentelle Untersuchung von Tragflügelumströmungen bieten Greenblatt und Wygnanski (2000). Als direkter Ergänzungsbeitrag dazu versteht sich die Übersicht von Seifert et al. (2004). Eine Zusammenfassung kontrolltheoretischer und numerischer Aspekte der Beeinflussung abgelöster Strömungen durch periodischen Impulseintrag geben Scott Collins et al. (2004).

## 4.1 Periodische Anregung abgelöster Strömungen

### 4.1.1 Kontrolle von Tragflügelumströmungen

Erste Untersuchungen zur periodischen Anregung abgelöster Strömungen datieren aus der Mitte der 70er Jahre des vorigen Jahrhunderts. 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 zwei Größenordnungen umfassenden Bereich reduzierter Anregungsfrequenzen (Greenblatt und Wagnanski, 2000). Bei entsprechenden Experimenten wurde jedoch zum Teil festgestellt, dass die Anregung nur dann effizient war, wenn sie Windtunnelresonanzen auslöste. Zudem werden für die Anregung sehr hohe Schallpegel benötigt, was nach Hsiao et al. (1990) eine praktische Anwendung unwahrscheinlich macht. Bei vergleichbarer Auftriebssteigerung gegenüber der unbeeinflussten Strömung erfordert die periodische Anregung einen wesentlich geringeren Impulseintrag als die stationäre. Dieses Verhalten ver-

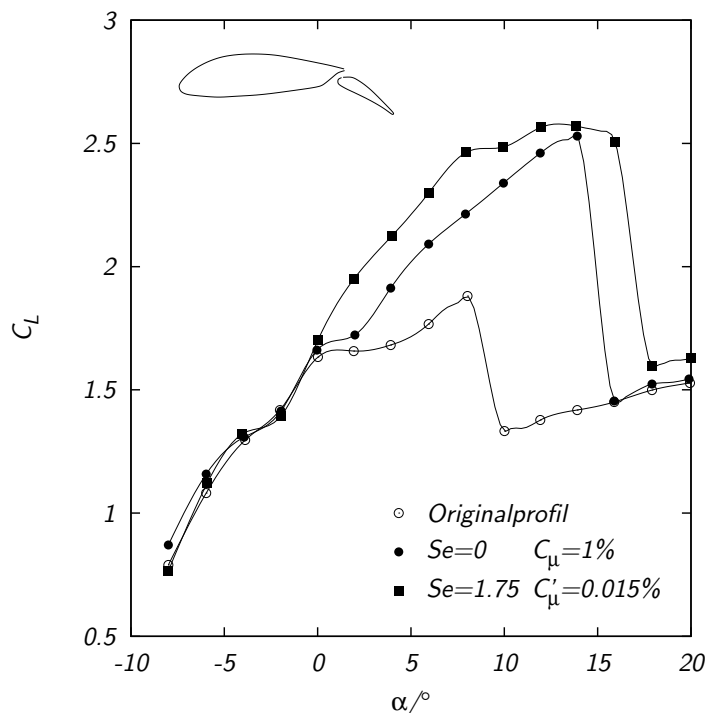


Abb. 4.1: Auftriebserhöhung an einem IAI PR8-40 Profil bei  $Re = 1.4 \cdot 10^5$  durch Ausblasen über der Schulter einer  $30^\circ$  angestellten Klappe. Vergleich von stetigem ( $\bullet$ ) und oszillierendem ( $\blacksquare$ ) Ausblasen nach Seifert et al. (1996).



deutlich Abbildung 4.1 nach Seifert et al. (1996) in eindrucksvoller Weise.  $Se$  bezeichnet die nach (4.15) entdimensionierte Anregungsfrequenz,  $C_\mu$  den Impulskoeffizienten für stationäres Ausblasen nach (3.6) und  $c'_\mu$  den effektiven Impulskoeffizienten für oszillierendes Absaugen und Ausblasen nach (4.14). Obwohl die Auftriebspolare für beide kontrollierte Strömungen vergleichbar verläuft, ist der Impulsbedarf bei oszillierendem Ausblasen etwa 67 mal kleiner als bei stationärem Ausblasen. Wygnanski (1997) gibt sogar an, dass bei oszillierender Anregung ein um bis zu drei Größenordnungen geringerer Impulseintrag ausreicht, um ähnliche Effekte wie mit kontinuierlichem Ausblasen zu erzielen.

Dieses Verhalten kann nur mit einem qualitativ andersartigen Wirkmechanismus erklärt werden. Beim stationären 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 im Ablösegebiet mit dem impulsreichen der Außenströmung. Dabei tritt der der Außenströmung entnommene Impuls nicht als zu bilanzierender Aufwand in Erscheinung.

Als die hauptsächlichen Einflussgrößen bei der oszillierenden Anregung abgelöster Strömungen werden der effektive Impulseintrag und die Anregungsfrequenz  $f_e$  angesehen (Mittal et al., 2005). In der Regel nimmt der Kontrolleffekt, d.h. z.B. die Auftriebserhöhung, monoton mit dem effektiven Impulseintrag zu (Chang et al., 1992; Seifert et al., 1993; Siller und Fernholz, 1999; McCormick, 2000; Seifert und Pack, 2000; Pack et al., 2002; Seifert et al., 2004)<sup>1</sup>. Hingegen ist die Abhängigkeit des Kontrolleffekts von der Anregungsfrequenz hochgradig nichtmonoton.

### Bezugsfrequenzen

Die vollständig abgelöste, instationäre Strömung an der Saugseite eines stark angestellten Tragflügels ist komplex und umfasst eine Reihe von Strömungstypen, denen charakteristische Frequenzen zugeordnet werden können. Eine Skizze mit den für die Kontrollwirkung vermutlich wesentlichen Frequenzen und Längen angelehnt an Mittal et al. (2005) bietet Abbildung 4.2. Um die Frequenz der Anregung  $f_e$  zu entdimensionalisieren, kommen eine Reihe von Bezugsfrequenzen in Frage. Ihre Wahl wird durch die für dominant gehaltenen Mechanismen bestimmt und fällt bei verschiedenen Publikationen unterschiedlich aus. Eine Übersicht gibt Mittal et al. (2005). Hier seien nur die gebräuchlichsten Bezugsfrequenzen benannt. Die sich nach der Ablösung der Grenzschicht bildende Scherschicht besitzt eine charakteristische Frequenz  $f_{SL}$ , die proportional zur mittleren Geschwindigkeit der Scherschicht  $\bar{U}$  (4.8) und ihrer Impulsverlustdicke  $\delta_{2SL}$  (4.5) ist

$$f_{SL} \sim \frac{\bar{U}}{\delta_{2SL}}. \quad (4.1)$$

Die Wirbelformationen im Nachlauf des Profils bilden sich mit einer, typischerweise deutlich niedrigeren, Frequenz von  $f_{wake}$ . Sie skaliert nach Roshko (1954) mit der Anström-

---

<sup>1</sup>Eine gewisse Ausnahme bildet das in Abbildung 4.9 dargestellte Maximum des Auftriebsgewinns über dem effektiven Impulskoeffizienten, sowie numerische Befunde von Wu et al. (1998), die ebenfalls eine nichtmonotone Abhängigkeit zwischen Impulseintrag und Kontrolleffekt aufzeigen.

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

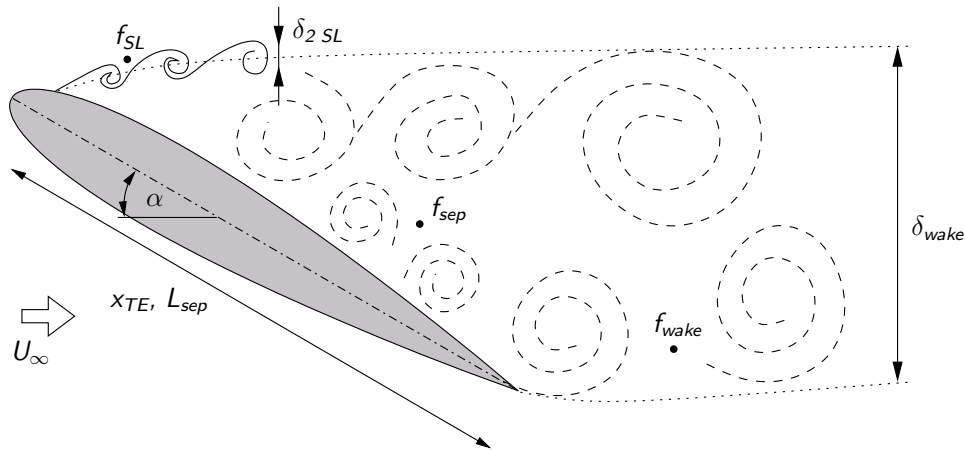


Abb. 4.2: Typische Wirbelformationen an einem stark angestellten Tragflügel. Darstellung angelehnt an Mittal et al. (2005) mit charakteristischen Frequenzen und Längen.

geschwindigkeit  $U_\infty$  und der Nachlaufbreite  $\delta_{wake}$

$$f_{wake} \sim \frac{U_\infty}{\delta_{wake}}. \quad (4.2)$$

Als weitere Bezugsfrequenz lässt sich aus einer charakteristischen Länge des Ablösegebietes  $L_{sep}$  und der Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  eine charakteristische Frequenz des Ablösegebietes

$$f_{sep} \sim \frac{U_\infty}{L_{sep}} \quad (4.3)$$

bilden. Im Falle einer geschlossenen Ablöseblase wäre  $L_{sep}$  gleich der Ausdehnung der Ablöseblase in Richtung der Flügelsehne. Legt die Strömung nach dem Ablösen jedoch nicht wieder an, wie das in Abbildung 4.2 der Fall ist, wird  $L_{sep}$  gewöhnlich gleich der Entfernung des Ablösepunktes von der Tragflügelhinterkante  $x_{TE}$  gesetzt. Bei Ablösung nahe der Tragflügelvorderkante nutzt man statt des schwerer zugänglichen  $x_{TE}$  meist die Profiltiefe  $c$  als charakteristische Länge, d.h. setzt  $L_{sep} = c$ .

In einer Vielzahl von Publikationen (z.B. Hsiao et al., 1990; Chang et al., 1992; Seifert et al., 1993; McCormick, 2000; Amitay und Glezer, 2002a; Margalit et al., 2002; Pack Melton und Yao, 2003; Cummings et al., 2003; Pack Melton et al., 2004) ist de facto die von Mittal et al. (2005) als charakteristische Frequenz des Ablösegebietes bezeichnete Frequenz  $f_{sep}$  Bezugsgröße für die Entdimensionalisierung der Anregungsfrequenz. Trotzdem wird zur Erklärung der Anregungswirkung in den meisten Fällen auf die Scherschicht zurückgegriffen. Dieser scheinbare Widerspruch soll in den folgenden Ausführungen thematisiert werden.

#### Angeregte Scherschichten

Das Aufweitungsverhalten angeregter Scherschichten stellten bereits (Katz et al., 1989) in den Mittelpunkt ihrer Experimente zum Anlegen der abgelösten Strömung an eine angestellte Klappe. Die zugrunde liegenden Mechanismen sind noch nicht völlig geklärt und

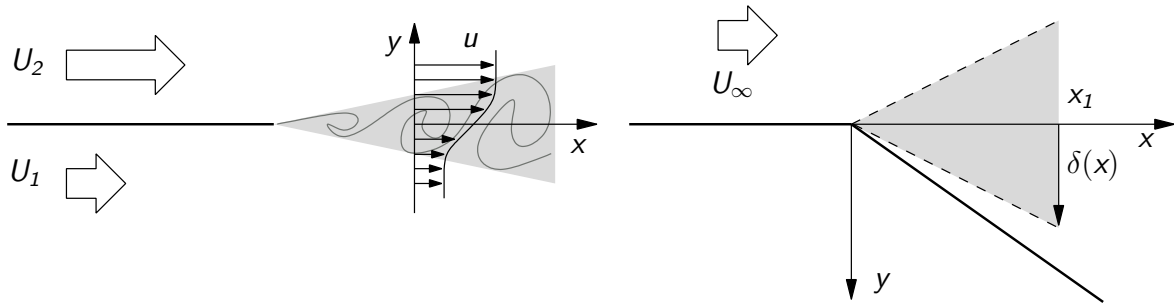


Abb. 4.3: Skizze Scherschicht (links) und Skizze zum Zusammenhang von Mitreißen (entrainment) und Anlegen der Strömung (rechts) nach Greenblatt und Wygnanski (2000).

Gegenstand aktueller Forschung. Hier ist lediglich eine qualitative Erläuterung des Zusammenhangs von Scherschichtanregung und dem Wiederaanlegen einer abgelösten Strömung in Anlehnung an Greenblatt und Wygnanski (2000) beabsichtigt. Die Darstellung soll auch den Zusammenhang zwischen Scherschichtanregung und der Bezugsfrequenz  $f_{sep}$ , deren Verbindung zum Verhalten der Scherschicht nicht augenscheinlich ist, herstellen.

Eine generische Konfiguration, die zur Entstehung einer Scherschicht führt, zeigt der linke Teil von Abbildung 4.3. Durch eine Platte getrennt bewegen sich zwei Fluidströme unterschiedlicher Geschwindigkeit  $U_1 < U_2$  auf die Plattenhinterkante ( $x = 0$ ) zu. Nach dem Passieren der Plattenhinterkante vereinigen sich die Fluidströme, wobei sich zwischen ihnen eine Region mit starken Geschwindigkeitsgradienten, die Scherschicht, bildet. Die Querausdehnung 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 kann man ableiten (Jiménez, 2000), dass Scherschichten durch die normierte Differenz  $R$  der Geschwindigkeiten  $U_1$  und  $U_2$

$$R = \frac{U_2 - U_1}{U_1 + U_2} \quad (4.4)$$

und die Impulsverlustdicke  $\delta_{2SL}$

$$\delta_{2SL} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u - U_1}{U_2 - U_1} \left( 1 - \frac{u - U_1}{U_2 - U_1} \right) dy \quad (4.5)$$

charakterisiert werden können. Die Impulsverlustdicke ist ein integrales Längenmaß dessen Integrand an den Integrationsgrenzen verschwindet. Ihre Definition und Bedeutung entspricht der der Impulsverlustdicke einer Grenzschicht nach (2.26).

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkräften

Die Aufweitung der Scherschicht ist proportional zur Entfernung von der Plattenhinterkante und zur normierten Geschwindigkeitsdifferenz  $R$ . Sie geschieht relativ langsam und kann durch folgende Beziehung (Jiménez, 2000) angenähert werden:

$$\frac{d\delta_{2SL}}{dx} \approx 0.037 \dots 0.046R. \quad (4.6)$$

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. Drazin und Reid (1981)). Hervorgerufen durch die Instabilität bilden sich in der Scherschicht zunächst Kelvin–Helmholtz Wirbel<sup>2</sup>, deren Wechselwirkung weiter stromab zu Wirbelvereinigungen und der Bildung größerer kohärenter Strukturen führt. Die Strouhalzahl

$$St_{SL} = \frac{f_{SL}\delta_{2SL}}{\bar{U}} = 0.032 \quad (4.7)$$

der Scherschicht gebildet mit ihrer Eigenfrequenz<sup>3</sup>  $f_{SL}$  variiert im Bereich  $0 < R < 1$  nur um 5%, wohingegen die Verstärkung der Instabilität etwa linear mit  $R$  wächst (Ho und Huerre, 1984). Dabei ist  $\bar{U}$  in (4.7) die mittlere Geschwindigkeit nach

$$\bar{U} = \frac{U_1 + U_2}{2}. \quad (4.8)$$

Die Frequenzspektren von unbeeinflussten Scherschichten haben zwar ein Maximum bei  $f_{SL}$ , sind jedoch generell breitbandig und hängen stark vom in der Umgebung vorhandenen Rauschspektrum ab (Huerre, 2000). Diese starke Abhängigkeit von äußeren Einflüssen lässt sich dazu ausnutzen, die Eigenschaften der Scherschicht in weiten Bereichen zu beeinflussen.

Im linken Diagramm von Abbildung 4.4 ist die Aufweitung einer am Ursprung angeregten Scherschicht nach Greenblatt und Wygnanski (2000) dargestellt. Der grau unterlegte Bereich entspricht der Streubreite der Daten.  $f^+$  ist die nach

$$f^+ = \frac{x f_e}{\bar{U}} \quad (4.9)$$

entdimensionierte Frequenz der Anregung  $f_e$  und  $x$  die Entfernung in Strömungsrichtung von der Stelle der, typischerweise an der Plattenhinterkante erfolgenden, Anregung. Mit der Anregungsfrequenz und der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{U}$  kann man auch die Impulsverlustdicke  $\delta_{2SL}$  zu

$$\delta_{2SL}^+ = \frac{\delta_{2SL} f_e}{\bar{U}} \quad (4.10)$$

---

<sup>2</sup>Als Kelvin–Helmholtz Wirbel werden häufig (siehe z.B. Chyu et al., 1995; Mauri, 2002; Hasegawa et al., 2004) die Wirbel bezeichnet, die sich durch das, von den Geschwindigkeitsdifferenzen in der Scherschicht bedingte, Aufrollen der primären Instabilitätsmode bilden.

<sup>3</sup>Die Eigenfrequenz der Scherschicht ist identisch mit der Frequenz der aus der linearen Stabilitätsanalyse ableitbaren Frequenz der instabilsten Mode (Ho, 1982).

#### 4.1 Periodische Anregung abgelöster Strömungen

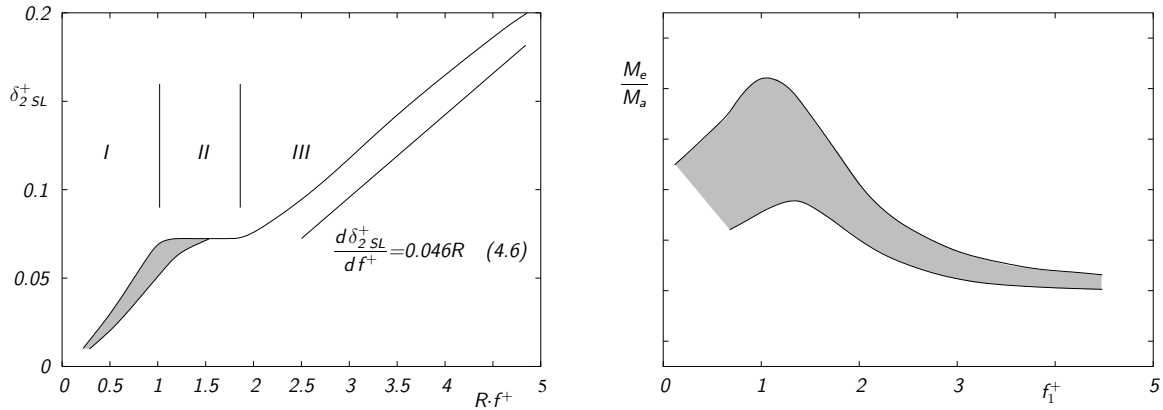


Abb. 4.4: Entdimensionierte Aufweitung der angeregten Scherschicht (links) und resultierendes Verhältnis von mitgerissener (entrainment) zu verfügbarer Fluidmenge  $M_a/M_e$  (rechts) nach Greenblatt und Wagnanski (2000).

entdimensionalisieren<sup>4</sup>. Trägt man  $\delta_{2SL}^+$  über dem Produkt von normierter Geschwindigkeitsdifferenz  $R$  (4.4) und  $f^+$  ab, folgen die bei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen und normierten Geschwindigkeitsdifferenzen gemessenen Impulsverlustdicken einer Kurve (Ho und Huerre, 1984; Wagnanski und Petersen, 1987).

Diese Kurve lässt sich, der Notation von Oster und Wagnanski (1982) folgend, in drei Bereiche unterteilen. Zunächst weitet sich die Scherschicht wegen der Verstärkung der anregenden Wellen stark auf (Region I:  $0 < R \cdot f^+ \lesssim 1$ ). Ab  $R \cdot f^+ \approx 1$  wird die Scherschicht stabil gegenüber der Anregungsfrequenz, sie verstärkt diese deshalb nicht weiter und behält ihre Ausdehnung bei (Region II:  $1 \lesssim R \cdot f^+ \lesssim 2$ ). Nach dieser Phase mit konstanter Querausdehnung weitet sich die Scherschicht wieder mit zunehmender Entfernung vom Ursprung auf (Region III:  $2 \lesssim R \cdot f^+$ ), die Aufweitung erfolgt jedoch weniger stark, als in Region I. Die Zunahme der Impulsverlustdicke mit der Entfernung vom Ursprung entspricht in Region III der einer unbeeinflussten Scherschicht, wie an der eingezeichneten Geraden zu erkennen ist, die die obere Grenze des Impulsverlustdickenwachstums der unbeeinflussten Scherschicht nach (4.6) wiedergibt.

Das Aufweiten der Scherschicht geschieht durch Impulstransport. Einerseits wird schnelles Fluid abgebremst, andererseits langsames Fluid beschleunigt und in die Scherschicht hineingezogen. Dieser „Mitreißeffect“ oder „Queraustausch“ (Fiedler, 2003) wird in der englischsprachigen Literatur mit „entrainment“ bezeichnet. Die mitgerissene Fluidmenge  $M_e$  ist dabei proportional zur Aufweitung der Scherschicht. Die Skizze im rechten Teil von Abbildung 4.3 zeigt die sich über einer angestellten Klappe (starke durchgezogene Linie) bei vollständig abgelöster Strömung bildende Scherschicht (grau hinterlegt). Die Entfernung des Scherschichtrands von der  $x$ -Achse ist mit  $\delta$  bezeichnet. Die von der Scherschicht maximal mitreißbare Fluidmenge  $M_a$  wird durch die Neigung der Klappe

<sup>4</sup> $\delta_{2SL}^+$  kann auch als lokale Strouhalzahl aufgefasst werden (Ho und Huerre, 1984; Samet und Petersen, 1988), so wie sich  $f^+$  als Strouhalzahl mit der Länge  $x$  verstehen lässt.

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

bestimmt. Wenn die Scherschicht sich so stark aufweitet, dass das verfügbare Fluidvolumen komplett von der Scherschicht aufgenommen wird, 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 (Tritton, 1988). Als Kriterium für ein Anlegen der Scherschicht an die Klappe lässt sich also formulieren:

$$\frac{M_e}{M_a} > 1. \quad (4.11)$$

Das Verhältnis von verfügbarer zu mitgerissener Fluidmenge ist proportional zur Zunahme des Scherschichtquerschnitts über eine bestimmte Länge  $x_1$

$$\frac{M_e}{M_a} \sim \frac{1}{x_1^2} \int_0^{x_1} \delta(x) dx. \quad (4.12)$$

Vereinfachend kann nun nach Greenblatt und Wygnanski (2000) angenommen werden, dass sich der obere Fluidstrom mit  $U_\infty$  bewegt, während das Fluid im Ablösegebiet, d.h. im unteren Strom, ruht. Damit ergibt sich die mittlere Geschwindigkeit der Scherschicht nach Gleichung (4.8) zu  $\bar{U} = U_\infty/2$  und die normierte Geschwindigkeitsdifferenz nach Gleichung (4.4) ist  $R = 1$ . Weiterhin ist die Impulsverlustdicke der Scherschicht proportional zu ihrer Querausdehnung  $\delta_{2SL}(x) \sim \delta(x)$ . Unter diesen Voraussetzungen kann das Verhältnis von mitgerissener zu verfügbarer Fluidmenge (4.12) unter Nutzung von (4.9) und (4.10) als Funktion der entdimensionierten Anregungsfrequenz aufgeschrieben werden:

$$\frac{M_e}{M_a} \sim \frac{1}{f_1^{+2}} \int_0^{f_1^+} \delta_{2SL}^+(f^+) df^+. \quad (4.13)$$

$f_1^+$  bezeichnet dabei die mit  $x_1$  gebildete entdimensionierte Frequenz der Anregung (4.9). Das rechte Diagramm in Abbildung 4.4 zeigt die, von Greenblatt und Wygnanski (2000) durch numerischer Integration der Daten des linken Diagramms ermittelte, Abhängigkeit  $M_e/M_a$  von  $f_1^+$ . Der grau hinterlegte Bereich steht wiederum für die Streuung der experimentell ermittelten Daten. Offenbar wird besonders viel Fluid mitgerissen, wenn die entdimensionierte Anregungsfrequenz  $f_1^+$  in der Nähe von 1 liegt. Diese Abschätzung hängt jedoch unter anderem auch von der Amplitude der Anregung ab. Die in Abbildung 4.4 wiedergegebenen Daten gelten für kleine Anregungsamplituden. Stärkere Anregung führt zu einem Überschwingen in Region II, was in einer höheren  $f_1^+$  für maximales  $M_e/M_a$  resultiert. Die Betrachtungen geben also nur Richtwerte. Die zunächst beliebig gewählte Länge  $x_1$  entspricht am Tragflügel mit Ablösung und Anregung an der Profilverderrkante der Profiltiefe  $c$  bzw.  $x_{TE}$  in Abbildung 4.2, da die Strömung wieder komplett an die Tragfläche anlegen soll.

Dass sich die Länge turbulenter Ablösegebiete durch Anregung der den Rand bildenden Scherschicht verkürzen lässt, wurde auch bei Experimenten von Sigurdson (1995) und Kiya et al. (1997) mit längs angeströmten Zylindern gefunden. Auch in diesen Fällen, das Ablösegebiet bildete sich in der Stirnregion der Zylinder aus und wurde durch Ausblasen und Absaugen an der Stirnkante angeregt, konnte die beste Wirkung mit entdimensionierten Frequenzen  $f^+ = O(1)$  erzielt werden. Bezugslänge für  $f^+$  ist dabei

der Zylinderdurchmesser, mit dem die Längsausdehnung des ungestörten Ablösegebietes skaliert.

### Scherschichtanregung und Nachlauffrequenz

Darabi und Wygnanski (2004) stellten die günstigste Anregungsfrequenz, d.h. die, bei der sich die Strömung mit minimalem Impulseintrag anlegen lässt, auch in Beziehung zur dominierenden Frequenz im Nachlauf. Darabi und Wygnanski (2004) setzen die Frequenz der Wirbelablösung im Nachlauf ( $f_{\text{wake}}$  in Abbildung 4.2) mit der Frequenz des Aufrollens einer abgelösten Scherschicht in Einzelwirbel gleich<sup>5</sup>. Ein typischer Wert für die dimensionslose Frequenz der Wirbelbildung bezogen auf die Nachlaufbreite (Strouhalzahl) ist  $f_{\text{wake}}\delta_{\text{wake}}/U_{\infty} = 0.18$ . Bei einem Kreiszyylinder ist die Nachlaufbreite  $\delta_{\text{wake}}$  etwa gleich dem Durchmesser des Zylinders  $D$ . Bei dünnen Tragflügelprofilen hingegen, deren Umströmung auch bei kleinen Anstellwinkeln von Vorderkantenablösung gekennzeichnet ist, kann die charakteristische Nachlaufweite durch die in Strömungsrichtung projizierte Profiltiefe angenähert werden  $\delta_{\text{wake}} \approx c \cdot \sin \alpha$ . Daraus ergibt sich für einen Anstellwinkel von  $\alpha = 10^\circ$  eine mit der Profiltiefe  $c$  gebildete Strouhalzahl der unbeeinflussten Strömung von  $f_{\text{wake}}c/U_{\infty} \approx 1$ . Die typische Frequenz der Nachlaufwirbel  $f_{\text{wake}}$  entspricht also in etwa der günstigsten Anregungsfrequenz.

Auch Wu et al. (1998) wiesen auf diese Koinzidenz von optimaler Anregungsfrequenz und Nachlauffrequenz hin. Wu et al. (1998) stellten fest, dass bei turbulenter Strömung das Verhältnis von Nachlauffrequenz zu Scherschichtfrequenz in einem weiten Reynoldsbereich  $f_{\text{wake}}/f_{\text{SL}} = O(10^{-1})$  ist. Da maximale Scherschichtaufweitungen wiederum mit Anregungsfrequenzen von  $f_e = O(10^{-1})f_{\text{SL}}$  erzielt werden, liegen diese Anregungsfrequenzen im Bereich der Nachlauffrequenz  $f_{\text{wake}}$  und sind deshalb auch geeignet, direkt auf die Nachlaufstrukturen einzuwirken. Darauf geht Abschnitt 4.1.2 am Beispiel des Kreiszyinders noch näher ein.

### Charakteristische Merkmale periodisch angeregter, abgelöster Strömungen

In Abbildung 4.5 nach Wygnanski und Seifert (1994) 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. Entsprechende Geschwindigkeitsmessungen (Wygnanski und Seifert, 1994) zeigten, dass dadurch die Rückströmung eliminiert wird und das ganze Gebiet über der Klappe als eine dicke, wohldurchmischte Grenzschicht erscheint.

Die Art der Anregung ist für deren Wirkung nur von untergeordneter Bedeutung. Verschiedene Anregungsmethoden können über einen zweckmäßig definierten Impuls-koeffizienten  $c'_\mu$  miteinander verglichen werden. Die übliche Definition (Greenblatt und Wygnanski, 2000) lehnt sich an die des Impuls-koeffizienten beim stetigen Ausblasen nach

<sup>5</sup>Zur Bildung der Nachlaufwirbel ist eine abgelöste Scherschicht jedoch nicht in jedem Falle erforderlich, wie Triantafyllou und Karniadakis (1990) durch numerische Untersuchungen von Nachlaufprofilen zeigen konnten. Allein die Instabilität des Nachlaufprofils führt schon zur Bildung einer Wirbelstraße, ohne dass es der Präsenz eines umströmten Körpers bedarf. Beim Kreiszyylinder bildet sich z.B. bereits ab  $Re = 47$  eine Wirbelstraße, die Kelvin-Helmholtz-Instabilität der ablösenden Scherschichten kommt jedoch erst bei  $Re > 1100$  zum Tragen (Wei und Smith, 1986).

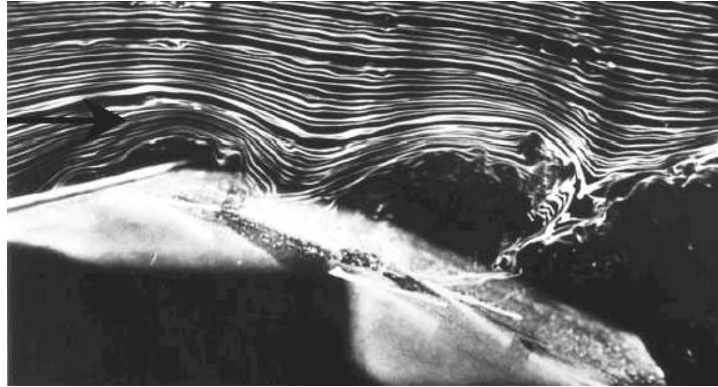


Abb. 4.5: Scherschicht über einer Klappe, angeregt durch einen oszillierenden Vorflügel (flaperon) nach Wygnanski und Seifert (1994).

Poisson-Quinton (1956) (3.6) an und bezieht sich auf die in unmittelbarer Nähe des jeweiligen Aktuators gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen  $u'$

$$c'_\mu = \frac{1}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 l} \int_0^\infty u'^2 dy. \quad (4.14)$$

Abbildung 4.6 nach Greenblatt und Wygnanski (2000) zeigt die mit Anregungen einer bestimmten Frequenz erreichbare Erhöhung des kritischen Anstellwinkels einer Klappe. Die für die schwingende Abströmkante (flaperon, gefüllte Kreise) und das oszillierende Einblasen/Absaugen durch einen Schlitz (Lautsprecher, offene Kreise) mit jeweils  $c'_\mu = 0.02\%$  gemessenen Werte entsprechen sich gut.

Wie bereits erwähnt, ist die optimale Anregungsfrequenz von der Amplitude der Anregung abhängig. Abbildung 4.7 zeigt die an einem  $16^\circ$  angestellten NACA 0015 erzielbare Auftriebssteigerung über der entdimensionierten Anregungsfrequenz  $Se$ . Diese entdimensionierte Anregungsfrequenz

$$Se = \frac{l f_e}{U_\infty} \quad (4.15)$$

ist, statt mit der Entfernung vom Scherschichtursprung  $x$  (4.9), mit einer charakteristischen Körperabmessung  $l$  definiert, die beim überströmten einteiligen Profil der Profiltiefe  $c$  und beim Kreiszyylinder dem Zylinderdurchmesser  $D$  entspricht. Bei einer Anregung durch oszillierendes Absaugen und Ausblasen mit  $c'_\mu = 0.2\%$  wird der maximale Auftriebsgewinn von  $\Delta C_L = 0.27$  gegenüber der unbeeinflussten Strömung bei einer entdimensionierten Anregungsfrequenz von  $Se = 0.64$  erzielt. Für  $Se > 4$  ist keine Auftriebssteigerung mehr festzustellen, im Gegenteil nimmt  $\Delta C_L$  sogar Werte geringfügig unter Null an, was jedoch auch im Bereich der Messungenauigkeiten liegen mag. Eine Erhöhung der Anregungsamplitude um den Faktor 6 ( $c'_\mu = 1.2\%$ ) resultiert in einer vergleichsweise geringen Steigerung des Auftriebsgewinns gegenüber der unbeeinflussten Strömung auf  $\Delta C_L = 0.31$  bei nun  $Se = 1.7$ . Insgesamt werden bei dieser Amplitude in einem breiteren Frequenzband bis etwa  $Se \lesssim 8$  Auftriebssteigerungen erzielt.



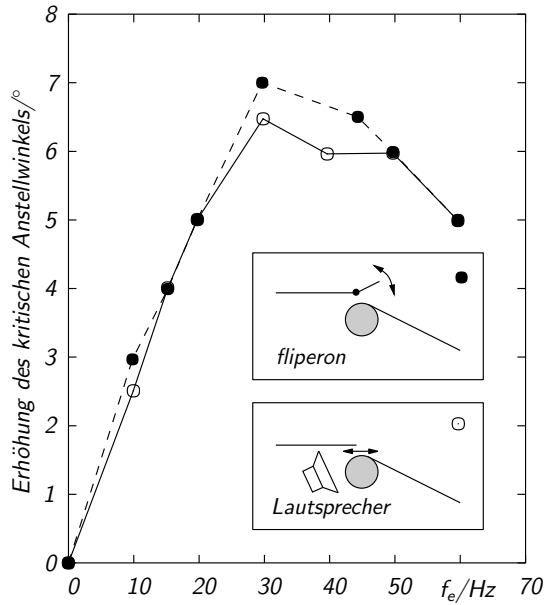


Abb. 4.6: Vergleich zweier Anregungsmethoden bei  $c'_\mu = 0.02\%$  und  $Re = 4.5 \cdot 10^5$  nach Greenblatt und Wygnanski (2000).

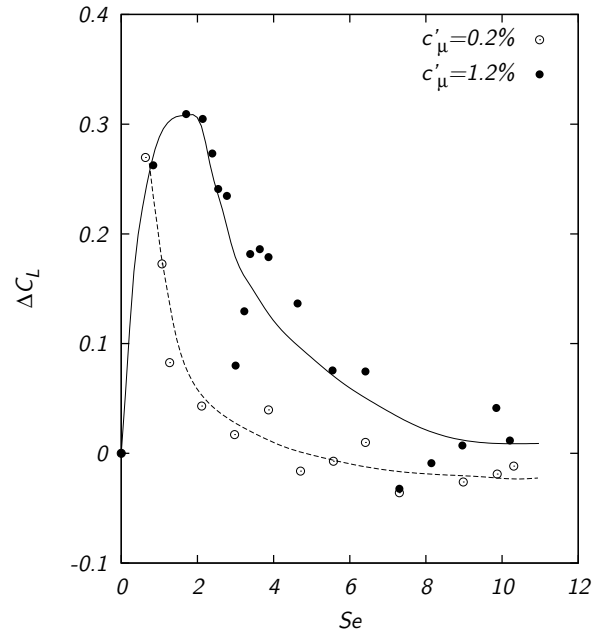


Abb. 4.7: Effekt der reduzierten Anregungsfrequenz auf die Auftriebssteigerung an einem NACA 0015 bei  $Re=2 \cdot 10^5$  und  $\alpha=16^\circ$  (Greenblatt und Wygnanski, 2000).

Abbildung 4.8 gibt die bei einer konstanten Erregerfrequenz von  $Se = 1.1$  für verschiedene  $c'_\mu$  erhaltenen Auftriebspolaren an einem nominellen NACA 0015 bei  $Re = 1.5 \cdot 10^5$  wieder. Die Geometrie der Flügelvorderkante ist als Skizze in das Diagramm eingefügt. Außer der Diskontinuität an der Flügelvorderkante, der für den Blasschlitz erforderliche Rücksprung  $h$  beträgt etwa  $0.4\%$  der Profiltiefe (Ravindran, 1999), gibt es auch noch andere Abweichungen von einem tatsächlichen NACA 0015. In der Summe ergibt sich deshalb für das von Joslin et al. (1999) und Ravindran (1999) mit TAU 0015 bezeichnete Profil eine etwas andere Auftriebspolare als für ein tatsächliches NACA 0015.

Die Anregung mit  $c'_\mu = 0.1\%$  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  $c'_\mu = 1.3\%$  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  $c'_\mu = 0.1\%$  ( $\Delta C_L \approx 0.22$ ). Die Auftriebssteigerung bei  $\alpha = 18^\circ$  ist mit  $\Delta C_L \approx 0.05$  vergleichsweise klein.

Abbildung 4.9 nach Seifert et al. (1996) zeigt den Auftrieb, den ein  $22^\circ$  angestelltes

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

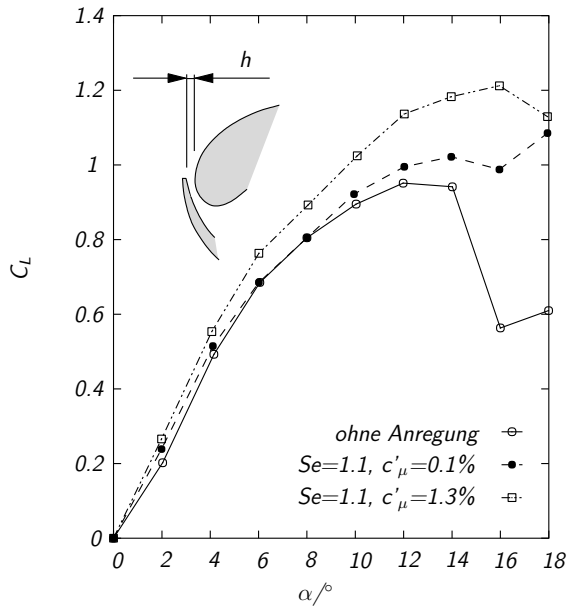


Abb. 4.8: NACA 0015 bei  $Re = 1.5 \cdot 10^5$ , Anregung an der Profilverderrkante (Greenblatt und Wygnanski, 2000). Eingefügt eine Skizze der Profillnase.

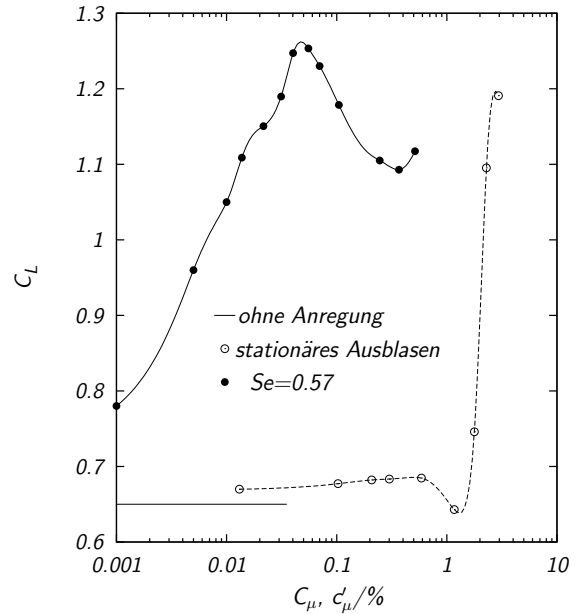


Abb. 4.9: NACA 0015 bei  $Re = 3 \cdot 10^5$  und  $\alpha = 22^\circ$ . Vergleich von stetigem Ausblasen und periodischer Anregung mit  $Se = 0.57$  an der Flügelverderrkante (Seifert et al., 1996).

NACA 0015 bei  $Re = 3 \cdot 10^5$  einerseits unter Einwirkung oszillierender Anregung und andererseits bei stationärem Ausblasen erreicht. Relativ geringer Impulseintrag ( $C_\mu < 1\%$ ) hat beim stationären Ausblasen keinen bzw. einen leicht negativen Effekt. Letzterer wird mit der ablösungsfördernden Wirkung, die der Eintrag langsamen Fluids in die Grenzschicht hat, erklärt (siehe z.B. Attinello, 1961). 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. Die Ursache der Ausbildung des lokalen Auftriebsmaximums von  $C_L = 1.25$  bei  $c'_\mu = 0.06\%$ , ist ungeklärt. Einen ähnlichen Effekt, lokale Widerstandsminima im  $C_D-c'_\mu$ -Verlauf, stellten Spalart et al. (2003) fest. Diese Befunde sind jedoch atypisch, wie bereits bemerkt, nimmt der Auftriebskoeffizient in der Regel monoton mit dem effektiven Impulskoeffizienten zu.

Neben der Anregungsfrequenz und dem Impulskoeffizienten gibt es bei der periodischen Anregung noch weitere Einflussgrößen, die sich auf den Kontrollerfolg auswirken. Abbildung 4.10 nach Hsiao et al. (1990) zeigt, wie der Ort des Impulseintrags die Auftriebssteigerung an einem NACA 63<sub>3</sub>-018 bei  $Re = 3 \cdot 10^5$  beeinflusst. 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 Flügelverderrkante konnte variiert werden. Bei allen drei Anstellwinkeln ist

#### 4.1 Periodische Anregung abgelöster Strömungen

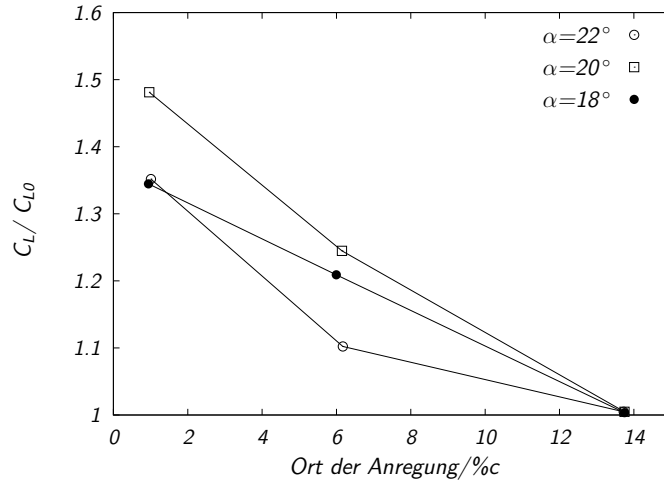


Abb. 4.10: Effekt der Position der Anregung auf die relative Auftriebssteigerung eines NACA 63<sub>3</sub>-018 bei  $Re = 3 \cdot 10^5$ , Anregungsfrequenz  $Se = 2$  (Hsiao et al., 1990).

die Anregung sehr nahe an der Profilvorderkante (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 zwischen  $18^\circ$  und  $22^\circ$  in unmittelbarer Nähe der Flügelnase erfolgt. Die ablösende Scherschicht wird also nur bei Einwirkung an der vordersten Position 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 (Huang, 1996).

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 (Greenblatt und Wygnanski, 2000).

Zumindest im Bereich kleiner Reynoldszahlen ( $Re \leq 10^5$ ) nimmt die Effizienz der Anregung mit der Reynoldszahl zu. Greenblatt und Wygnanski (2001) berichten, 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  $Se = 1$ .

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkräften

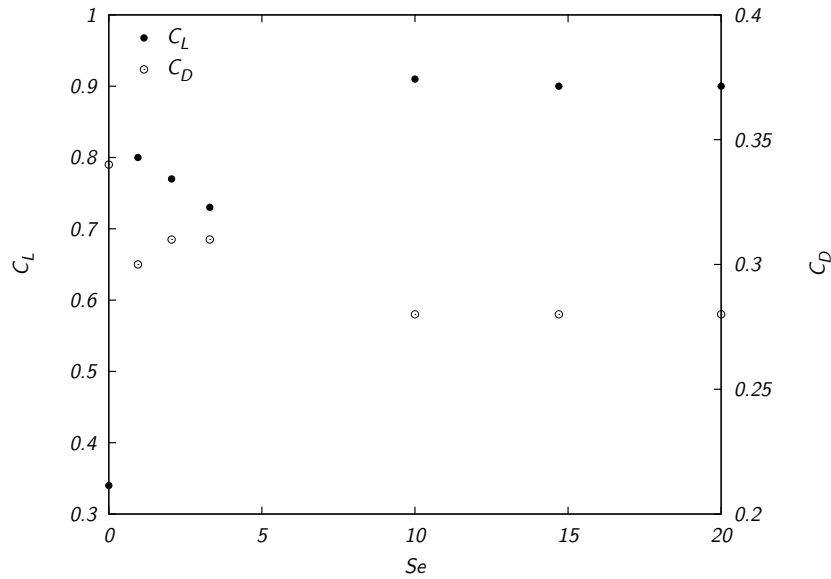


Abb. 4.11: Variation von Auftriebs- und Widerstandskoeffizient mit der entdimensionierten Anregungsfrequenz an einem modifizierten NACA 0024 bei  $\alpha = 17.5^\circ$ ,  $Re = 3.1 \cdot 10^5$  und  $c'_\mu = 0.35\%$ . Daten aus Amitay und Glezer (2002a), Tabelle 5.

#### Hochfrequente Anregung

Von einigen Autoren, namentlich Amitay et al. (1998); Amitay und Glezer (2002a,b) wird angegeben, dass auch mit entdimensionierten Frequenzen von  $Se = O(10)$  signifikante Verbesserungen des Profilverhaltens, d.h. eine Verminderung bzw. Unterdrückung von Strömungsablösungen, erzielt werden können. Bei solch hohen Frequenzen ist eine Anregung der Scherschicht mit dem Effekt einer verstärkten Aufweitung nicht mehr wahrscheinlich.

Amitay und Glezer (2002a) untersuchten 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  $Se = 0.95, 2.05, 3.3, 10, 14.7$  und  $20$  bei einem nominell konstanten Impulskoeffizienten von  $c'_\mu = 0.35\%$  untersucht. Die Anregung erfolgte bei Frequenzen  $Se \leq 3.3$  durch Lautsprecher und für Frequenzen  $Se \geq 10$  mittels piezoelektrisch bewegter Membranen. Amitay und Glezer (2002a) beobachteten bei kleinen Anregungsfrequenzen  $Se \leq 3.3$  deutliche Wirbelstrukturen auf der beeinflussten Profilseite. Die Gesamtströmung legt wieder an, jedoch bildet sich in Profilmähe eine relativ dicke Schicht mit geringer Geschwindigkeit und deutlichen Geschwindigkeitsfluktuationen. Bei Anregung mit Frequenzen  $Se \geq 10$  wird ebenfalls ein Anlegen der saugseitigen Strömung erreicht, dabei ist der Auftriebsgewinn etwas höher (siehe Abbildung 4.11). Außerdem lassen sich in der profilmahen Strömung keine kohärenten Strukturen mehr feststellen, deren Entstehung der Anregung zugeordnet werden könnte. Die wiederangelegte saugseitige Grenzschicht ist wesentlich dünner als bei  $Se \leq 3.3$  und folgt der Profilkontur bis zur Hin-

terkante. Die Ursache für dieses Verhalten vermuten Amitay und Glezer (2002a) in einer „lokalen Modifikation der effektiven Profilform“ durch das Zusammenwirken von Aktuation und Hauptströmung. Amitay und Glezer (2002b) beobachteten die Bildung eines „quasi-stationären Wechselwirkungsbereichs“ in der unmittelbaren Umgebung von hochfrequent betriebenen piezoelektrischen Aktuatoren (synthetic jets). Dieser soll stromab zur Verminderung der Grenzschichtdicke führen und dadurch die Grenzschichtablösung verzögern. Die tatsächlichen Wirkmechanismen der hochfrequenten Anregung sind nach Mittal und Rampungoon (2002) allerdings noch nicht vollständig verstanden.

Amitay und Glezer (2002b) präsentieren auch Strömungsvisualisierungen einer Kreiszyklinderumströmung, bei denen die von Kármánsche Wirbelstrasse durch oszillierende Anregung durch piezoelektrische Aktuatoren am hinteren Staupunkt unterdrückt wurde. Dafür war allerdings ein Impuls-koeffizient von  $c'_\mu = O(0.1)$  aufzuwenden. Der Effekt, dass hochfrequente Oszillationen mit starker Amplitude stabilisierend auf die Umströmung eines Kreiszyklinders wirken können, wurde bereits in den 1970er Jahren von Taneda (1978) beobachtet. Eine seiner Strömungsvisualisierungen zeigt Abbildung 4.18.

McCormick (2000) untersuchte eine Profilmströmung mit durch Lautsprecher bewirkter oszillierender Anregung der abgerissenen Strömung besonders im Hinblick auf die Rolle der Anregungsamplitude bei Anregungsfrequenzen von  $Se = 0.25 \dots 3.5$  und  $Re = 2.5 \cdot 10^5$ . Von McCormick (2000) werden Strömungsvisualisierungen vorgestellt, die auf qualitativ unterschiedliche Wirkungen der Anregung bei verschiedenen Amplituden hindeuten. McCormick (2000) findet für  $c'_\mu = 0.5\%$  eine Anregung der Scherschicht mit den charakteristischen Wirbelstrukturen. Für  $c'_\mu = 1.0 \dots 1.5\%$  stellt sich eine vollständig angelegte Strömung ohne kohärente Strukturen ein. Die weitere Steigerung des Impuls-koeffizienten  $c'_\mu = 4.0 \dots 6.8\%$  resultiert in einem erneuten Auftreten von Wirbeln, deren Drehrichtung jedoch gegenüber der im Bereich  $c'_\mu < 0.5\%$  beobachteten, entgegengesetzt ist. In diesem Fall, von McCormick (2000) als „Over-driven“ bezeichnet, wird das wandnahe Fluid offenbar so stark beschleunigt, dass seine Geschwindigkeit deutlich über der der Hauptströmung liegt und es seinerseits Material mitreißt.

Das von Amitay und Glezer (2002a) am modifizierten NACA 0024 beobachtete Zusammentreffen von niedriger Anregungsamplitude und Rezeptivität im Frequenzbereich  $Se \geq 10$  ist in diesem Zusammenhang bemerkenswert. Beim Betrachten von Abbildung 4.11 fällt auf, dass das Auftriebsmaximum bei  $Se \approx 1$  mit  $C_L = 0.8$  nur schwach ausgeprägt ist. Amitay und Glezer (2002a) 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  $C_L = 1.04$  erst bei  $\alpha = 22^\circ$  (Bullivant, 1941). Der Anstellwinkel des modifizierten NACA 0024 von Amitay und Glezer (2002a) betrug  $17.5^\circ$ , 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 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkräften

4.3.3.1 besprochen. Darabi und Wynanski (2004) nehmen eine erzwungene Transition als wahrscheinlichste Ursache für die von Amitay und Glezer (2002a) beobachtete Wirkung der Anregung mit  $Se = O(10)$  an.

### 4.1.2 Beeinflussung der Kreiszyklinderumströmung durch oszillierende Bewegungen

Wie bereits in Abschnitt 3.2 bemerkt, ist der Kreiszyklinder ein beliebtes Objekt numerischer und experimenteller Studien, da trotz seiner geometrischen Einfachheit, die Umströmung eines Kreiszyklinders ein „Kaleidoskop anspruchsvoller Strömungsphänomene“ (Morkovin, 1964) zeigt. Zudem gibt es eine Vielzahl praktischer Anwendungen und Geschehnisse, die, wie die Scruton-Spiralen an Schornsteinen und der Zusammenbruch der Tacoma Narrows Bridge (Billah und Scanlan, 1991), mit dem Wechselwirken von Wirbelablösungen und Strukturschwingungen zusammenhängen. Auch das Leck im Kühlkreislauf des schnellen Brüters in Monju 1995 wird nach Okajima et al. (2004) auf das Ausbrechen eines durch strömungsinduzierte Vibrationen überbeanspruchten Thermoelements zurückgeführt. Andererseits kann die Wirbelstruktur im Zylindernachlauf durch oszillierende Bewegungen des Zylinders in weiten Bereichen kontrolliert werden, eine Übersicht über diesbezügliche Arbeiten bieten Griffin und Hall (1991).

Häufiger untersucht werden die in Abbildung 4.12 skizzierten Oszillationstypen: oszillierendes Rotieren um die Zylinderachse und Schwingungen des Zylinders quer zur und in Strömungsrichtung. Das Synchronisieren von Wirbelfrequenz im Nachlauf und Anregungsfrequenz, d.h. eine Resonanz von Zylinderoszillationen und Wirbelstruktur, wird im englischen Sprachraum mit „lock-in“ bezeichnet. Im Resonanzbereich können bei angeregten schwingenden Strukturen Schwingungsamplituden entstehen, die zur Zerstörung der Struktur führen. Die Ausdehnung des Resonanzbereichs hängt von der Schwingungsart ab und wird üblicherweise in Abhängigkeit von Anregungsfrequenz  $f_e$  und Oszillationsamplitude  $\hat{y}$ ,  $\hat{x}$  bzw. der maximalen Umfangsgeschwindigkeit  $\hat{u}$  dargestellt. Um eine dimensionslose Größe für die Oszillationsamplitude zu erhalten, bezieht man beim oszillierenden Rotieren des Zylinders üblicherweise die maximale Umfangsgeschwindigkeit auf die Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$ :

$$\hat{\Omega} = \frac{\hat{u}}{U_\infty}. \quad (4.16)$$

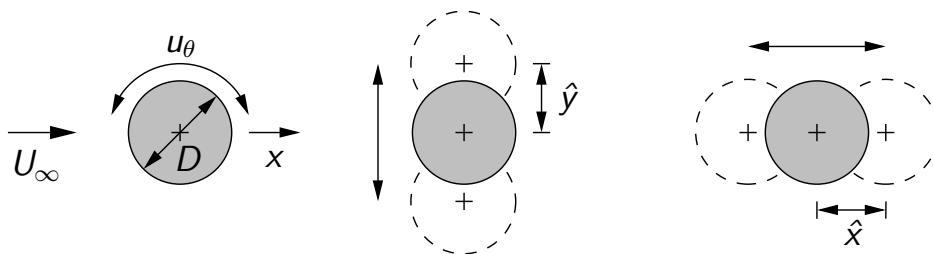


Abb. 4.12: Oszillierende Zylinder: rotierend oszillierend (links), quer zur Anströmung oszillierend (Mitte), in Anströmungsrichtung oszillierend (rechts).

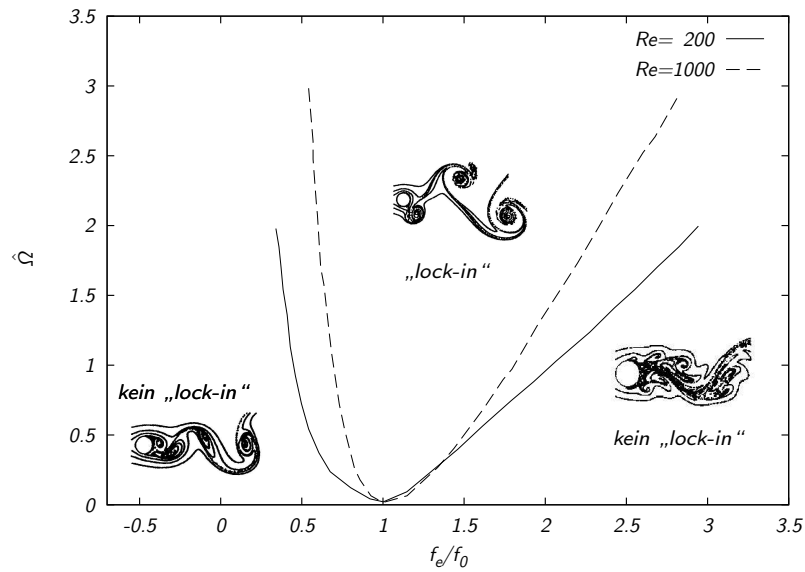


Abb. 4.13: Resonanzbereich für oszillierend rotierende Zylinder. Daten und Streichlinienbilder repräsentativer Strömungszustände aus numerischen Arbeiten von Cheng et al. (2001b) (—) und Cheng et al. (2001a) (— —).

Die Umfangsgeschwindigkeit des Zylinders folgt meist einer Sinusfunktion, so dass die momentane dimensionslose Umfangsgeschwindigkeit als

$$\Omega(t) = \hat{\Omega} \sin(2\pi f_e t) \quad (4.17)$$

notiert werden kann. Der in numerischen Untersuchungen von Cheng et al. (2001b) und Cheng et al. (2001a) für Reynoldszahlen von  $Re = 200$  und  $Re = 1000$  gefundene Resonanzbereich ist in Abbildung 4.13 eingezeichnet. In der Abbildung ist die entdimensionierte maximale Umfangsgeschwindigkeit  $\hat{\Omega}$  über der auf die Wirbelfrequenz im unbeeinflussten Fall  $f_0$  bezogene Anregungsfrequenz  $f_e$  aufgetragen. Wenn die Anregungsfrequenz der Wirbelablösefrequenz im ungestörten Fall entspricht ( $f_e/f_0 = 1$ ), stellt sich bereits bei sehr kleinen  $\hat{\Omega}$  Resonanz ein. Der für kleine Anregungsamplituden noch sehr schmale Frequenzbereich in dem Resonanz auftritt, weitet sich für wachsende  $\hat{\Omega}$  auf. Im Resonanzbereich lösen die Wirbel gleichmäßig ab und nehmen mit wachsendem  $\hat{\Omega}$  an Stärke zu. Die Zylinderumströmung bei Anregungsfrequenzen kleiner als die jeweilige untere Resonanzfrequenz ist von der zeitlich irregulären Ablösung von unterschiedlich starken Wirbeln gekennzeichnet. Oberhalb der Resonanzfrequenz lösen sich die Wirbel direkt am Zylinder zwar mit der Anregungsfrequenz ab, verschmelzen dann aber rasch und bilden Nachlaufstrukturen aus, deren dominante Frequenz denen der von Kármánschen Wirbelstraße im unbeeinflussten Fall entsprechen. Aus dem Vergleich der Daten von Cheng et al. (2001b) für  $Re = 200$  und Cheng et al. (2001a) für  $Re = 1000$  ergibt sich, dass die Breite des Resonanzbereichs mit wachsender Reynoldszahl abnimmt.

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkräften

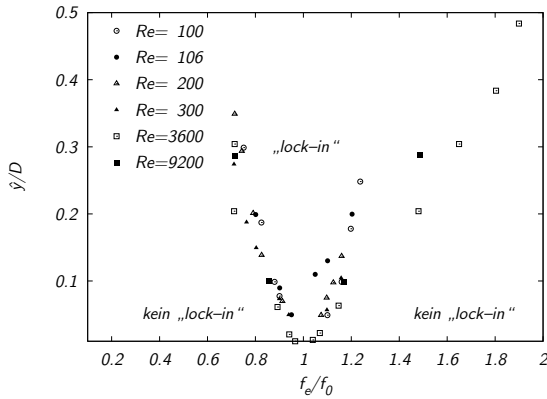


Abb. 4.14: Resonanzbereich für quer zur Anströmung oszillierende Zylinder. Daten von Koopmann (1967) ( $\circ, \triangle, \blacktriangle$ ), Anagnostopoulos (2000) ( $\bullet$ ) und Stansby (1976) ( $\square, \blacksquare$ ).

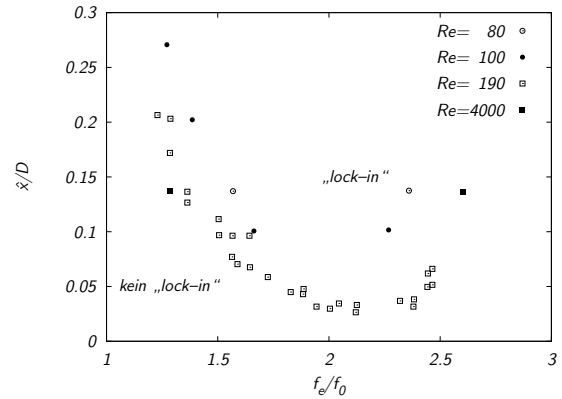


Abb. 4.15: Resonanzbereich für in Anströmungsrichtung oszillierende Zylinder. Darstellung nach Griffin (1988), Daten aus der dort angegebenen Literatur.

Die Stärke der Einwirkung wird bei parallel und quer zur Anströmungsrichtung oszillierenden Zylindern gewöhnlich durch die mit dem Zylinderdurchmesser  $D$  entdimensionierte Schwingungsamplitude  $\hat{x}/D$  bzw.  $\hat{y}/D$  charakterisiert. Als Anregungswellenform ist auch hier eine Sinusschwingung typisch, die Momentanposition des Zylinders ergibt sich als

$$\frac{x(t)}{D} = \frac{\hat{x}}{D} \sin(2\pi f_e t) \quad (4.18)$$

bzw.

$$\frac{y(t)}{D} = \frac{\hat{y}}{D} \sin(2\pi f_e t). \quad (4.19)$$

Bei quer zur Strömung schwingenden Zylindern ergibt sich eine ähnliche Form des Resonanzbereichs wie bei oszillierend rotierenden Zylindern. Auch hier setzt Resonanz zuerst bei Anregungsfrequenzen, die denen der von Kármánschen Wirbelstraße entsprechen, ein. Dieser Sachverhalt ist aus Abbildung 4.14 ablesbar und liegt darin begründet, dass ein mit  $f_0$  quer zur Anströmung schwingender Zylinder das bei der unbeeinflussten Strömung auftretende, zur x-Achse asymmetrische, Wirbelablösen unterstützt. Eine große Anzahl entsprechender Strömungsvisualisierungen findet sich bei Ongoren und Rockwell (1988a).

Ein parallel zur Anströmung schwingender Zylinder hingegen befördert das Ablösen von zur x-Achse symmetrischen Wirbeln, wie sie z.B. in Strömungsvisualisierungen von Ongoren und Rockwell (1988b) und Okajima et al. (2004) gezeigt werden. Bei dieser Art der Anregung muss zunächst ein Schwellwert der entdimensionierten Amplitude  $\hat{x}/D$  überschritten werden, damit Resonanz eintreten kann. Diese findet zuerst bei einer Anregungsfrequenz statt, die dem Doppelten der Wirbelablösefrequenz im unbeeinflussten Fall entspricht. Der Resonanzbereich ist in Abbildung 4.15 nach Griffin (1988) dargestellt.

Mit den Wirbelstrukturen im Zylindernachlauf sind von der Strömung auf den Zylinder ausgeübte Kräfte verbunden. Das kann einerseits wie oben erwähnt im Resonanzfall



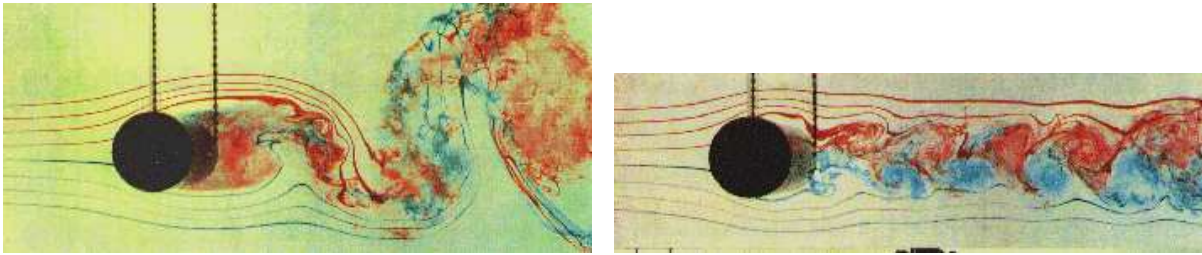


Abb. 4.16: Zylinderumströmung bei  $Re = 1.5 \cdot 10^4$ , links ruhender Zylinder, rechts Zylinder oszillierend rotierend mit  $Se \approx 1$  und  $\hat{\Omega} \approx 3$ . Aufnahmen von Tokumaru und Dimotakis (1991).

bis zur Zerstörung des Zylinders führen. Andererseits können – typischerweise bei Anregungsfrequenzen, die oberhalb der Wirbelablösefrequenz im unbeeinflussten Fall liegen – Wirbelstrukturen entstehen, mit denen verminderte Widerstandskräfte bzw. reduzierte Querkräfte verbunden sind. Tokumaru und Dimotakis (1991) befassten sich experimentell mit der Beeinflussung der Zylinderumströmung mittels oszillierendem Rotieren des Zylinders bei einer Reynoldszahl von  $1.5 \cdot 10^4$ . Die beiden in Abbildung 4.16 zusammengestellten Fotografien von Tokumaru und Dimotakis (1991) demonstrieren eindrucksvoll die Kontrollwirkung des oszillierenden Rotierens auf die Nachlaufstruktur. Der Nachlauf hinter dem stationären Zylinder ist wesentlich breiter und besteht aus größeren Wirbeln als hinter dem oszillierend rotierenden Zylinder. Statt des Verhältnisses von Anregungsfrequenz zu Wirbelablösefrequenz im unbeeinflussten Fall verwendeten Tokumaru und Dimotakis (1991) die mit der Anregungsfrequenz gebildete Strouhalzahl nach (4.15), wobei als charakteristische Länge wie bei der Reynoldszahl der Zylinderdurchmesser  $D$  eingesetzt wird. LDA-Messungen im Zylindernachlauf zeigen für eine entdimensionierte maximale Umfangsgeschwindigkeit nach (4.16)  $\hat{\Omega} = 2$  und eine dimensionslose Anregungsfrequenz  $Se = 0.2$ , d.h.  $f_e/f_0 \approx 1$ , eine leichte Verbreiterung des Nachlaufs gegenüber dem unbeeinflussten Fall. Die Tiefe der Nachlaufdelle geht gleichzeitig auf etwa 30% ihres ursprünglichen Wertes zurück. Die Form der Nachlaufdelle ändert sich grundlegend, sie weist nunmehr 2 Maxima an den Rändern und ein lokales Minimum in ihrer Mitte auf. Bei  $Se = 1$  und damit  $f_e/f_0 \approx 5$ , d.h. dem Wert, der für das rechte Bild von Abbildung 4.16 gilt, ist die Nachlaufdelle sehr viel schmaler als im unbeeinflussten Fall, ihre Tiefe beträgt etwa 40% des Ursprungswertes. Bei der Betrachtung von aus den Geschwindigkeitsmessungen ermittelten Widerstandsbeiwerten stellt man fest, dass sich bei moderaten Oszillationsamplituden ( $\hat{\Omega} \lesssim 4$ ) ein breites Minimum des Widerstandsbeiwertes um  $Se \approx 1$  ergibt. Diesem Minimum entspricht eine Reduzierung des Widerstandsbeiwertes um etwa 85%. Die von Tokumaru und Dimotakis (1991) gemessenen mittleren Widerstandsbeiwerte sind zusammen mit numerischen Ergebnissen von Lu und Sato (1996), Srinivas und Fujisawa (2003) und Cheng et al. (2001a) in Abbildung 4.17 wiedergegeben. Dazu wurden die von Tokumaru und Dimotakis (1991) und Srinivas und Fujisawa (2003) in Abhängigkeit von  $Se$  dargestellten Daten auf die nach Fey et al. (1998) für  $Re = 1.5 \cdot 10^4$  ermittelte Strouhalzahl der unbeeinflussten Strömung bezogen.

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

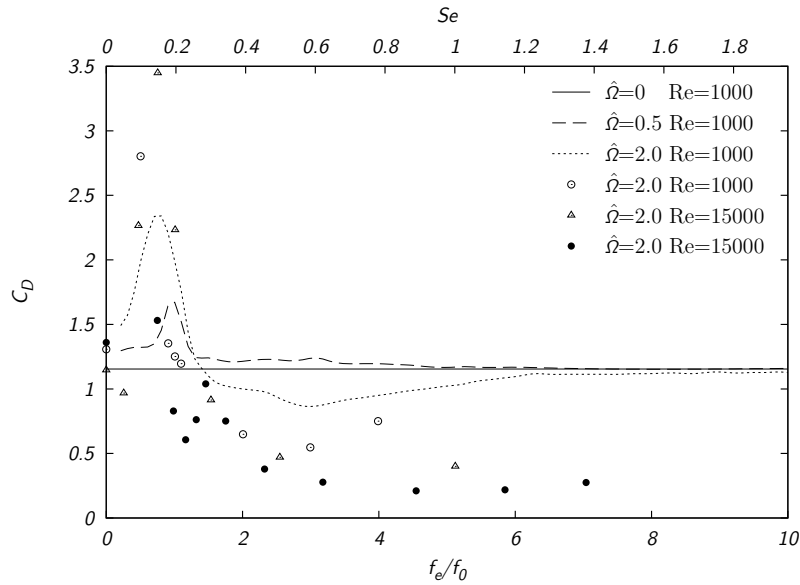


Abb. 4.17: Zeitlich gemittelter Widerstandsbeiwert für einen oszillierend rotierenden Zylinder. Darstellung numerischer Ergebnisse von Cheng et al. (2001a) (Linien) mit Werten von Lu und Sato (1996) ( $\circ$ ), Srinivas und Fujisawa (2003) ( $\triangle$ ) und Messungen von Tokumaru und Dimotakis (1991) ( $\bullet$ ).

Übereinstimmend zeigen die Werte ein starkes Ansteigen des Widerstands für  $Se \lesssim 1$ . Bei  $\hat{\Omega} = 0.5$  nimmt der von Cheng et al. (2001a) berechnete Widerstand für  $Se \gtrsim 1$  allmählich auf den Wert der unbeeinflussten Strömung  $C_{D0}$  ab. Bei der höheren enddimensionierten maximalen Umfangsgeschwindigkeit von  $\hat{\Omega} = 2$  folgt dem Widerstandsanstieg für  $Se \lesssim 1.4$  ein Absinken unter den Wert der unbeeinflussten Strömung und für höhere  $Se$  wiederum ein Ansteigen auf  $C_{D0}$ . Die bei gleichen Parametern ( $Re = 1000$ ,  $\hat{\Omega} = 2$ ) durchgeführten Rechnungen von Lu und Sato (1996) bestätigen den Trend. Die quantitativen Differenzen mögen in den unterschiedlichen Berechnungsmethoden für die jeweils als zweidimensional aufgefasste Strömung begründet liegen. Während Cheng et al. (2001a) mit einer Wirbelmethode (hybrid vortex method) arbeiteten, lösten Lu und Sato (1996) die zweidimensionale Navier–Stokes–Gleichung in primitiven Variablen mit einem Finite–Differenzen–Verfahren zweiter Ordnung. Die von Lu und Sato (1996) angegebenen Werte liegen näher an den gemessenen, was auch für den bei  $Se = 0$  eingetragenen Widerstandskoeffizienten der unbeeinflussten Strömung gilt. Dieser wiederum liegt mit  $C_{D0} = 1.36$  (Tokumaru und Dimotakis, 1991) über dem für  $Re = 1.5 \cdot 10^4$  aus Gleichung (3.24) folgendem  $C_{D0} = 1.12$ . Die Reynoldszahlen von Numerik und Experiment sind deutlich verschieden und der im Experiment notwendigerweise vorhandene Einfluss von Endeffekten und der tatsächlich dreidimensionalen Strömung lässt sich schwer quantifizieren, so dass genügend Gründe für die Differenzen vorliegen. Die Rechnungen von Lu und Sato (1996) umfassten insgesamt einen Reynoldszahlbereich von  $200 \leq Re \leq 3000$ . In diesem Bereich änderten sich die Strukturen der großskaligen Wirbel im zylindernahen

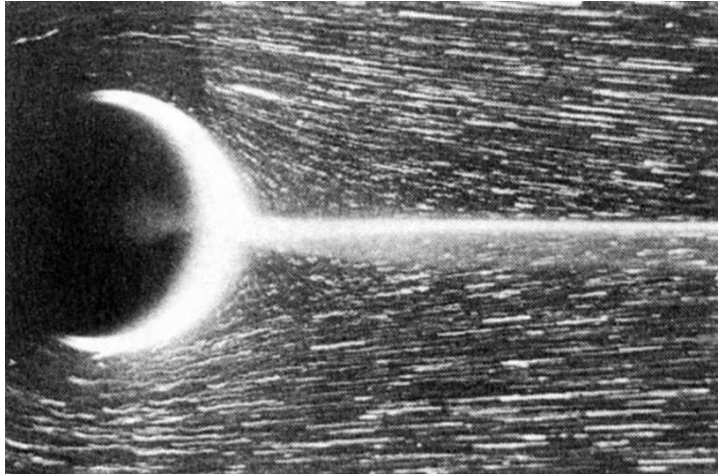


Abb. 4.18: Durch oszillierendes Rotieren stabilisierter Zylindernachlauf bei  $Re = 120$ ,  $Se = 6.1$  und  $\hat{\Omega} = 15$  von Taneda (1978).

Nachlauf nicht wesentlich. Die von Srinivas und Fujisawa (2003) unter Verwendung eines  $k$ - $\epsilon$  Modells erhaltenen Lösungen der instationären Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (URANS) für  $Re = 15000$  und  $\hat{\Omega} = 2$  beschreiben sowohl den experimentell gefundenen Trend  $C_D(Se)$  als auch die einzelnen Widerstandsbeiwerte recht gut.

Shiels und Leonard (2001) berechneten die Strömung um einen oszillierend rotierenden Zylinder im Reynoldszahlbereich  $150 \leq Re \leq 15000$  bei sonst festgehaltenen Parametern von  $Se = 1$  und  $\hat{\Omega} = 2$ , also etwa am Ort des von Tokumaru und Dimotakis (1991) gefundenen Minimums des Widerstandskoeffizienten. Shiels und Leonard (2001) nutzten ebenfalls eine Wirbelmethode (viscous vortex method) und fanden eine deutliche Abhängigkeit des Anregungseffekts von der Reynoldszahl. Bis  $Re \approx 800$  bewirkt die Zylinderoszillation eine Erhöhung des Widerstandsbeiwertes gegenüber dem Wert der unbeeinflussten Strömung. Ab  $Re \gtrsim 1500$  nimmt der Widerstandsbeiwert des oszillierenden Zylinders jedoch stark mit der Reynoldszahl ab und beträgt bei  $Re = 15000$  noch  $C_D = 0.43$ , was noch oberhalb des von Tokumaru und Dimotakis (1991) gemessenen  $C_D(Se = 0.89, \hat{\Omega} = 2) = 0.21$ , jedoch deutlich unterhalb des Widerstandsbeiwerts der unbeeinflussten Strömung liegt.

Taneda (1978) untersuchte ebenfalls die Umströmung eines oszillierend rotierenden Zylinders, allerdings bei kleineren Reynoldszahlen von  $30 \leq Re \leq 300$  als die vorgeannten Autoren. Neben verschiedenen instationären Strömungsstrukturen fand Taneda auch Parameterkombinationen, bei denen die großräumige Zylinderumströmung bei Reynoldszahlen stationär erscheint, die deutlich oberhalb der kritischen Reynoldszahl von  $Re_{\text{krit}} = 47$  liegen. Ab dieser Reynoldszahl bildet sich eine von Kármánsche Wirbelstraße im Nachlauf aus (siehe auch Abschnitt 3.2.2, Seite 99). Abbildung 4.18 von Taneda (1978) zeigt einen von stabilisierten Zylindernachlauf bei  $Re = 120$ . Es fällt auf, dass in diesem Fall die Anregungsfrequenz bei etwa dem 30-fachen der Frequenz der von Kármánschen Wirbelstraße liegt und eine hohe entdimensionierte maximale Umfangsgeschwindigkeit

von  $\hat{\Omega} = 15$  benötigt wird.

Die unter diesen Bedingungen festgestellte vollständige Auslöschung der von Kármán'schen Wirbelstraße kann möglicherweise auf die von Prandtl (1956) als „Sekundärströmungen dritter Art“<sup>6</sup> bezeichneten und im englischen Sprachraum mit „steady streaming“ (siehe z.B. Riley, 2001) benannten stationären Strömungen, die von periodisch bewegten Körpern ausgehen können, zurückgeführt werden. Diese Ansicht wird von Wu et al. (1993) mit analytischen Argumenten gestützt. Takahashi (1999) und Furukawa und Takahashi (2002) fanden numerisch unter Nutzung der Oseen Approximation, die allerdings nur für kleine Reynoldszahlen ( $Re \lesssim 10$ ) gültig ist, eine Unterdrückung der Strömungsablösung sowie eine Widerstandsverminderung am Kreiszyylinder durch die Sekundärströmung.

## 4.2 Experimente mit einer oszillierender Lorentzkraft am Zylinder

Im Folgenden sollen einige Visualisierungen einer von oszillierenden elektromagnetischen Kräften beeinflussten Kreiszyylinderumströmung vorgestellt und diskutiert werden. Für die Beschreibung des verwendeten Zylinders sei auf Abschnitt 3.2 verwiesen. Die Experimente liefen im rotierenden Kreiskanal „Karussell“ (Weier et al., 1998) ab. Als Elektrolyt fand die ebenfalls in Abschnitt 3.2 näher spezifizierte saure Kupfersulphatlösung Verwendung. Durch den Gebrauch der Kupfersulphatlösung und Kupferelektroden am Zylinder ergeben sich als primäre Elektrodenreaktionen Kupferauflösung und -abscheidung. Damit ist die Vermeidung von Elektrolyseblasen von untergeordneter Bedeutung, da bei Stromdichten  $j_0 \lesssim 6.7 \text{ kA/m}^2$  ohnehin keine Wasserzerlegung stattfindet. Der Wechselstrom ermöglicht es jedoch, höhere Wechselwirkungsparameter als bei Gleichstrom einzustellen. Bei Gleichstrom kommt es im Falle hoher Stromdichten durch lokale Übersättigung der Lösung in der Umgebung der Anoden zum Auskristallisieren von Kupfersulphat, was nach kurzer Zeit den weiteren Stromfluss unterbindet.

Für die Speisung der Elektroden mit Wechselstrom wurde eigens eine geregelte Wechselstromquelle gebaut, die es erlaubt, Schwingungen praktisch beliebiger Form zu erzeugen. Die in einem Frequenzbereich von  $0.1 < f < 30 \text{ Hz}$  maximal einstellbaren Amplituden betragen  $15 \text{ V}$  für die Spannung und  $10 \text{ A}$  für den Strom.

In den Experimenten wurden nur sinusförmige Schwingungen verwendet, d.h. für den momentanen Wechselwirkungsparameter lässt sich schreiben:

$$N(t) = \hat{N} \sin(2\pi f_e t), \quad (4.20)$$

wobei  $f_e$  wieder die Frequenz der Anregung angibt und  $\hat{N}$  den Amplitudenwert des Wechselwirkungsparameters.  $N$  bezeichnet im Folgenden durchgängig den mit dem Effektivwert des Wechselstromes gebildeten Wechselwirkungsparameter, es gilt also:

$$N = \frac{\sqrt{2}}{2} \hat{N}. \quad (4.21)$$

---

<sup>6</sup>Eine periodische Strömung, die im zeitliches Mittel verschwindet, kann eine stationäre Strömung auslösen. Diese stationäre Strömung wird von den, durch die periodische Strömung hervorgerufenen, Reynoldsspannungen getrieben (Stuart, 1966). Oszillierende nichtkonservative Volumenkräfte können auch direkt eine stationäre Strömung auslösen (Riley, 2001).

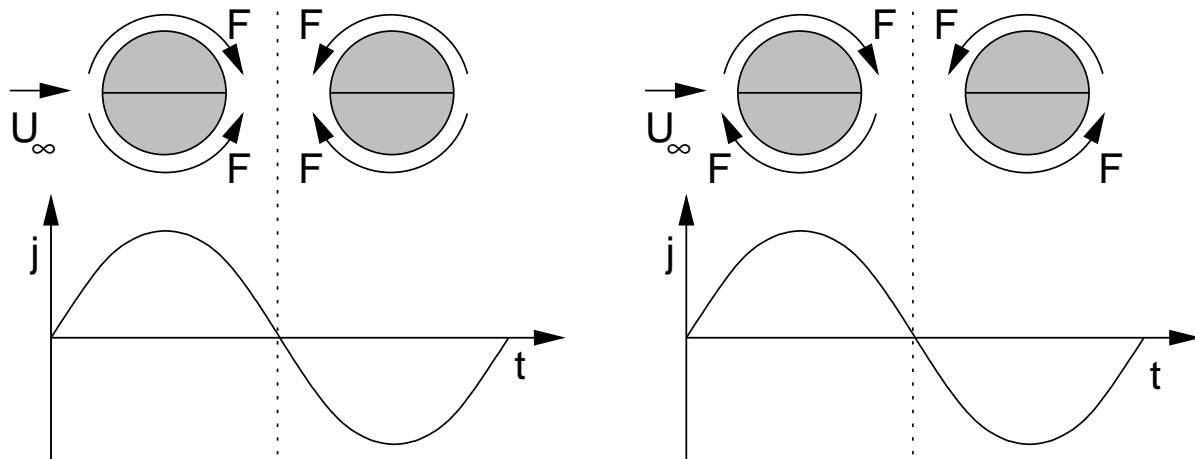


Abb. 4.19: Symmetrische (links) und Antisymmetrische Anregung (rechts).

Die Frequenz  $f_e$  des Wechselstroms wird entdimensioniert nach Gleichung (4.15) als Strouhalzahl  $Se$  der Anregung angegeben, charakteristische Länge ist der Zylinderdurchmesser  $D$ .

Die zwei unterschiedlichen Arten der Kraftwirkung sind in Abbildung 4.19 skizziert. Bei der als „symmetrisch“ bezeichneten Konfiguration ist die Orientierung der Lorentzkraft relativ zur Strömungsrichtung zu einem Zeitpunkt auf beiden Seiten des Zylinders gleich. „Antisymmetrische“ Anregung liegt vor, wenn die Lorentzkraft zu einem Zeitpunkt über dem Zylinderumfang die gleiche azimuthale Orientierung hat. Letztere Konfiguration ist vergleichbar mit der bei den oszillierend rotierenden Zylindern auftretenden, erstere weist Analogien zu einem in Strömungsrichtung schwingenden Zylinder auf.

Die Strömungsbilder basieren überwiegend auf Videoaufnahmen der Flüssigkeitsoberfläche, auf der sich feine Aluminiumpartikel befanden. Um Bahnlinien (Partikelpfade) zu verfolgen, wurden jeweils 8 aufeinanderfolgende digitalisierte Videobilder (frames) überlagert. Bei den zwei Bildern, welche Farbfadenvisualisierungen zeigen (4.25 und 4.29), fand die in Abschnitt 3.2 erwähnte Kaliumpermanganatlösung Verwendung. Die Strömung ist in den Bildern, die die Bahnlinien zeigen, von links nach rechts gerichtet und besitzt eine leichte Querkomponente zum unteren Bildrand hin.

### 4.2.1 Symmetrische Kraftwirkung

Die primäre absolute Instabilität des Zylindernachlaufs, die zur Ausbildung der von Kármánschen Wirbelstraße führt, ist antisymmetrischer Natur. Die Wirbel bilden sich alternierend an den Zylinderseiten. Da die hier betrachtete Anregung, wie beim parallel zur Anströmung oszillierenden Zylinder, symmetrisch ist, wird man ein Konkurrieren der beiden Moden im Zylindernachlauf erwarten. Dieses Wechselspiel ruft in Abhängigkeit der Parameter  $Re$ ,  $Se$  und  $N$  unterschiedliche Wirbelstrukturen hervor.

In Abbildung 4.20 wird der Einfluss einer symmetrischen oszillierenden Lorentzkraft wachsender Frequenz  $Se$  auf die Strömung im Nachlauf nahe am Zylinder bei konstanter Reynoldszahl von  $Re = 1100$  und konstantem effektiven Wechselwirkungsparameter von

4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

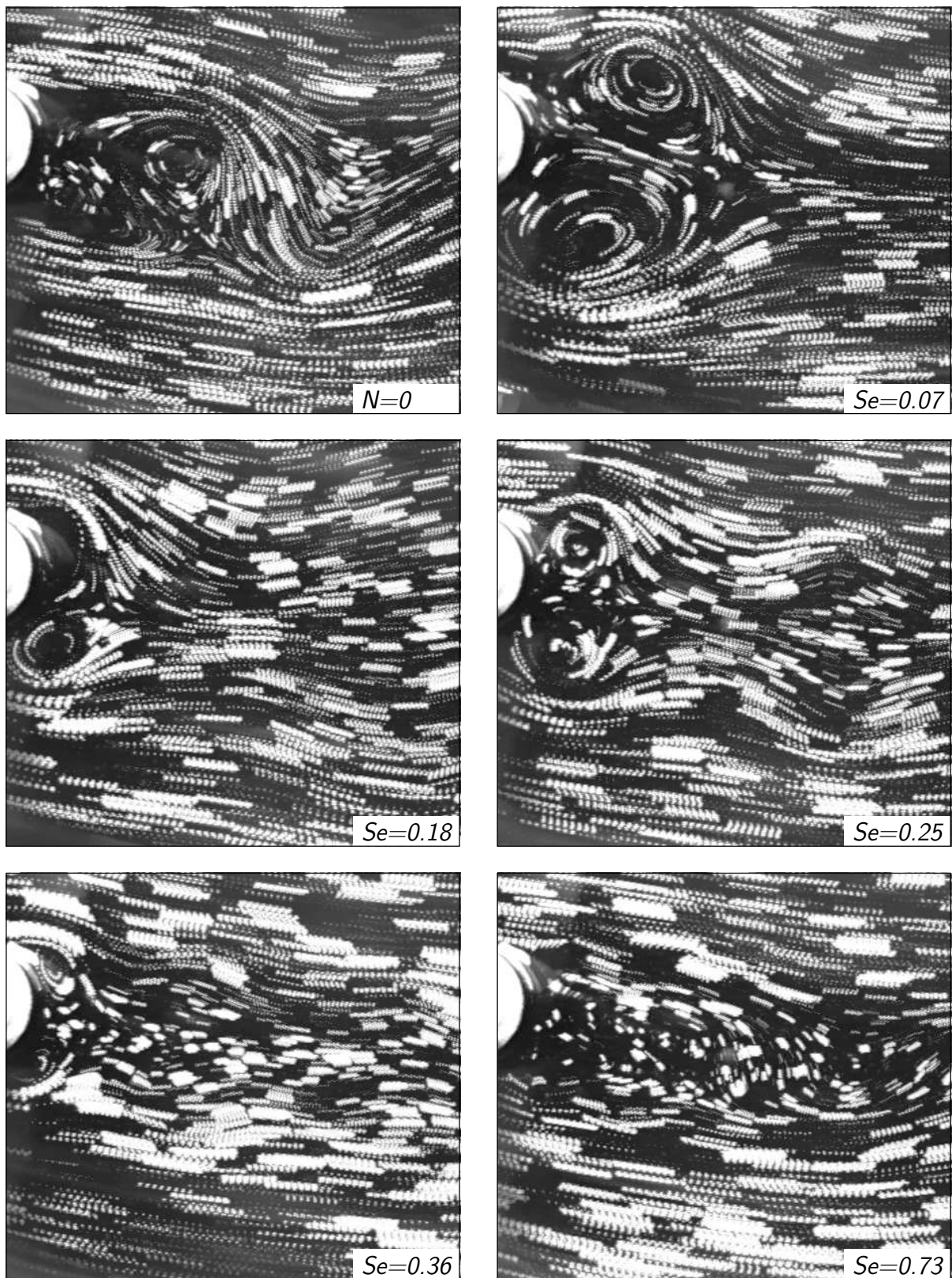


Abb. 4.20: Symmetrische Anregung bei  $Re = 1100$ ,  $N = 3.3$  und wachsendem  $Se$ . Zum Vergleich die unbeeinflusste Strömung oben links.

## 4.2 Experimente mit einer oszillierender Lorentzkraft am Zylinder

$N = 3.3$  gezeigt. Bei  $N = 0$  ist die für die von Kármánsche Wirbelstraße charakteristische alternierende Wirbelfolge erkennbar. Bei der eingestellten Reynoldszahl beträgt die Strouhalzahl der unbeeinflussten Strömung

$$St = \frac{f_0 D}{U_\infty} \quad (4.22)$$

mit der dominanten Frequenz  $f_0$ , dem Zylinderdurchmesser  $D$  und der Geschwindigkeit  $U_\infty$  der Anströmung nach Fey et al. (1998)  $St = 0.21$ . Bei einer entdimensionierten Anregungsfrequenz von  $Se = 0.07$ , also etwa einem Drittel der Frequenz der von Kármánschen Wirbelstraße, dominiert die Anregung die Strömung im Nachlauf. Ein symmetrisches Wirbelpaar, mit einer Gesamtausdehnung von etwa drei Zylinderdurchmessern quer zur Strömungsrichtung liegt am Zylinder an. Während dieser Momentaufnahme war die Kraft die ganze Zeit entgegen der Strömungsrichtung gerichtet, was zum Aufbau eines großräumigen Rezirkulationsgebietes führte. Die Konfiguration ähnelt also der im rechten Bild von Abbildung 3.10 gezeigten. Das Wirbelpaar würde im stationären Fall instabil werden und eine Wirbelstraße ausbilden, die zwar ebenfalls asymmetrisch, jedoch weit breiter als die natürliche wäre. Durch den Wechsel der Krafrichtung mit der Zeit wird das hier jedoch verhindert, es stellt sich vielmehr ein periodisches Ablösen der symmetrischen Wirbelpaare ein, wenn sich die Krafrichtung umkehrt. Diese periodische Konfiguration zerfällt im zylinderfernen Nachlauf, der außerhalb des dargestellten Bereichs liegt, in eine asymmetrische Wirbelstraße. Bei Erhöhung der Anregungsfrequenz auf  $Se = 0.18$ , also knapp unterhalb der natürlichen Frequenz, zeigt sich ein asymmetrisches Bild. Die Ausdehnung der Wirbel ist wesentlich kleiner als bei  $Se = 0.07$ , die Breite des Nachlaufs jedoch größer als bei  $N = 0$ , was wiederum an der momentan stromauf gerichteten Lorentzkraft liegt. Offensichtlich ist die Strömung bei der nahe an der natürlichen Instabilität liegenden Anregungsfrequenz in der Lage, genügend viel Energie aus der Anregung in eine instabile asymmetrische Mode zu transferieren, so dass sich schließlich eine asymmetrische Gesamtströmung ergibt. Eine weitere Erhöhung der Anregungsfrequenz auf  $Se = 0.25$  führt wiederum zu einer symmetrischen Wirbelstraße mit Wirbeln, die kleiner sind, als die der von Kármánschen Wirbelstraße. Obwohl die Anregungsfrequenz nicht wesentlich weiter von der natürlichen entfernt ist, als im vorherigen Fall, ist die Strömung eindeutig von der Anregung dominiert. Auch die hier gezeigte Wirbelkonfiguration wandelt sich nach einer gewissen Laufzeit wieder in die stabile antisymmetrische Konfiguration ähnlich der von Kármánschen Wirbelstraße. Bei  $Se = 0.36$  ist die Strömung am Zylinder ebenfalls symmetrisch, die Wirbel wegen der erhöhten Frequenz jedoch kleiner als bei  $Se = 0.25$ . Auch hier ist die zylindernahe Strömung durch die Anregung bestimmt, im weiteren Abstand vom Zylinder zerfällt die symmetrische Wirbelstraße in eine antisymmetrische Anordnung. Das letzte Bild von Abbildung 4.20 zeigt die sich bei  $Se = 0.73$  einstellende Strömung. Hier beeinflusst die Anregung die Strömung nur noch schwach. Selbst unmittelbar am Zylinder sind keine symmetrischen Strukturen erkennbar, das Rezirkulationsgebiet nach dem Zylinder erscheint relativ ungeordnet und lang. Etwa zwei Zylinderdurchmesser stromab kann man einen abschwimmenden Wirbel erkennen, der den Beginn einer asymmetrischen Wirbelstraße markiert.

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

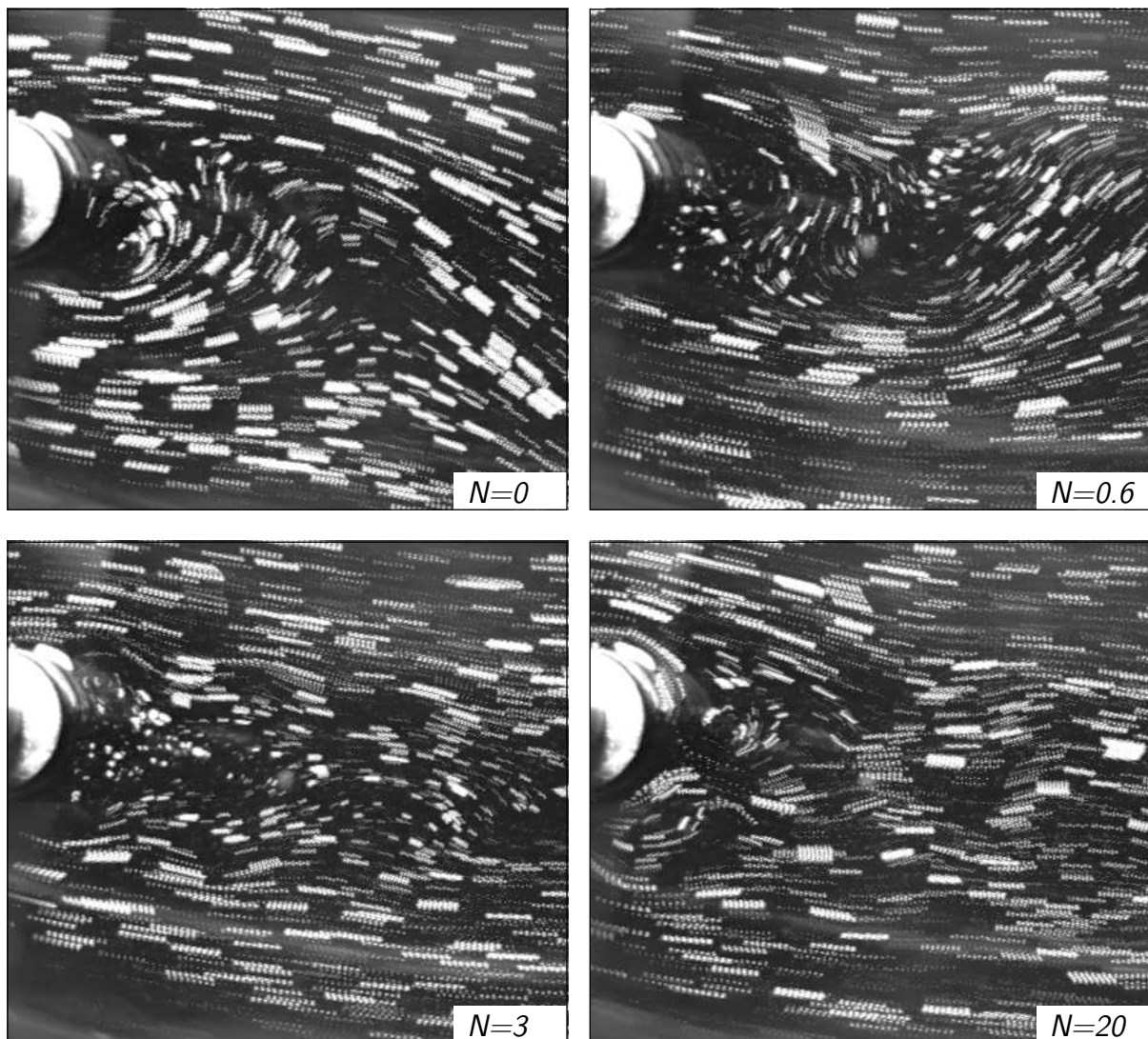


Abb. 4.21: Symmetrische Anregung bei  $Re = 800$ ,  $Se = 0.5$  und wachsendem  $N$ .

Abbildung 4.21 zeigt wiederum eine Abfolge von Strömungsbildern, jedoch ist diesmal die Anregungsfrequenz bei  $Se = 0.5$  fixiert und der Wechselwirkungsparameter für die symmetrisch wirkende Lorentzkraft erhöht sich von Bild zu Bild. Der Reynoldszahl von  $Re = 800$  entspricht eine Strouhalzahl der von Kármánschen Wirbelstraße von etwa 0.21. Die sich im „Karussell“ ohne Kraftwirkung in Zylindernähe einstellende Strömung zeigt das linke obere Bild. Die Aufnahme für  $N = 0.6$  unterscheidet sich von diesem Bild nur durch die Lage der ablösenden Wirbel, ein merklicher Einfluss der symmetrischen Kraft auf den Nachlauf ist hingegen nicht zu erkennen. Bei  $N = 3$  zeigt sich nun deutlich der Einfluss der symmetrischen Kraft auf die Strömung. Die Strukturen sind deutlich kurzwelliger und entsprechen in ihrer Frequenz der der Anregung. Der zylindernahe Nachlauf ist für etwa zwei Perioden symmetrisch, dann setzt sich eine asymmetrische Mode durch. Die Wirbel des Nachlaufs reichen weniger stark in die Außenströmung hinein, als beim



## 4.2 Experimente mit einer oszillierender Lorentzkraft am Zylinder

unbeeinflussten Nachlauf. Eine weitere beträchtliche Erhöhung des Wechselwirkungsparameters auf  $N = 20$  verstärkt die Wirbel direkt am Zylinder. An der Länge der Partikelspuren im Nachlauf ist zu sehen, dass die mittlere Geschwindigkeit in Strömungsrichtung über der der vorherigen Bilder liegt und fast der der Außenströmung entspricht. Die symmetrische Wirbelstruktur am Zylinder verliert sich rasch.

Die in Abbildung 4.20 gezeigte Abfolge von Strömungsstrukturen lässt sich qualitativ auch numerisch nachvollziehen, allerdings bei einer niedrigeren Reynoldszahl. Dazu kam ein von Shatrov und Mutschke (1998) entwickeltes Programm zum Einsatz, das die zweidimensionale Navier–Stokes–Gleichungen in Stromfunktions–Wirbelstärke–Formulierung mittels spektraler Methoden löst. Abbildung 4.22 zeigt die mit diesem Programm gewonnenen Stromlinienbilder der Kreiszyklinderumströmung bei  $Re = 200$ . Bei dieser Reynoldszahl ist die Umströmung eines Kreiszyklinders bereits instabil für dreidimensionale Störungen, der Umschlag in eine dreidimensionale Strömung erfolgt je nach Randbedingungen bei  $140 \leq Re \leq 194$ , wobei experimentelle Untersuchungen von Williamson (1996) eher den oberen Wert bestätigen. Einerseits liegt die für die Simulationen gewählte Reynoldszahl nicht allzuweit oberhalb der kritischen Reynoldszahl für den Umschlag in eine dreidimensionale Strömung, andererseits kann die zweidimensionale Natur der Strömung durch Anregung bei Reynoldszahlen bis zu 470 erhalten werden, wie Detemple-Laake und Eckelmann (1989) bei Experimenten mit durch Schall beeinflussten Zylinderumströmungen feststellten. Für den Fall des rotierend oszillierenden Zylinders konnte Poncet (2002) numerisch die Unterdrückung dreidimensionaler Strukturen im Nachlauf des Zylinders bei  $Re = 500$  und ausreichend hohen entdimensionierten maximalen Umfangsgeschwindigkeiten nachweisen. Die häufig gebrauchte Argumentation (Cheng et al., 2001a,b), dass eine zweidimensionale Beeinflussung die Zweidimensionalität des Nachlaufs auch bei Reynoldszahlen  $Re > 190$  erzwingt, ist also gültig und kann auch hier angewandt werden. Das für die hier vorgestellten Rechnungen verwendete Gitter ist wie bei den in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Rechnungen äquidistant in azimuthaler Richtung und in exponentiell wachsenden Abständen in radialer Richtung geteilt. Das Gitter hat in beiden Richtungen 256 Punkte, um eine ausreichende Auflösung der Grenzschicht zu gewährleisten. Die Implementierung der Lorentzkraft erfolgte wie bei den Rechnungen mit stationärer in Abschnitt 3.2 nach Gleichung (3.13). Aus der Zweidimensionalität der Rechnung folgt notwendigerweise die Annahme einer in Richtung der Zylinderachse homogenen Kraft. Die zeitliche Oszillation der Lorentzkraft ist entsprechend Gleichung 4.20 modelliert.

Bis auf die unbeeinflusste Strömung bei  $N = 0$  beträgt der angelegte effektive Wechselwirkungsparameter bei allen Stromlinienbildern von Abbildung 4.22  $N = 5$ . Bei  $N = 0$  ergibt die Simulation die typische Struktur der von Kármánschen Wirbelstraße mit einer Strouhalzahl von  $St = 0.19$  was befriedigend zu dem nach Fey et al. (1998) berechneten Wert von  $St = 0.183$  passt. Bei der symmetrischen Anregung mit  $Se = 0.1$  entstehen symmetrische Wirbelpaare, deren Gesamtbreite etwa das Dreifache des Zylinderdurchmessers beträgt. Diese bilden sich, wenn die Lorentzkraft stromauf gerichtet ist und schwimmen ab, wenn sich die Richtung der Lorentzkraft umkehrt. In dieser Halbperiode wird die Strömung am Zylinder beschleunigt und der Nachlauf beruhigt. Die Erhöhung der Anregungsfrequenz auf  $Se = 0.15$  resultiert in einer Strömung, bei der Anregung und

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

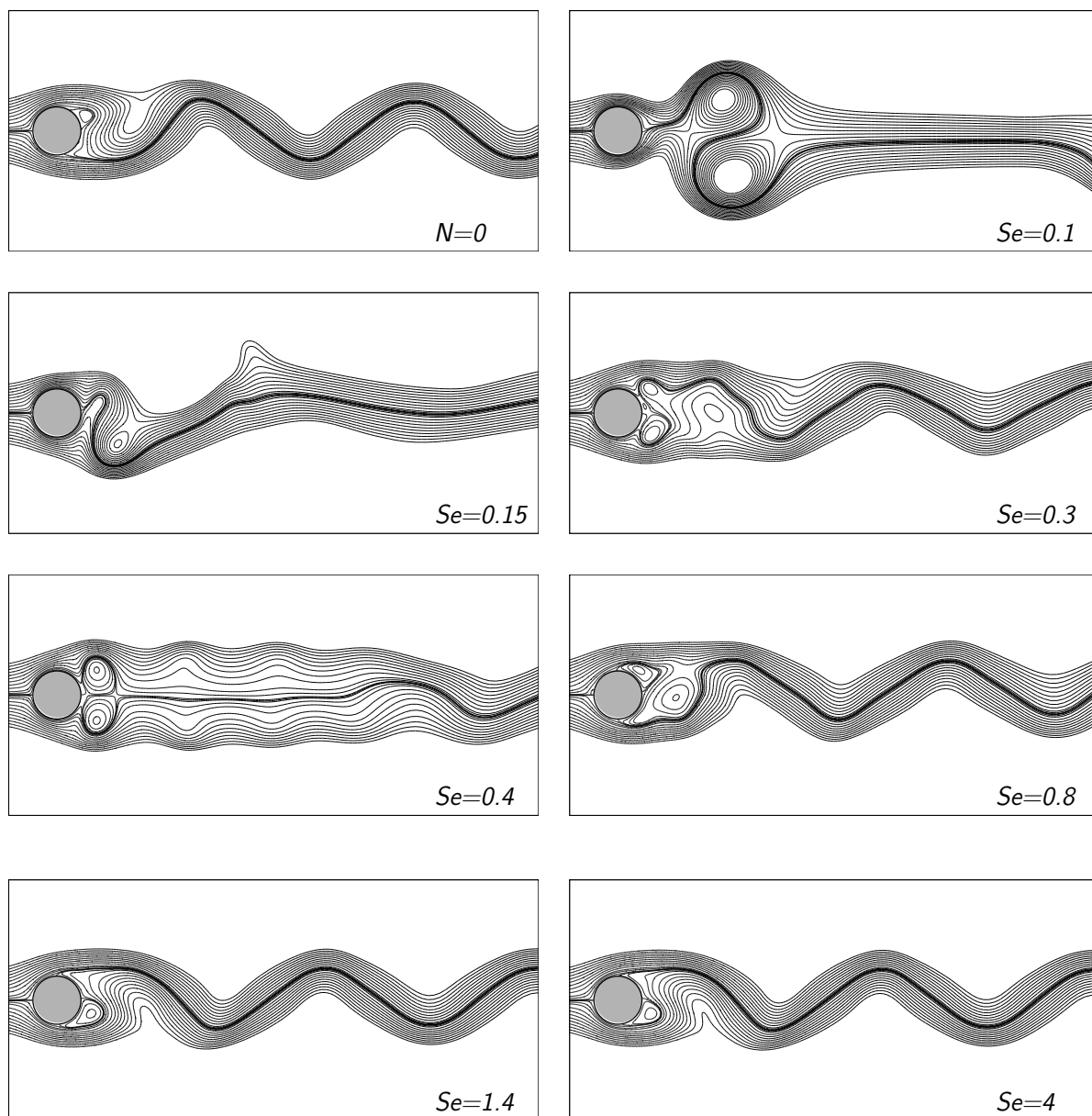


Abb. 4.22: Numerische Simulation der symmetrischen Anregung bei  $Re = 200$ ,  $N = 5$  und wachsendem  $Se$ , Stromliniendarstellung.

Instabilität der Strömung stark wechselwirken. Die Wirbelablösung am Zylinder erfolgt nicht mehr symmetrisch, im Nachlauf lässt sich keine deutliche Dominanz einer Mode erkennen. Bei  $Se = 0.3$  befinden sich direkt am Zylinder zwei kleine, nahezu symmetrische Wirbel. Im daran anschließenden Bereich des Nachlaufs rollen sich jedoch alternierende Wirbel auf, die beim Abschwimmen eine von Kármánsche Wirbelstraße bilden. Eine weitere Erhöhung der Anregungsfrequenz auf  $Se = 0.4$  führt zur Mitnahme der Strömung durch die Anregung bis zu einer Entfernung von etwa 5 Zylinderdurchmessern im



Abb. 4.23: Unterdrückung der von Kármánschen Wirbelstraße durch symmetrische Anregung bei  $Re = 540$ ,  $Se = 1.5$  und  $N = 41$ .

Nachlauf. Dann löst sich auch diese symmetrische Wirbelkonfiguration in eine asymmetrische auf. Bei  $Se = 0.8$  wirkt die Anregung nur noch schwach auf den unmittelbar an den Zylinder angrenzenden Nachlauf, bei  $Se = 1.4$  und  $Se = 4$  lässt sich praktisch kein Unterschied mehr zur unbeeinflussten Zylinderumströmung feststellen. Die Strömung ist für eine Anregung bei  $N = 5$  und diese hohen Frequenzen nicht mehr empfänglich.

Die von Taneda (1978) gefundene und in Bild 4.18 gezeigte vollständige Unterdrückung periodischer Strukturen im Zylindernachlauf durch oszillierendes Rotieren des Zylinders bei  $Re = 120$  und hoher Anregungsfrequenz und Rotationsamplitude kann auch mit oszillierenden Lorentzkräften erreicht werden. In Abbildung 4.23 ist ein mit Aluminiumfittern visualisierter, von Verwirbelungen freier Zylindernachlauf bei  $Re = 540$ ,  $Se = 1.5$  und sehr hohem effektiven Wechselwirkungsparameter von  $N = 41$  zu sehen. Der Trend zur Dämpfung der von Kármánschen Wirbelstraße mit Frequenzen, die weit oberhalb der Strouhalzahl der natürlichen Strömung liegen, kann auch numerisch nachvollzogen werden, wie Abbildung 4.24 zeigt. Bis zu einem Wechselwirkungsparameter von  $N = 20$  ist die Strömung gegenüber dem unbeeinflussten Fall nicht merklich verändert. Bei  $N = 30$  wandern die Orte der Grenzschichtablösung nicht mehr mit den Wirbelstrukturen, sondern die Grenzschicht löst nur noch am hinteren Staupunkt ab. Das Rezirkulationsgebiet ist länger, d.h. hat eine größere Ausdehnung in Strömungsrichtung als im unbeeinflussten Fall. Die Auslenkung der Stromlinien im Nachlauf und damit seine Querausdehnung nehmen ab. Bei  $N = 40$  ist der Nachlauf noch schmaler, stromab des Zylinders stellt sich kein ausgeprägtes Rezirkulationsgebiet mehr ein. Stattdessen entwickelt sich am vorderen Staupunkt ein sehr kleines Rezirkulationsgebiet, das aus zwei Wirbeln besteht. Bei

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

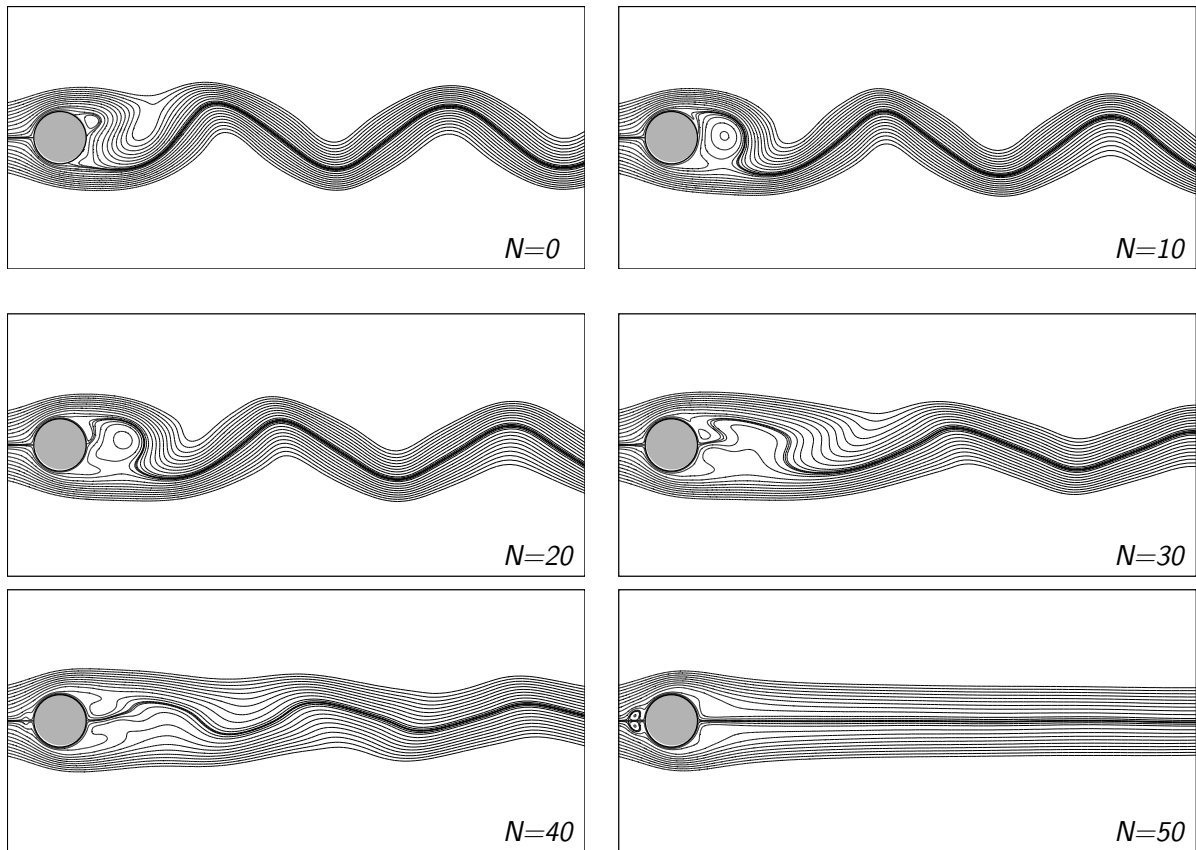


Abb. 4.24: Numerische Simulation der Modifikation der von Kármánschen Wirbelstraße bei  $Re = 200$ ,  $Se = 1$  und wachsendem  $N$ , Stromliniendarstellung.

einem Wechselwirkungsparameter von  $N = 50$  ist der Zylindernachlauf schließlich stabilisiert, das Rezirkulationsgebiet am vorderen Staupunkt hat sich allerdings aufgeweitet und erstreckt sich nun über etwa 0.4 Zylinderdurchmesser quer zur Anströmung.

Wie bereits bei der Diskussion von Abbildung 4.18 auf Seite 154 angemerkt, ist eine mögliche Ursache für dieses Verhalten eine aufgrund periodischer Anregungen auftretende stationäre Sekundärströmung. Schlichting (1965) gibt eine Näherungslösung für die Strömung um einen in ruhender Flüssigkeit entlang eines Durchmessers oszillierenden Zylinders an. Es zeigt sich, dass die Oszillation bei kleinen Amplituden in der Lage ist, eine stationäre Sekundärströmung zu erzeugen. Die Näherungsrechnung wird von Schlichting (1965) mit einer Strömungsvisualisierung unterlegt, die zeigt, dass sich die hervorgerufene Strömung normal zur Schwingungsebene auf den Zylinder zu bewegt und in der Schwingungsebene von ihm abströmt. Bei einem in einer Strömung parallel zur Strömung oszillierenden Zylinder würde aufgrund dieses Effekts die Tiefe der Nachlauf-delle verringert. Hier nicht wiedergegebene Strömungsvisualisierungen an einem in eine ruhende Elektrolytlösung eingetauchten Zylinder mit symmetrischer, oszillierender Lorentzkraft zeigten ebenfalls die Ausbildung einer stationären Sekundärströmung, die bei

## 4.2 Experimente mit einer oszillierender Lorentzkraft am Zylinder

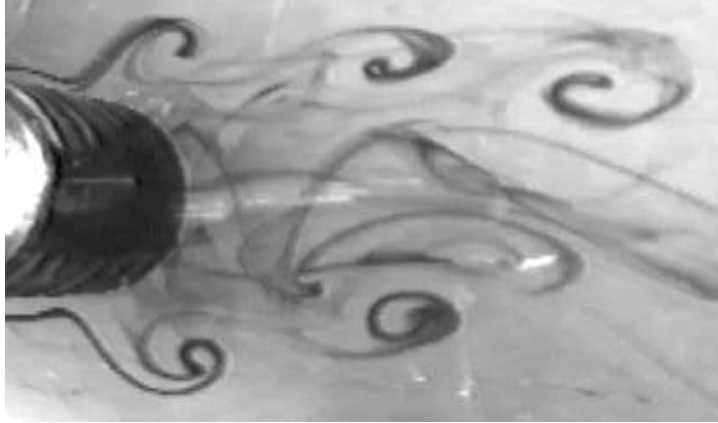


Abb. 4.25: Mögliche Anregung der Scherschichtinstabilität mit symmetrischer Kraft,  $Re = 540$ ,  $N = 7.7$ ,  $Se = 0.6$ .

$\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 180^\circ$  vom Zylinder abströmen und bei  $\theta = 90^\circ$  und  $\theta = 270^\circ$  auf den Zylinder zuströmen. Die Winkel sind auf das in Abbildung 3.8 skizzierte Koordinatensystem bezogen. Das entstehende Strömungsmuster ist visuell identisch mit dem von Schlichting (1965) aufgenommenen.

Numerische und experimentelle Untersuchungen von Valdès und Santens (2000) zeigten, dass die stationäre Sekundärströmung (streaming) durch eine zusätzlich überlagerte Strömung nicht unterdrückt wird. Man darf also voraussetzen, dass sich auch am angeströmten Zylinder eine der oben geschilderten ähnliche Sekundärströmung ausbilden kann. Dann würde das Impulsdefizit im Nachlaufbereich von dem vom hinteren Staupunkt aus abströmenden Fluid aufgefüllt. Am vorderen Staupunkt hingegen könnte sich aufgrund der der Anströmung entgegengesetzten Sekundärströmung ein Rezirkulationsgebiet ausbilden.

Nach dem Umschlag in die Dreidimensionalität bei  $Re \approx 190$  und der Abfolge und Wechselwirkung verschiedener dreidimensionaler Moden im Zylindernachlauf werden oberhalb einer Reynoldszahl von  $Re \approx 1100$  die vom Zylinder ablösenden Scherschichten Kelvin–Helmholtz–instabil (siehe z.B. Wei und Smith, 1986). Mit der Frequenz dieser Scherschichtinstabilität lässt sich eine Strouhalzahl  $St_{SL}$  bilden. Die charakteristische Länge ist hier im Unterschied zur Definition in (4.7) jedoch nicht die Impulsverlustdicke der Scherschicht, sondern der Zylinderdurchmesser. Verschiedene Autoren haben  $St_{SL}$  in Beziehung zur Reynoldszahl gesetzt und eine Proportionalität zu  $\sqrt{Re}$  (Bloor, 1964; Filler et al., 1991) gefunden, andererseits wird auch  $St_{SL} \sim Re^{0.67}$  (Prasad und Williamson, 1996) oder  $St_{SL} \sim Re^{0.87}$  (Wei und Smith, 1986) angegeben. Die Instabilität der Scherschichten kann durch externe Stimulation schon bei  $Re < 1100$  angeregt werden. Filler et al. (1991) demonstrierten das für einen mit kleiner Amplitude oszillierend rotierenden Kreiszyylinder bis zu  $Re \approx 500$ . Eine von Filler et al. (1991) gegebene Anpassung der Messwerte ergibt

$$St_{SL} = \frac{f_{SL} D}{U_\infty} = 0.023 Re^{0.495}. \quad (4.23)$$

Abbildung 4.25 zeigt eine Farbfadenvisualisierung der Zylinderumströmung bei  $Re = 540$ , einem effektiven Wechselwirkungsparameter von  $N = 7.7$  und  $Se = 0.6$ . Die Anregungsfrequenz liegt nahe der Frequenz der Scherschichtinstabilität nach (4.23),  $St_{SL} \approx 0.52$ . Es bilden sich an beiden Seiten des Zylinders symmetrisch kleine Wirbel aus. Diese kleinen Wirbel sind größeren Nachlaufwirbeln überlagert, welche wegen des kleinen Ausschnitts in Abbildung 4.25 nicht sichtbar sind. Die Vermutung, eine Anregung der Scherschichten zu beobachten, liegt deshalb nahe.

### 4.2.2 Antisymmetrische Kraftwirkung

Das Wirken der antisymmetrisch eingebrachten Lorentzkraft ist vergleichbar dem eines oszillierenden Rotierens des Zylinders. Da hier sowohl Anregung als auch natürliche Instabilität der Strömung eine antisymmetrische Natur haben, ist eine Reduzierung der Formenvielfalt im Nachlauf gegenüber der symmetrischen Anregung zu erwarten.

Abbildung 4.26 zeigt eine Abfolge von Strömungsbildern für  $Re = 540$ ,  $N = 14$  und wachsende Anregungsfrequenz  $Se$  analog zu der in Abbildung 4.20 für symmetrische Anregung gegebenen Darstellung. Für  $N = 0$  ist wiederum die unbeeinflusste von Kármánsche Wirbelstraße zu sehen. Ihre Strouhalzahl ergibt sich nach Fey et al. (1998) zu etwa 0.21. Bei einer Anregung unterhalb der natürlichen Frequenz mit  $Se = 0.15$  entstehen Wirbel, die eine größere Abmessung als die der ursprünglichen Wirbelstraße haben. Die Wirbelablösefrequenz wird von der angelegten Kraft bestimmt und die Strömung ist mit der Anregung synchronisiert. Eine Erhöhung der Anregungsfrequenz auf  $Se = 0.37$  zeigt ebenfalls eine Mitnahme der Strömung unmittelbar am Zylinder durch die Lorentzkraft. Die sich bildenden Wirbel sind jedoch nun wesentlich kleiner als die der von Kármánschen Wirbelstraße. Auch bei einer weiteren Erhöhung der Anregungsfrequenz auf  $Se = 0.5$  ist die zylindernahe Strömung noch vollständig von der Frequenz der angelegten Lorentzkraft bestimmt. Die Wirbel sind wiederum kleiner und erstrecken sich nicht mehr über die gesamte Breite des Nachlaufs, sondern nur noch etwa bis zur Mitte. Im Bild ist direkt am Zylinder ein Paar kleiner Wirbel zu erkennen. Diese kleinen Wirbel dissipieren sehr schnell, die Strömung im zylinderfernen Nachlauf ist relativ glatt. Schließt man aus dem Strömungsbild auf den Widerstand des Zylinders, sollte man in Analogie zu den Ergebnissen von Tokumaru und Dimotakis (1991) eine Verminderung vermuten, da sich die Breite der Nachlaufdecke verringert hat und keine starke Verzögerung der Strömung im Nachlauf feststellbar ist. Bei  $Se = 0.74$  reagiert die Strömung kaum noch auf die Anregung, die von Kármánsche Wirbelstraße dominiert das Bild. Dieses Verhalten findet sich dementsprechend auch für  $Se = 3.7$ .

Das Verhalten der Strömung für festgehaltene Anregungsfrequenz  $Se = 0.15$  und wachsenden effektiven Wechselwirkungsparameter bei einer Reynoldszahl von  $Re = 540$  zeigt Bild 4.27. Die Strouhalzahl der unbeeinflussten Strömung liegt wiederum bei 0.21. Bereits bei  $N = 1.4$  ist der Einfluss der Lorentzkraft auf die Strömung deutlich, der sich am Zylinder bildende Wirbel wird in die Außenströmung bewegt, wie es die Bahnlinien zeigen. Die Lorentzkraft ist bei dieser und den folgenden Momentaufnahmen immer im Uhrzeigersinn gerichtet. Eine weitere Erhöhung des Wechselwirkungsparameters auf  $N = 27$  und  $N = 41$  verstärkt natürlicherweise den Einfluss der Lorentzkraft auf die Strömung.

4.2 Experimente mit einer oszillierenden Lorentzkraft am Zylinder

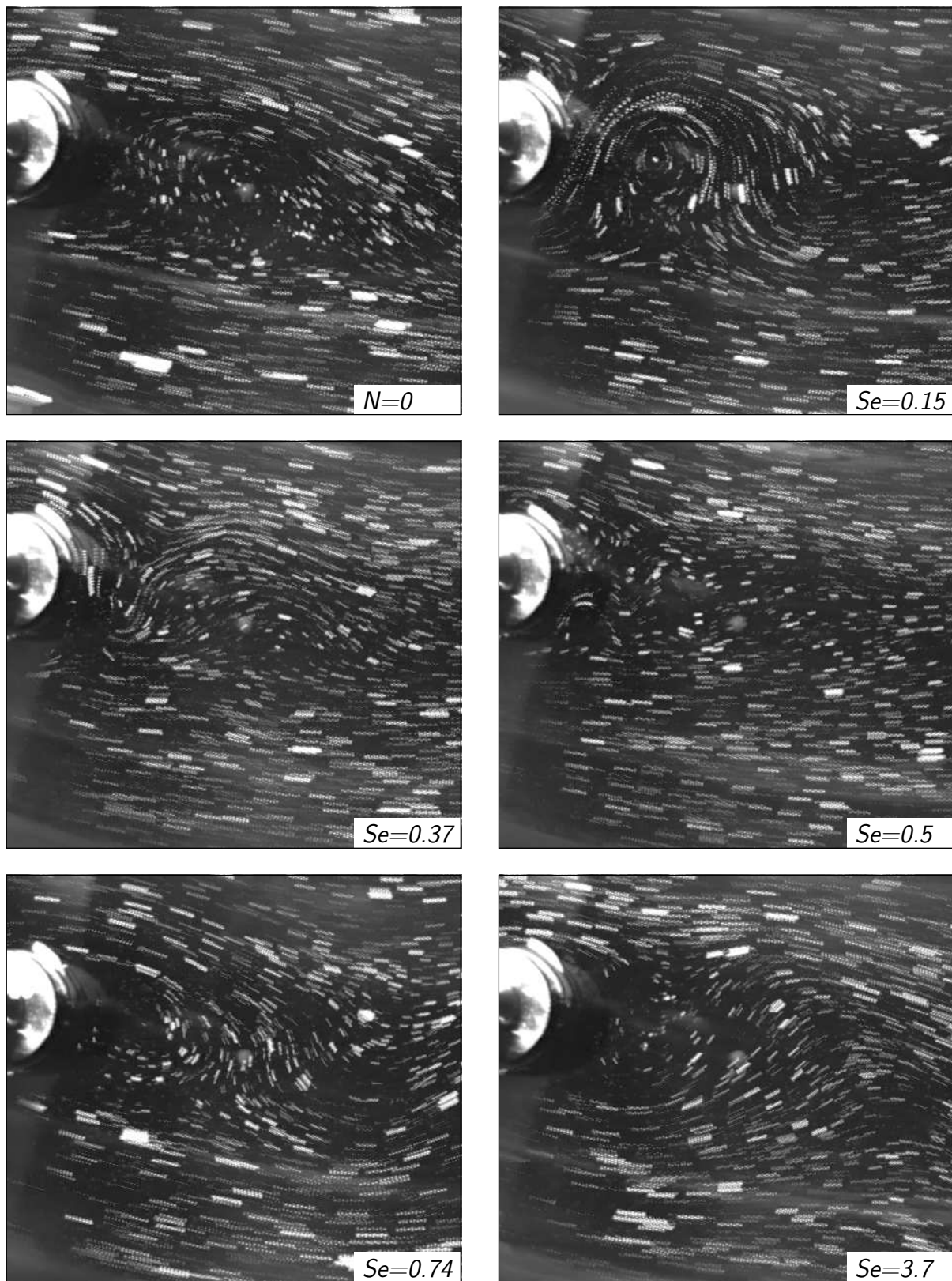


Abb. 4.26: Antisymmetrische Anregung bei  $Re = 540$ ,  $N = 14$  und wachsendem  $Se$ . Zum Vergleich die unbeeinflusste Strömung oben links.

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

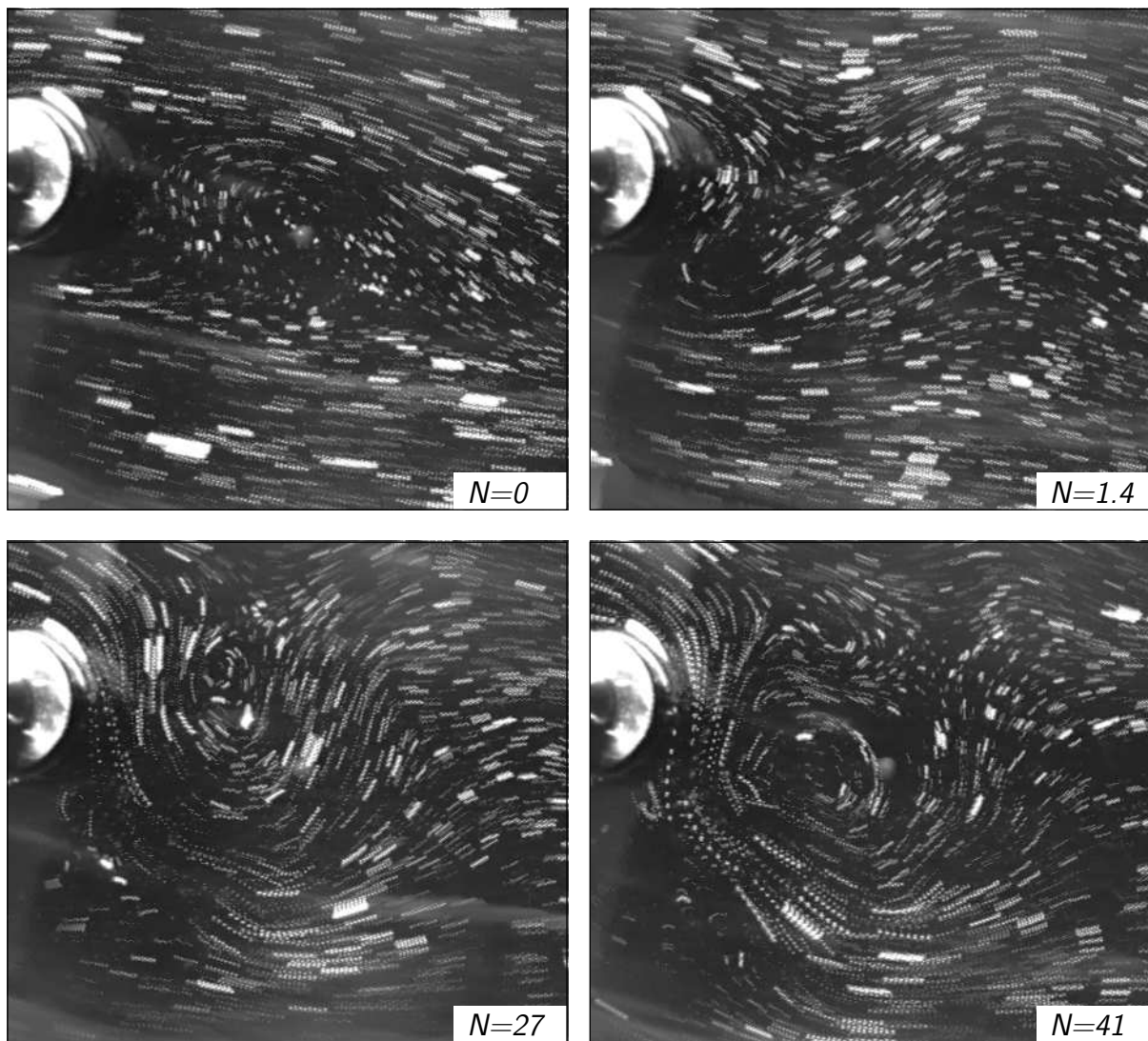


Abb. 4.27: Antisymmetrische Anregung bei  $Re = 540$ ,  $Se = 0.15$  und wachsendem Wechselwirkungsparameter.

Die Größe der sich bildenden Wirbel nimmt immer weiter zu. Die Außenströmung wird völlig aus dem Bild verdrängt, am Zylinder treten hohe Geschwindigkeiten auf. An der Länge der Partikelpuren, die teilweise nur noch aus einer Abfolge von Punkten bestehen, lässt sich ablesen, dass die Geschwindigkeiten in unmittelbarer Zylindernähe bei  $N = 41$  etwa das Dreifache der Geschwindigkeit der Außenströmung betragen.

Bei hohen Frequenzen und hohen Wechselwirkungsparametern ( $Se = 1.5$ ,  $N = 27$ ) lässt sich auch bei antisymmetrischer Anregung eine vollständige Unterdrückung der von Kármánschen Wirbelstraße erreichen, wie das bei  $Re = 540$  aufgenommene Strömungsbild in Abbildung 4.28 zeigt. Dieses Bild kann wiederum in Analogie zur in Abbildung 4.18 wiedergegebenen Strömungsvisualisierung von Taneda (1978) gesehen werden. Die Wechselwirkungsparameter, die für die Unterdrückung der von Kármánschen Wirbel-



#### 4.2 Experimente mit einer oszillierender Lorentzkraft am Zylinder

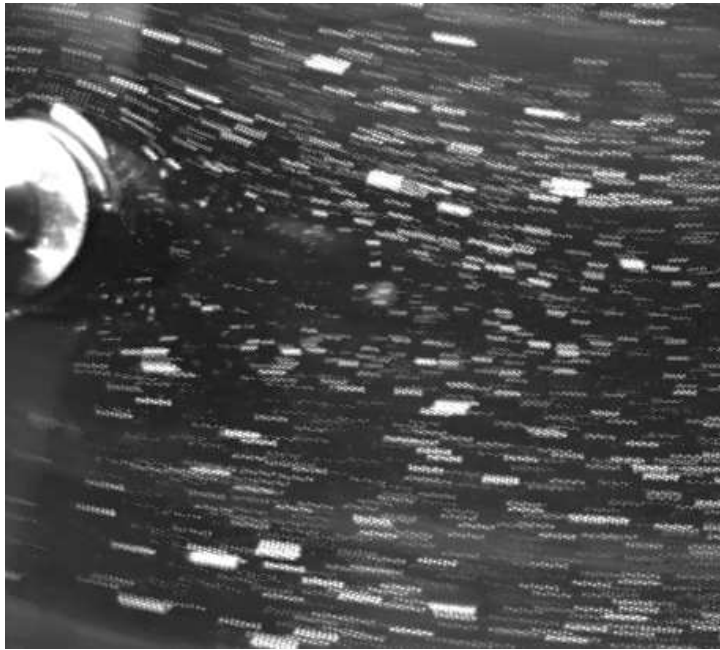


Abb. 4.28: Unterdrückung der von Kármánschen Wirbelstraße durch antisymmetrische Anregung bei  $Re = 540$ ,  $Se = 1.5$  und  $N = 27$ .

straße mit oszillierenden Kräften nötig sind, liegen etwa eine Größenordnung über denen, die bei einer stationären Beeinflussung gebraucht werden. In energetischer Hinsicht ist die Anwendung oszillierender Kräfte zur vollständigen Unterdrückung der Wirbelbildung zumindest bei den untersuchten Reynoldszahlen somit uninteressant, da die bei der Verwendung von Wechselspannung wegfallenden elektrochemisch bedingten Verluste durch die wesentlich höheren Stromdichten überwogen werden. Aufgrund des weiten



Abb. 4.29: Mögliche Anregung der Scherschichtinstabilität mit antisymmetrischer Kraft,  $Re = 540$ ,  $N = 5.8$ ,  $Se = 0.6$ .

#### *4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkräften*

Parameterraumes und der nichtlinearen Wechselwirkungen ist es jedoch möglich, dass sich Strömungszustände finden lassen, bei denen sich in der Gesamtbilanz energetische Vorteile oszillierender gegenüber stationären Lorentzkräften zeigen.

Die vermutliche Anregung der Scherschichtinstabilität kann auch beim Einsatz asymmetrischer Kräfte gefunden werden, wie Abbildung 4.29 zeigt. Die Verhältnisse sind gleich denen von Abbildung 4.25 bis auf den etwas niedrigeren Wechselwirkungsparameter von  $N = 5.8$ . Entsprechend der Anregung lösen die Wirbel antisymmetrisch ab. Sie sind wiederum den von Kármán–Wirbeln überlagert.

## 4.3 Experimente mit oszillierender Lorentzkraft an angestellten Profilen

### 4.3.1 Versuchsaufbau

#### 4.3.1.1 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 Natronlauge, 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  $\sigma = 4.6 \text{ S m}^{-1}$ , also etwas weniger als die sonst verwendete 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 B.

Der Kanal, eine Skizze zeigt Abbildung 4.30, ist aus Edelstahl mit der Materialnummer 1.4571 gefertigt. Dieses Material, sogenannter „Seewasser-fester Stahl“, wurde aus-

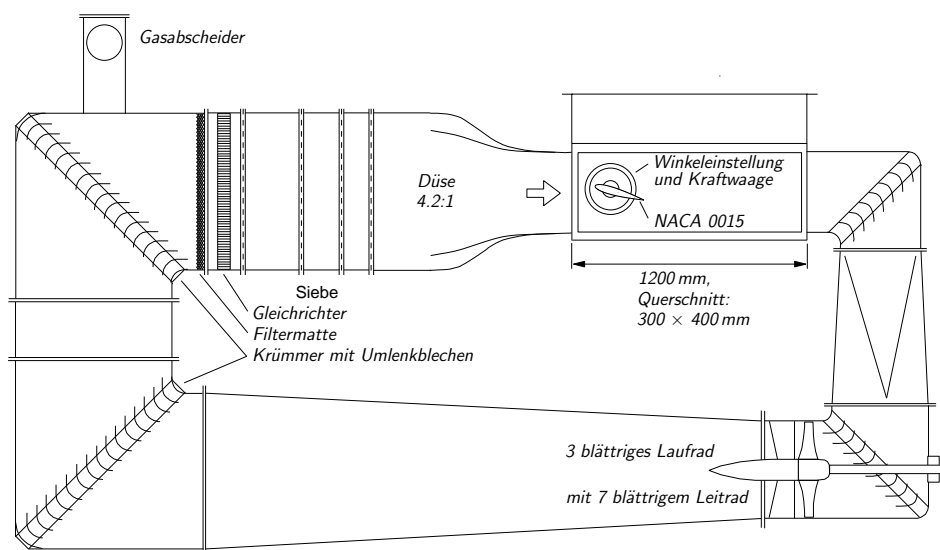


Abb. 4.30: Skizze des geschlossenen Elektrolytkanals am FZR.

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

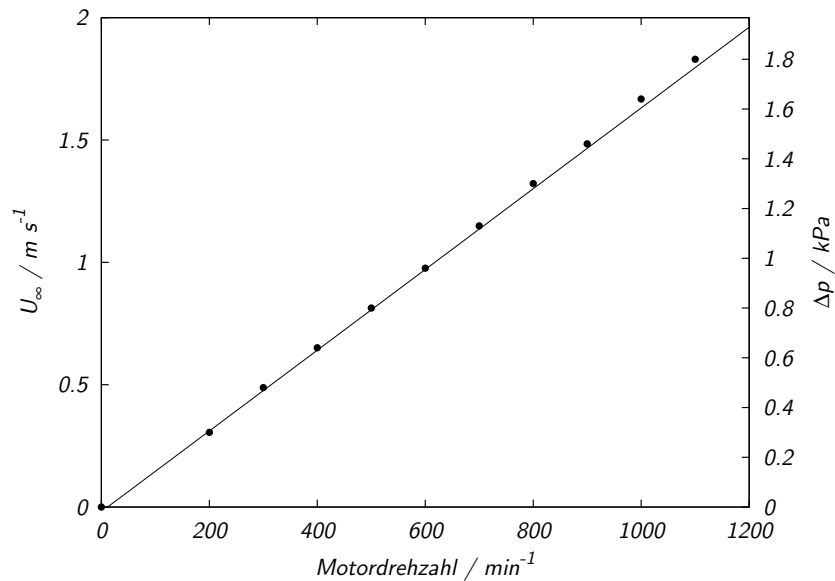


Abb. 4.31: Abhängigkeit von Geschwindigkeit in der Messstrecke und Druckabfall in der Düse von der Motordrehzahl.

gewählt, um einen eventuellen, kurzzeitigen Betrieb mit NaCl-Lösungen zu ermöglichen. Die Düse hat ein Kontraktionsverhältnis von 4.2 und ist der Düse eines Göttinger Wasserkanals nachempfunden. Ihre Formgebung realisiert gleichzeitig den Übergang von der kreisförmigen Vorkammer zur rechteckigen Messstrecke. Diese ist 1.2 m lang und weist einen Querschnitt von  $0.3 \times 0.4$  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 ( $600 \text{ min}^{-1}$ ) eine Geschwindigkeit von ca.  $5 \text{ m s}^{-1}$  in der Messstrecke. Die Pumpe ist über einen Keilriementrieb mit einer 5:1 Untersetzung an einen wassergekühlten Drehstrommotor mit 15 kW elektrischer Leistung angeschlossen. Dieser wird von einem UNITEC 2040 Frequenzumrichter (18.5 kW) der Firma SSB-Antriebstechnik angesteuert, der als Vektorregler mit Drehzahlgeber geschaltet ist. Die Motordrehzahl ist dadurch stufenlos zwischen nahezu Null und  $3000 \text{ min}^{-1}$  einstellbar. Die Abhängigkeit zwischen Motordrehzahl und Geschwindigkeit in der Messstrecke ist in sehr guter Näherung linear und für den hier untersuchten Geschwindigkeitsbereich in Abbildung 4.31 dargestellt.

Hinter der Pumpe liegt der Hauptdiffusor, der zwischen dem Pumpenaustritt (Durchmesser 480 mm) und dem aufwärts führenden Krümmer, der bereits den Düseneintrittsdurchmesser von 800 mm besitzt, vermittelt. Nach einem sehr kurzen Rohrstück konstanten Durchmessers und dem zweiten großen Krümmer, alle Krümmer sind mit Umlenklechen versehen, folgt die Düsenvorkammer. Dort strömt die Lösung zunächst durch zwei kurze Gleichrichter, die auch bei geringen Geschwindigkeiten effektiv arbeiten (Fey, 1994). Dann passiert die Strömung vier Siebe mit abnehmender Maschenweite, um nach einer Beruhigungsstrecke wieder durch die Düse in die Messstrecke einzutreten.

### 4.3 Experimente mit oszillierender Lorentzkraft an angestellten Profilen

Der Druck wird mittels jeweils vier Druckanbohrungen 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  $\pm 100$  mbar. Die Kenntnis des Druckabfalls erlaubt die Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit in der Messstrecke. Die so ermittelten Werte wurden durch LDA Messungen bestätigt.

Der durch Heißfilmmessungen ermittelte Turbulenzgrad nach Gleichung (2.104) in der Messstrecke beträgt bei  $U_\infty = 0.31 \text{ m s}^{-1}$   $Tu = 0.26\%$  und steigt bei  $U_\infty = 1.14 \text{ m s}^{-1}$  auf  $Tu = 0.70\%$ .

#### 4.3.1.2 Kraftmeseinrichtung

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 Raumfahrttechnik, 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 Messbereichsobergrenzen für Widerstand und Auftrieb betragen jeweils 1 kN.

Die vom Frequenzumrichter, der den Kanaltrieb ansteuert, verursachten elektromagnetischen Störungen verhindern die Verwendung einfacher netzgebundener Gleichspannungsverstärker für das Messsignal der Dehnmessstreifenbrücken. Auch Trägerfrequenzmessgeräte brachten keine ausreichende Besserung der Signalqualität. 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 Verstärkung der Brückenspannungen wurde ein neuer Gleichspannungsverstärker aufgebaut, der auch von Batterien mit Strom versorgt 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 16 bit Analog/Digital-Wandler pro Kanal. Die digitalisierten Signale werden über Optokoppler und Lichtwellenleiter an den PC weitergeleitet. Mit diesem Aufbau gelang eine nahezu vollständige Elimination der elektromagnetischen Störungen.

Die Waage ist starr am Profil befestigt. Zur Änderung des Neigungswinkels des Profils dient eine  $360^\circ$  Verdrehvorrichtung. Eine Profildrehung resultiert deshalb in einer Rotation des Waagenkoordinatensystems (Index  $w$ ) relativ zum Kanalkoordinatensystem. Die gemessenen Kräfte sind immer im Kanalkoordinatensystem angegeben, eine Umrechnung kann über folgende Gleichungen erfolgen

$$\begin{aligned} F_x &= \sqrt{F_{xw}^2 + F_{yw}^2} \left( \sin \left( \alpha + \arctan \frac{F_{xw}}{F_{yw}} \right) \right) \\ F_y &= \sqrt{F_{xw}^2 + F_{yw}^2} \left( \cos \left( \alpha + \arctan \frac{F_{xw}}{F_{yw}} \right) \right). \end{aligned} \quad (4.24)$$

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkräften

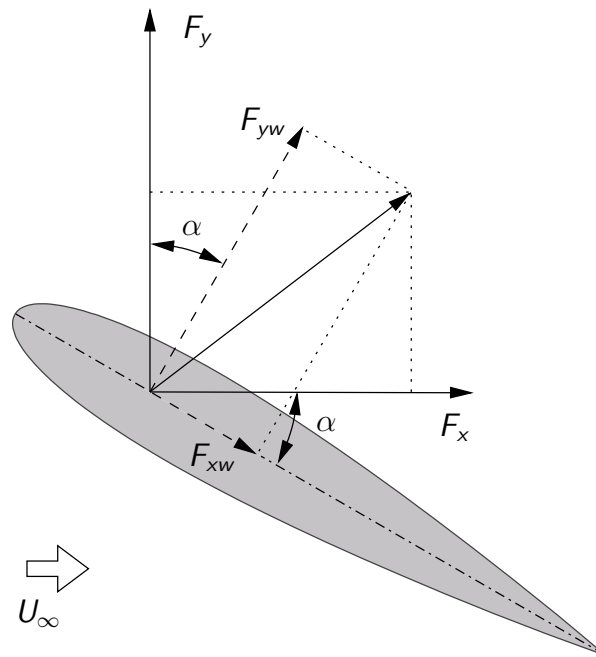


Abb. 4.32: Profil mit Waagenkoordinatensystem (Index  $w$ ) und Kanalkoordinatensystem.

Zur Illustration sind die Größen in Abbildung 4.32 zusammen mit einem angestellten Profil skizziert. Die Messstrecke besitzt ihre größere Ausdehnung (40 cm) in vertikaler Richtung, deshalb ist das Profil zur Minimierung der Kanalversperrung in horizontaler Lage vermessen worden. Da die Profilachse 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 (Heringhaus, 1982). 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 Messstrecke 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  $\leq 40\text{ N}$  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 ( $2.5\text{ mm}^2$  Kupferlitze), weshalb sie geringen Verformungen ohnehin keinen allzu großen Widerstand entgegensetzen sollten.

### 4.3.1.3 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 56 A und 250 V zu verstärken. Dieser Hochleistungsverstärker wurde von einem Frequenzgenerator Agilent 33120A gespeist, der programmgesteuert die jeweils gewünschte Wellenform, Frequenz und Amplitude bereitstellte. 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 1 kHz abgetastet und über Optokoppler im PC erfasst.

### 4.3.1.4 Das NACA 0015 Profil für periodische Anregung

Für die Experimente mit oszillierenden Lorentzkraften wurde ein NACA 0015 Profil gefertigt. Die Breite der Elektroden und Magneten wurde aufgrund der Ergebnisse von Strömungssimulationen (Mutschke, 2003), 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. Sowohl die begleitende Simulation (Mutschke, 2003), als auch die in der Literatur zum oszillierenden Absaugen/Ausblasen (siehe z.B. Greenblatt und Wygnanski, 2000; Hsiao et al., 1990) 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

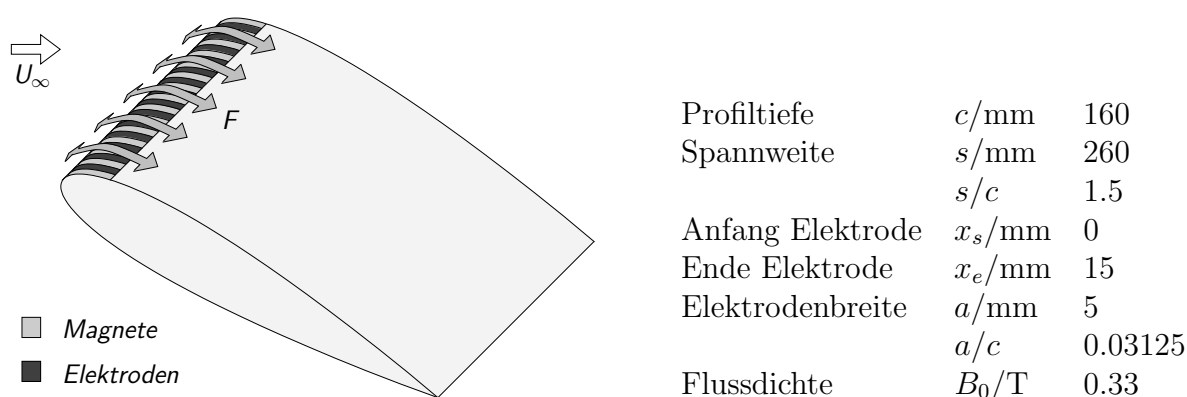


Abb. 4.33: Schematische Darstellung der Elektroden/Magnet-Anordnung und der resultierenden oszillierenden Lorentzkraft am NACA 0015 (links). Abmessungen und Kennwerte des NACA 0015 (rechts).

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

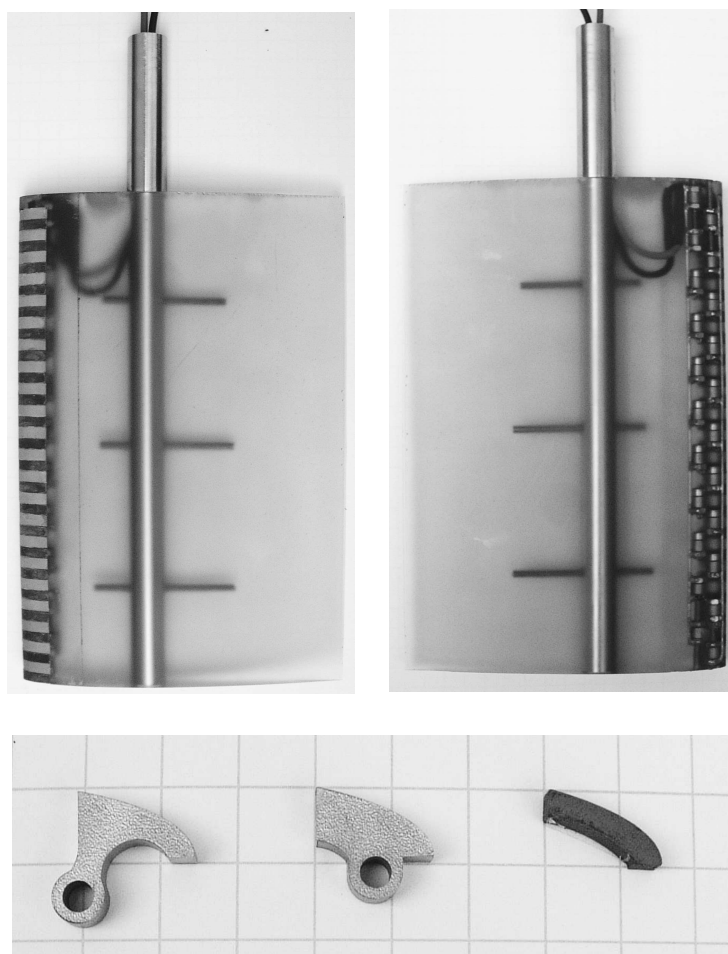


Abb. 4.34: Ansicht des in Epoxidharz ausgeformten NACA 0015: Saugseite links oben und Druckseite rechts oben. Die untere Aufnahme zeigt die verwendeten Elektroden (links und Mitte) und Magnetsegmente (rechts).

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 DeNora Deutschland GmbH Hanau galvanisch mit einer  $10\ \mu\text{m}$  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  $14\ \mu\text{m}$  dicken Ummantelung aus Parylene C (poly-para-chloro-Xylylene) versehen. Die Anordnung der Elektroden und Magneten am Profil und die bei Versorgung der Elektroden mit Wechselstrom entstehende Lorentzkraft sind in Abbildung 4.33 links skizziert. Eine Zusammenstellung der



### 4.3 Experimente mit oszillierender Lorentzkraft an angestellten Profilen

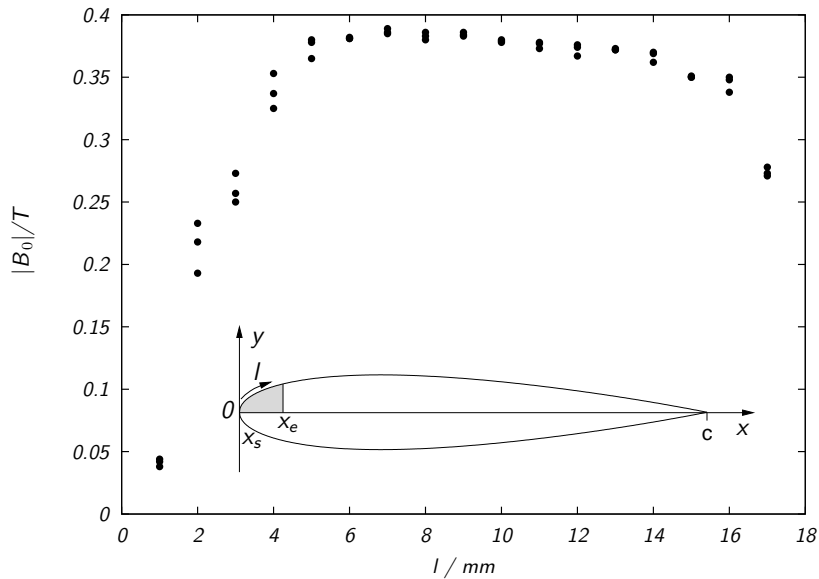


Abb. 4.35: Betrag der Normalkomponente der magnetischen Flussdichte über der Mitte eines Magneten an der Vorderkante des NACA 0015 Profils.  $l$  bezeichnet hier die entlang der Oberflächenkontur abgetragene Strecke.

Profilabmessungen und Kennwerte gibt die Tabelle in Abbildung 4.33 rechts. Die dort auf die Elektroden bezogenen Maße gelten gleichfalls für die Magnete. Eine Fotografie von zwei Elektroden (Kathode und Anode) und einem Magnetsegment findet sich im unteren Teil von Abbildung 4.34. Die Bohrungen in den Elektroden dienen der späteren elektrischen Verbindung. Das Schweißen von Titan erfordert eine spezielle Ausrüstung, die nicht zur Verfügung stand, weswegen für die Kontaktierung 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 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 4.35 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.

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

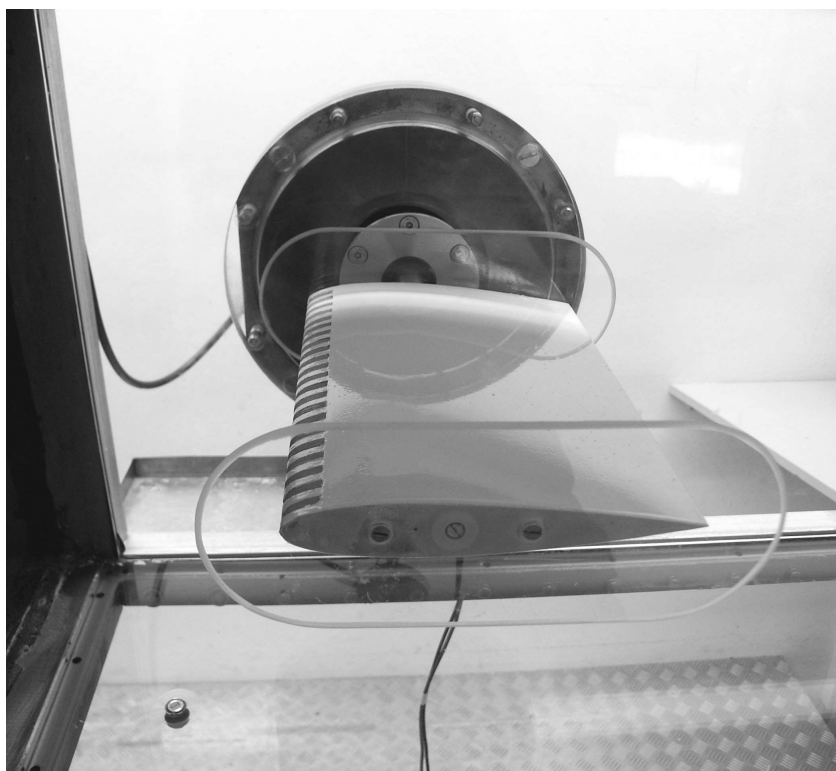


Abb. 4.36: Bild NACA 0015 in der Messstrecke, im Hintergrund Rückansicht der Verdreheinrichtung und des Radialwellendichtrings.

(Epilox T19-32 der Firma Brenntag) frisch ausgeformte NACA 0015 Profil zeigt Abbildung 4.34 in Vorder- und Rückansicht. Verdrahtung und Aufbau des Elektroden/Magnet-Systems sind durch das transparente Epoxidharz hindurch gut sichtbar.

Nach dem Aushärten wurde das gesamte Ruder mit Ausnahme der Elektroden mit einem zwei-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 dickem Plexiglas versehen worden. Ihre Kontur besteht aus zwei Halbkreisen mit 45 mm Radius an den Enden, die durch Geraden parallel zur Profillehne verbunden sind. Die Kanten der Endscheiben sind wiederum abgerundet.

Das in der Messstrecke eingebaute NACA 0015 zeigt Abbildung 4.36. Im Hintergrund ist die Verdreheinrichtung in Rückansicht und der den Radialwellendichtring tragende Edelstahlinsatz in der Plexiglasscheibe der Messstrecke zu sehen. Links erscheint die Düsenmündung im Anschnitt.

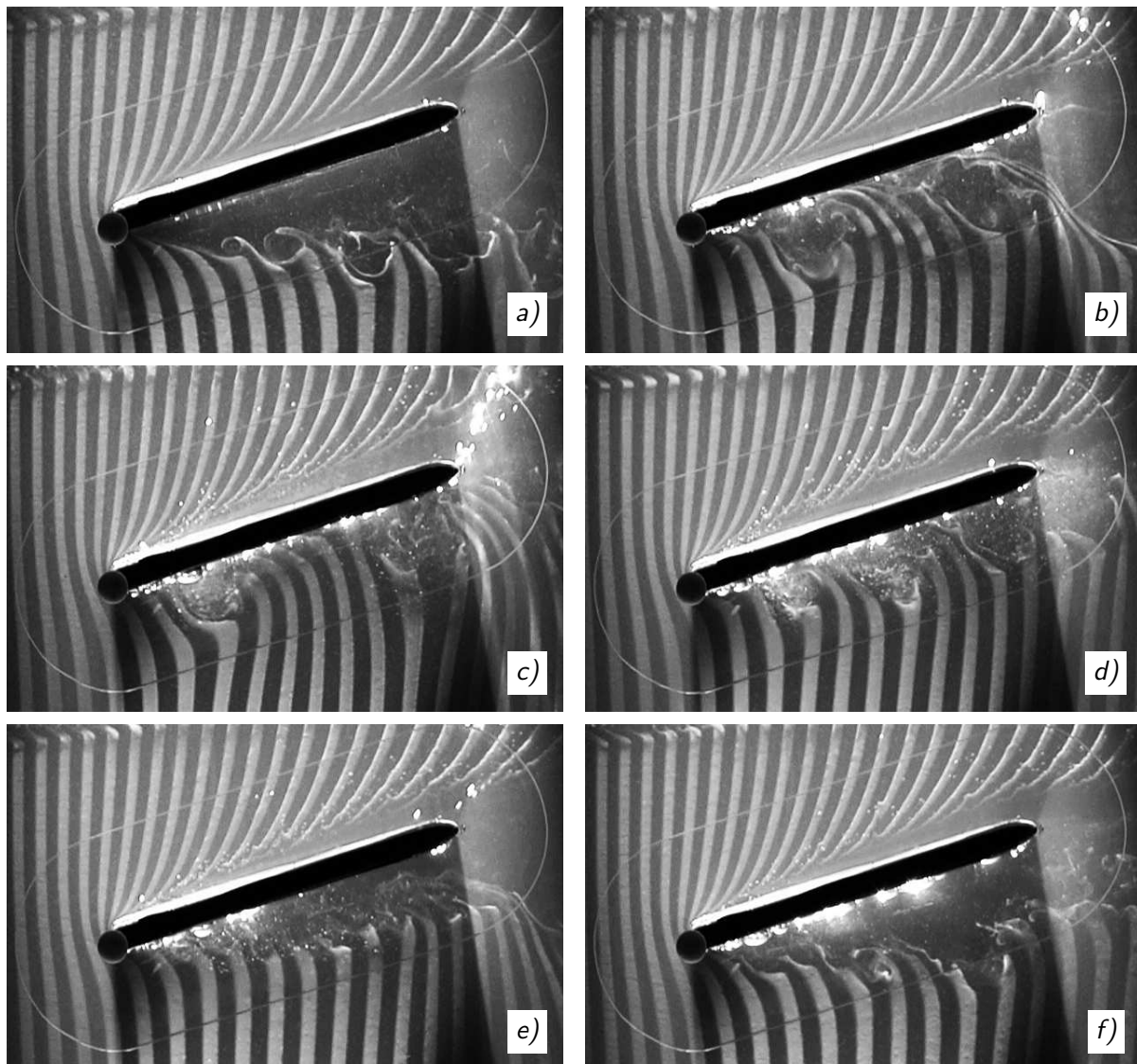


Abb. 4.37: Anregung der abgelösten Strömung an einer  $15^\circ$ angestellten ebenen Platte bei  $Re = 1.4 \cdot 10^4$ . a) unbeeinflusste Strömung; b)  $c'_\mu = 4.45\%$ ,  $Se = 1.4$ ; c)  $c'_\mu = 8.9\%$ ,  $Se = 1.4$ ; d)  $c'_\mu = 8.9\%$ ,  $Se = 3.0$ ; e)  $c'_\mu = 8.9\%$ ,  $Se = 5.9$ ; f)  $c'_\mu = 8.9\%$ ,  $Se = 11.8$ .

### 4.3.2 Strömungsvisualisierungen

Um die Wirkung der oszillierenden Kraft auf die Strömungsstrukturen zu visualisieren, fanden im kleinen Elektrolytkanal des FZR Experimente an einer angestellten ebenen Platte statt. Für die in Abbildung 4.37 wiedergegebenen Aufnahmen wurde die in Abschnitt 3.3.2 verwendete Platte durch Isolieren des überwiegenden Teils der Elektrodenfläche so modifiziert, 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. Auch hier fand die in Abschnitt 3.3.2 beschriebene Wasserstoffbläschenmethode zur Strö-

mungssichtbarmachung Verwendung.

Abbildung 4.37 zeigt ausgewählte momentane Strömungsbilder bei einem Anstellwinkel  $\alpha = 15^\circ$  und einer Reynoldszahl von  $Re = 1.4 \cdot 10^4$ . Die unbeeinflusste Strömung 4.37a löst an der Plattenvorderkante ab, die entstehende Scherschicht rollt sich in Kelvin–Helmholtz–Wirbeln auf. Der Anstellwinkel der Platte liegt mit  $15^\circ$  wie in Abschnitt 3.3.2 weit oberhalb des von Schmitz (1942) angegebenen kritischen Winkels von  $5^\circ$ . Eine periodische Anregung mit einer Sinusspannung von  $Se = 1.4$  und einem in Analogie zu (3.30) und (4.14) mit dem Effektivwert  $j'_0$  über die Periodendauer  $T$  der angelegten Stromdichte  $j(t)$  gebildeten Impulskoeffizienten

$$c'_\mu = \frac{1}{2} \cdot \frac{B_0 a}{\rho U_\infty^2} \cdot \frac{x_s - x_e}{c} \cdot \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T j(t)^2 dt} = \frac{1}{2} \cdot \frac{j'_0 B_0 a}{\rho U_\infty^2} \cdot \frac{x_s - x_e}{c} \quad (4.25)$$

von  $c'_\mu = 4.4\%$  (4.37b) 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 der hier in Abbildung 4.5 wiedergegebenen Strömungsvisualisierung von Wygnanski und Seifert (1994) auf. Eine Verdopplung des effektiven Impulskoeffizienten auf  $c'_\mu = 8.9\%$  bei konstant gehaltener Frequenz (4.37c) führt zu einer Verkleinerung der Wirbelkerne und einer Vergrößerung des Bereichs mit sichtbar angelegter Strömung. In den folgenden Aufnahmen wird nun bei konstant gehaltenem Impulskoeffizient die charakteristische Frequenz der Anregung erhöht. In 4.37d beträgt sie  $Se = 3.0$ , nunmehr bewegen sich drei deutlich unterscheidbare Wirbel entlang der Plattenoberfläche. Bei  $Se = 5.9$  (4.37e) sind keine einzelnen Wirbel mehr zu identifizieren. Die zur Visualisierung dienenden Wasserstoffbläschen werden nicht mehr in Plattennähe transportiert. Trotzdem weitet sich die Hauptströmung unterhalb der Platte auf, das Ablösegebiet ist schmaler als bei unbeeinflusster Strömung. Eine weitere Verdopplung der charakteristischen Anregungsfrequenz auf  $Se = 11.8$  (4.37f) führt zu einer weiteren Vergrößerung des Ablösegebietes, das hier fast wieder die Ausmasse wie in 4.37a erreicht hat. Die Bildung der charakteristischen Kelvin–Helmholtz–Wirbel wird jedoch durch die Anregung noch verhindert. Da der Impuls der Anregung mit  $c'_\mu = 8.9\%$  in den Abbildung 4.37c bis 4.37f konstant ist, zeigen die unterschiedlichen Strömungsbilder eine eindeutige Frequenzabhängigkeit der Lorentzkraftwirkung.

Insgesamt ergeben die Visualisierungen also das nach den einleitenden Bemerkungen in Abschnitt 4.1 zu erwartende Bild. Die Scherschicht ist für Anregungen bei Frequenzen um  $Se = 1$  empfänglich und reagiert darauf mit einer starken Aufweitung, die zum Verschwinden des Ablösegebietes 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.

Die hier notwendigen Impulskoeffizienten sind verglichen mit den bei den im nächsten Abschnitt diskutierten Kraftmessungen am NACA 0015 Profil erforderlichen sehr hoch. Einerseits ist das ein erwartetes Ergebnis. Greenblatt und Wygnanski (2001) beschreiben Experimente zur periodischen Anregung abgelöster Strömungen bei kleinen Reynolds-

### 4.3 Experimente mit oszillierender Lorentzkraft an angestellten Profilen

zahlen und berichten, dass für eine bestimmte Auftriebserhöhung bei  $Re = 3 \cdot 10^4$  ein vier mal höherer Impulscoeffizient nötig ist, als bei  $Re = 5 \cdot 10^4$ . Andererseits sind die von Greenblatt und Wygnanski (2001) angegebenen Absolutwerte noch vier ( $c'_\mu = 4.4\%$ ) bis acht ( $c'_\mu = 8.9\%$ ) mal kleiner als die hier verwendeten. An der Platte mit den kurzen Elektroden wird die Strömung auch mit einer stationären Lorentzkraft von  $c_\mu = 8.9\%$  angelegt, ein Impulscoeffizient von  $c_\mu = 4.4\%$  reicht dazu jedoch nicht aus.

Auch wenn die Frequenzabhängigkeit der Lorentzkraftwirkung mit der von angeregten Scherschichten erwarteten konsistent ist, kann daraus nicht gefolgert werden, dass es sich bei den hier beobachteten Phänomenen tatsächlich um eine Scherschichtanregung handelt. Ein ähnliches Frequenzverhalten lässt sich aus einer quasi-stationären Betrachtung ableiten. Eine charakteristische Zeit der Plattenumströmung ergibt sich aus dem Quotienten von Profiltiefe und Anströmgeschwindigkeit  $c/U_\infty$ . Falls die Lorentzkraft stark genug ist, die Strömung bei stationärer Wirkung anzulegen, wird sie dazu auch in der Lage sein, wenn die Periode  $1/f_e$  der Einwirkung etwa  $c/U_\infty$  beträgt und die Lorentzkraft in Richtung der Anströmung wirkt. Wenn die Lorentzkraft entgegen der Anströmung gerichtet ist, bildet sich dann pro Periode ein Wirbel. In Anbetracht der dynamischen Vorgänge wäre es auch möglich, dass die Impulszufuhr für das relativ kurzzeitige und unvollständige Wiederanlegen geringer ausfallen kann, als für das stationäre. Für höhere Anregungsfrequenzen wie z.B.  $Se = 11.8$  wirkt die Lorentzkraft viel zu kurz in Strömungsrichtung, um noch ein temporäres Anlegen bewirken zu können.

Abbildung 4.38 zeigt die vorderen zwei Drittel einer  $15^\circ$  angestellten Platte bei  $Re = 10^4$  im kleinen Elektrolytkanal des FZR. Die Platte unterscheidet sich etwas von der oben und in Abschnitt 3.3.2 benutzten. Sie ist 8 mm dick, 130 mm lang und 140 mm breit. Ein Halbzylinder bildet die Vorderkante, die Abströmkante ist keilförmig ausgeführt. Die Elektroden/Magnet-Anordnung besteht aus 5 mm breiten, 2 mm hohen (Magnetisierungsrichtung) und 5 mm langen Magneten und  $a = 5$  mm breiten Edelstahlstreifen, die die Elektroden bilden. Die Elektroden/Magnet-Anordnung liegt direkt hinter der Vorderkante der Platte und ist nur eine Magnetlänge, d.h. 5 mm, lang. Die Magnet/Elektroden-Reihe erstreckt sich über die gesamte Plattenbreite. Die Platte ist mit den gleichen Endscheiben versehen, wie die andere zur Visualisierung benutzte Platte. Wie in Abbildung 4.37 löst auch hier die unbeeinflusste saugseitige Strömung an der Plattenvorderkante ab. Um die bei der hohen Anregungsfrequenz von  $Se = 8.1$ ,  $f_e = 5$  Hz entstehenden kleinskaligen Strukturen besser sichtbar zu machen, wurde der kleinere Bildausschnitt und kontinuierlich, statt wie in den Abbildungen 3.16 und 4.37 gepulst, abschwimmende Wasserstoffbläschen zur Visualisierung gewählt. Die unbeeinflusste Strömung zeigt wieder die typischen Kelvin-Helmholtz-Wirbel. Für einen Impulscoeffizienten von  $c'_\mu = 1.2\%$  bestimmt die Anregung die Ablösefrequenz der Wirbel nahe der Vorderkante. Die entstehenden kleinen Wirbel vermischen sich sehr schnell. Es kommt zu keiner merklichen Beeinflussung des großräumigen Ablösegebiets. Für  $c'_\mu = 5.9\%$  erscheinen die Wirbelstrukturen nicht mehr in der wohlgeordneten Abfolge, sondern beginnen offensichtlich schon unmittelbar nach der Ablösung zu interagieren. Die Breite des Ablösegebietes am rechten Bildrand ist verglichen mit  $c'_\mu = 0\%$  und  $c'_\mu = 1.2\%$  etwas schmaler. Für  $c'_\mu = 17.8\%$  sind schließlich keine einzelnen Strukturen mehr zu erkennen. Die für den Impulscoeffizienten erforderliche hohe Stromdichte führt zur Bildung einer Vielzahl von

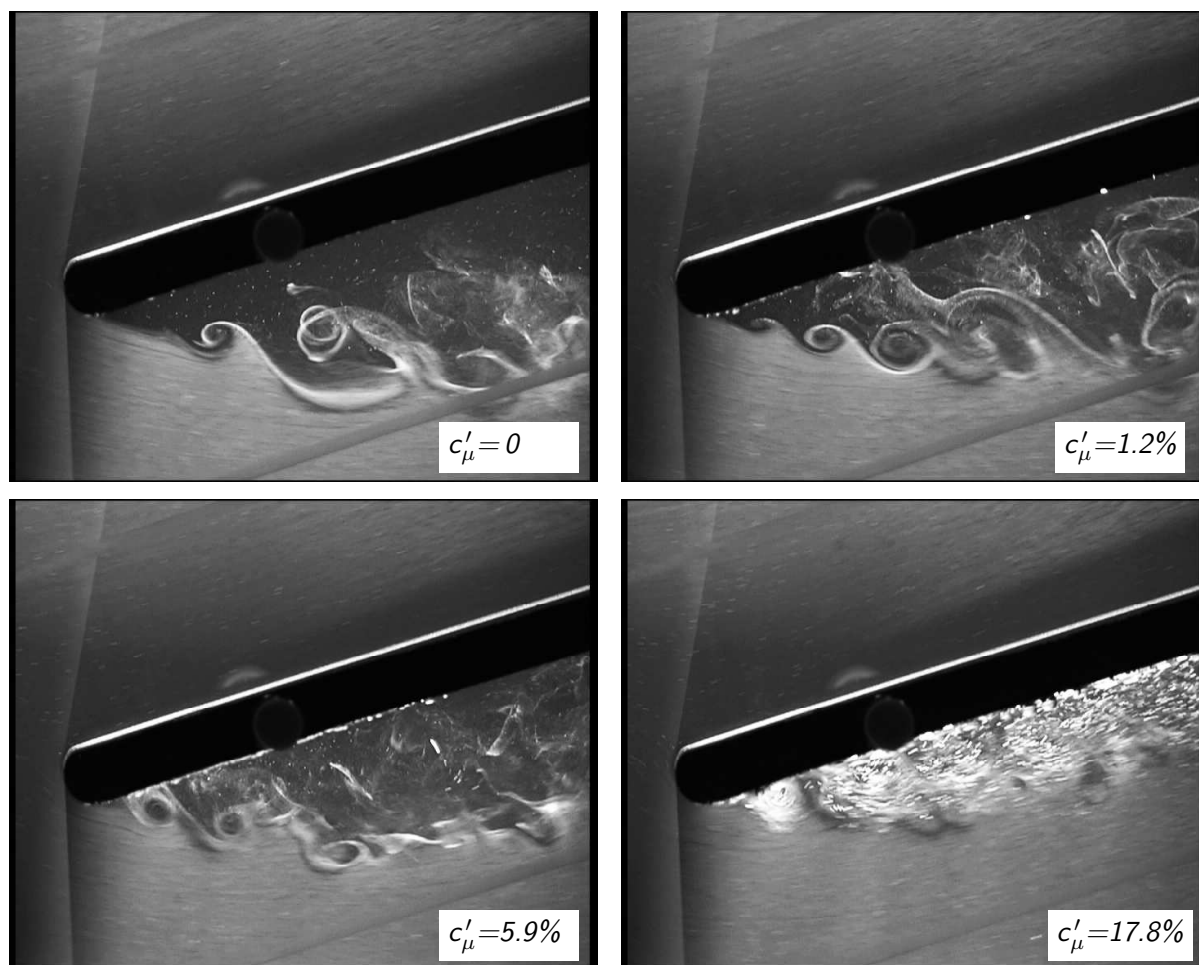


Abb. 4.38: Visualisierung der Strömung an der Vorderkante einer  $15^\circ$  angestellten Platte bei  $Re = 10^4$ , Anregung mit  $Se = 8.1$  und wachsendem Impulskoeffizienten.

Elektrolyseblasen, die mit der Strömung abtransportiert werden. Die Größe des Ablösegebiets ist deutlich reduziert. Möglicherweise kommt es auch zur völligen Unterdrückung der Rückströmung, was sich jedoch nicht eindeutig aus der Visualisierung ableiten lässt. Die hier gezeigten Vorgänge geben ein Beispiel für die Wirksamkeit einer Anregung mit  $Se = O(10)$ , wie sie von Amitay und Glezer (2002a) vertreten wird. Diese erfordert jedoch im hier gezeigten Fall einen deutlich höheren Impulseintrag als bei einer Anregung mit  $Se = O(1)$ . Eine alternative Erklärung für dieses Verhalten bieten Wu et al. (1991) mit analytischen Überlegungen und numerischen Rechnungen zum Einfluss von Sekundärströmungen dritter Art (streaming) auf eine ablösende Grenzschicht (siehe dazu auch die Bemerkungen auf Seite 154). Wu et al. (1991) gehen davon aus, dass ein kleiner Ausschnitt der Wand in Strömungsrichtung schwingen kann und betrachten den dadurch erzielten Effekt für den hier vorliegenden ähnlichen Bedingungen  $Re = 2 \cdot 10^4$ ,  $Se = 5.0$  und  $Re = 2 \cdot 10^5$ ,  $Se = 10.0$ . In beiden Fällen wird eine deutliche Beschleunigung des wandnahen Fluids erzielt, die geeignet ist, die Ablösung zu verzögern bzw. zu verhindern.

### 4.3.3 Kraftmessungen

#### 4.3.3.1 Verhalten bei konstantem Anstellwinkel

##### **Einfluss der Anregungsfrequenz**

Abbildung 4.39 gibt einen Überblick über die Wirkung der elektromagnetischen Anregung auf die saugseitige Strömung bei verschiedenen Frequenzen, Impulskoeffizienten und Anstellwinkeln. Bei der relativ kleinen Reynoldszahl von  $Re = 5.2 \cdot 10^4$  reißt die Strömung bereits bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 13^\circ$  ab. Beim in Abbildung 4.39 oben eingestellten Anstellwinkel von  $\alpha = 14^\circ$  beträgt der Auftriebskoeffizient nur noch etwa die Hälfte des Wertes bei angelegter Strömung, was dem für diese Reynoldszahl typischen abrupten Strömungsabriss geschuldet ist. Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte bei unbeeinflusster Strömung sind bei  $Se = 0$  angetragen. Eine Anregung mit  $c'_\mu = 0.14\%$  stellt den bei angelegter Strömung erzielbaren Auftrieb wieder her. Der Auftriebskoeffizient bleibt bei einer Verdopplung des Impulskoeffizienten nahezu konstant, 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 Annahme wird dadurch gestützt, dass Auftriebs- und Widerstandskoeffizient praktisch bis zu  $Se = 50$  (nicht dargestellt), also im ganzen untersuchten Bereich der Anregungsfrequenzen nahezu unverändert bleiben. 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.

Bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 17^\circ$  und  $Re = 8.0 \cdot 10^4$  (Abbildung 4.39 Mitte) ändert sich die Reaktion der Strömung. Bei geringen effektiven Impulskoeffizienten  $c'_\mu \leq 0.23\%$  zeigen Auftriebs- und Widerstandskoeffizient eine ausgeprägte Abhängigkeit von der Frequenz der Anregung. Beide erreichen bei  $Se = 0.75$  ein Maximum. Die Wirkung der Anregung nimmt zu höheren und niedrigeren Frequenz hin schnell ab. Die Form der  $C_L$ - $Se$  Abhängigkeit ist dem beim oszillierenden Ausblasen/Absaugen an der Profilverderrkante gefundenen und in Abbildung 4.7 wiedergegebenen Verlauf sehr ähnlich. Daraus lässt sich schließen, dass auch hier eine Anregung der Scherschicht für das festgestellte Verhalten verantwortlich ist. Genau bei einem Impulskoeffizienten von  $c'_\mu = 0.23\%$  zeigen zwei zu unterschiedlichen Zeiten aufgenommene Messreihen ein völlig unterschiedliches Verhalten. Einerseits die eben erwähnte Frequenzabhängigkeit mit einem maximalen Auftriebskoeffizienten von  $C_L = 0.93$  bei  $Se = 0.75$ , andererseits eine nur unmerkliche Frequenzabhängigkeit des dann höheren Auftriebskoeffizienten von  $C_L = 1.04$ . Während der Auftriebskoeffizient im Bereich der Scherschichtanregung bei der optimalen Anregungsfrequenz von  $Se = 0.75$  mit der Anregungsamplitude deutlich steigt ( $C_L(c'_\mu = 0.11\%) = 0.76$ ,  $C_L(c'_\mu = 0.17\%) = 0.89$ ), bleibt er nach dem Übergang zu  $c'_\mu > 0.23\%$  bei weiterer Steigerung der Anregungsamplitude auf bis zu  $c'_\mu = 0.46\%$  nahezu konstant. Der Widerstandskoeffizient sinkt beim Übergang von frequenzabhängigem zu frequenzinsensitivem Verhalten von  $C_{Dmax} = 0.33$  auf  $C_D = 0.20$ . Dieser Wechsel

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

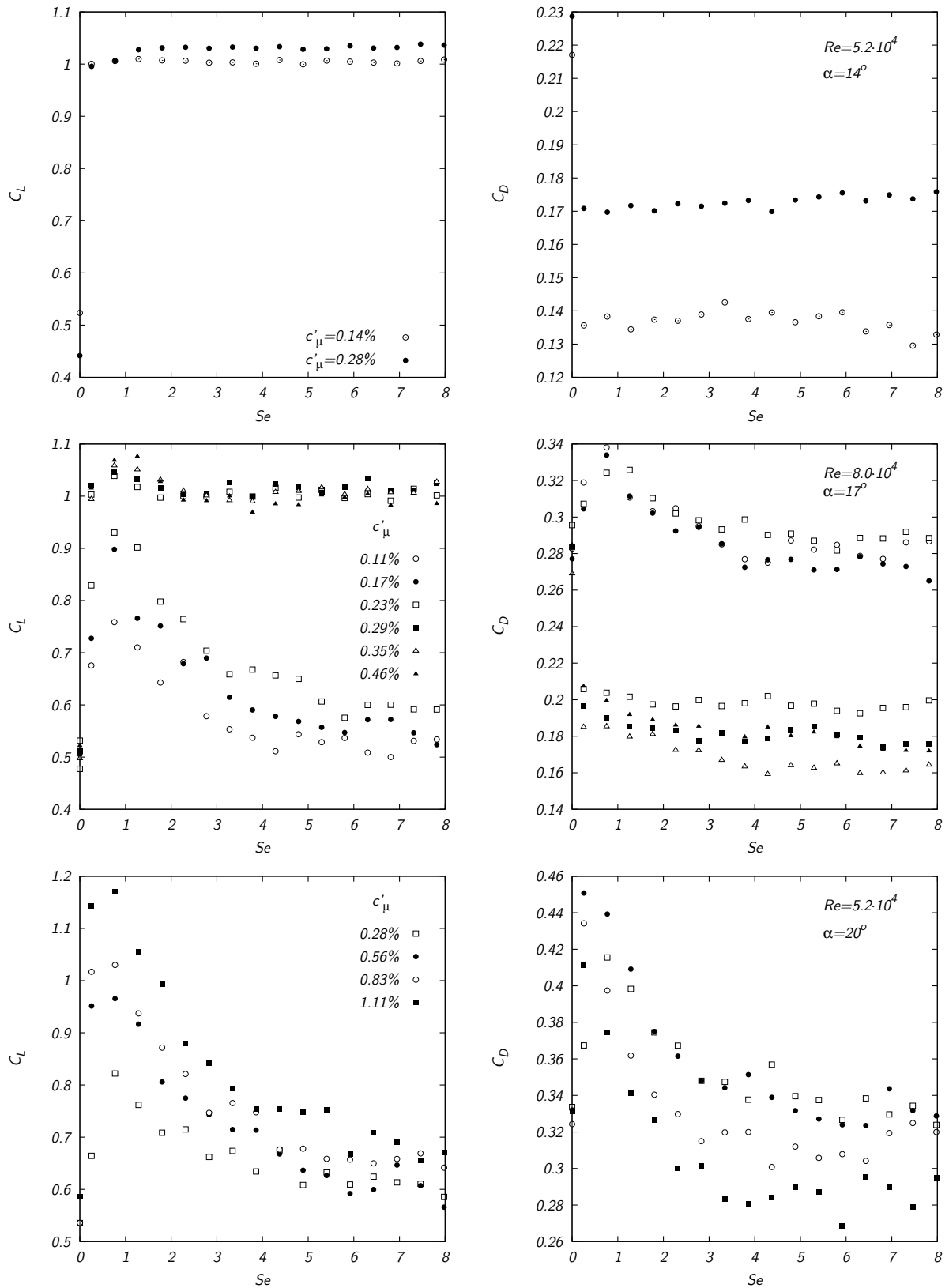


Abb. 4.39: Einfluss der Anregungsfrequenz auf den Auftriebs- und den Widerstandsbeiwert bei unterschiedlichen Anstellwinkeln und Reynoldszahlen.



### 4.3 Experimente mit oszillierender Lorentzkraft an angestellten Profilen

der Frequenzabhängigkeit  $C_L(Se)$  und  $C_D(Se)$  ist vermutlich einem Übergang zwischen zwei Strömungsregimes geschuldet. Bei kleinen Impulskoeffizienten dominiert die Scherschichtanregung mit ihrer typischen starken Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz die Strömung, wohingegen bei höheren Impulskoeffizienten ein nahezu vollständiges Wiederaanlegen der Grenzschicht erreicht zu werden scheint. In den zeitaufgelösten Kraftmessungen ist die Anregungsfrequenz für  $Se \leq 0.75$  und  $c'_\mu \leq 0.23\%$  sehr dominant. Auch wenn sie für  $c'_\mu \geq 0.23\%$  noch erkennbar bleibt, betragen die Absolutbeträge der Schwankungen bezogen auf den Mittelwert des Auftriebskoeffizienten nur noch ein Viertel des Wertes für  $c'_\mu \leq 0.23\%$ . Die Annahme zweier unterschiedlicher Strömungsregimes wird von den von McCormick (2000) durchgeführten und in Abschnitt 4.1.1 besprochenen Strömungsvisualisierungen unterstützt. McCormick (2000) fand an einem Sikorsky SSC-A09 Profil für  $Re = 2.5 \cdot 10^5$  oberhalb des kritischen Anstellwinkels bei Anregung mit  $c'_\mu = 0.5\%$  eine von großen kohärenten Strukturen dominierte Strömung, die im zeitlichen Mittel angelegt war. Eine Erhöhung des Impulskoeffizienten auf  $c'_\mu = 1.5\%$  führte zum vollständigen Wiederaanlegen der saugseitigen Strömung ohne sichtbare kohärente Strukturen. Es scheint möglich, dass den in Abschnitt 4.1.1 besprochenen Ergebnissen von Amitay und Glezer (2002a) ähnliche Vorgänge zugrunde liegen, zumal die in Abbildung 4.11 eingetragenen Werte der Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten in unterschiedlichen Experimenten und mit unterschiedlichen Aktuatoren für den Frequenzbereich  $Se \leq 3.3$  und  $Se \geq 10$  gewonnen wurden, was zu unterschiedlichem Verhalten bei nominell gleichen Parametern führen könnte.

Die im unteren Teil von Abbildung 4.39 wiedergegebenen Diagramme zeigen die Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten für  $Re = 5.2 \cdot 10^4$  und  $\alpha = 20^\circ$ . Dieser Anstellwinkel liegt weit oberhalb des kritischen Wertes. Eine Anregung mit Impulskoeffizienten bis zu  $c'_\mu = 1.11\%$  resultiert in einer Erhöhung des Auftriebskoeffizienten bei  $Se = O(1)$ . Höhere Impulskoeffizienten waren mit der verwendeten Anordnung nicht einstellbar. Die  $C_L$ - $Se$  Kurven zeigen wieder den für die Scherschichtanregung typischen Verlauf. Eine Anregung mit  $Se \geq 6$  hat praktisch keinen Effekt mehr auf den Auftriebskoeffizienten. Der Anstellwinkel ist offensichtlich so hoch, dass auch eine vollständig turbulente Grenzschicht den resultierenden Druckanstieg nicht überwinden kann. Korrespondierend zur Erhöhung des Auftriebskoeffizienten steigt auch der Widerstandskoeffizient verglichen mit dem unbeeinflussten Wert bei kleinen Anregungsfrequenzen ( $Se \leq 3$ ). Ein derartiger Widerstandsanstieg wurde experimentell auch von Hsiao (2003), Pack Melton und Yao (2003) und Pack Melton et al. (2004) beobachtet sowie in numerischen Untersuchungen von Wu et al. (1998) gefunden. Mutschke et al. (2005) konnten diesen Effekt in numerischen Simulationen einer mit oszillierenden Lorentzkraften kontrollierten Tragflügelumströmung ebenfalls reproduzieren. Hsiao (2003) erklärt den Widerstandsanstieg mit einer durch die Anregung bewirkten Stabilisierung und Ausweitung des Ablösegebietes in Richtung normal zur Anströmung. Es bildet sich auf der Saugseite ein Wirbel aus, der sowohl den Auftrieb als auch den Widerstand erhöht<sup>7</sup>. Die Impulskoeffizienten

<sup>7</sup>Auftrieb liefernde Wirbel sind ein bekanntes Phänomen, das z.B. beim stark angestellten Deltaflügel auftritt (siehe z.B. Lee und Ho, 1990). Prandtl (1965) bezeichnet sie als „aufrollende Wirbelbänder“, Lugt (1979) als „Randwirbel“. Bei zweidimensionalen Tragflächen kann sich ohne zusätzliche Maßnahmen kein saugseitiger stationärer Wirbel bilden, da er von der Hauptströmung abtransportiert

zeigen, dass der Widerstandskoeffizient für  $c'_\mu = 0.56\%$  ein Maximum erreicht und dann wieder abnimmt. Der folgende Abschnitt geht näher auf dieses Phänomen ein.

### Auftriebs- und Widerstandskoeffizient über dem Impulskoeffizienten und Effekte der Anregungswellenform

Alle bisher gezeigten Resultate sind durch Anregung von mit sinusförmigen Stromdichte-Zeit-Verläufen erzeugten oszillierenden Lorentzkraften erzielt worden. Die Lorentzkraft hat als Aktuator den Vorteil, dass sich beliebige Anregungswellenformen sehr einfach realisieren lassen. Dazu müssen lediglich die Elektroden mit einem entsprechend modulierten Strom versorgt werden. Um Ähnliches mit traditionellen Methoden zu bewirken ist ein beträchtlicher Aufwand nötig, wie die Arbeiten von Bouras et al. (2000) und Durst et al. (2003) zeigen. Ergebnisse der Anregungen mit Sinus-, Dreieck- und Rechteckspannung werden im Folgenden vorgestellt.

Abbildung 4.40 zeigt den Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten über dem effektiven Impulskoeffizienten  $c'_\mu$  nach Gleichung (4.25) für  $Re = 5.2 \cdot 10^4$ ,  $\alpha = 20^\circ$  und  $Se = 0.5$  (links) bzw.  $Se = 1.5$  (rechts). Bekanntermassen ergibt der Wurzelterm in Gleichung (4.25)  $\hat{j}/\sqrt{3}$  für Dreieck-,  $\hat{j}/\sqrt{2}$  für Sinus- und  $\hat{j}$  für Rechteckspannung, wenn  $\hat{j}$  den Spitzenwert des Stromes bezeichnet. Unter den in Abbildung 4.40 angegebenen Bedingungen beeinflusst die Wellenform die Wirkung der Lorentzkraft auf die Strömung offensichtlich nicht wesentlich.

Wie aus Abbildung 4.39 entnommen werden kann, führt bei konstantem Impulskoeffizienten eine Anregung mit  $Se = 0.5$  zu einer stärkeren Auftriebserhöhung als eine Anregung mit  $Se = 1.5$ . Die Auftragung des Auftriebsbeiwerts über dem Impulskoeffizienten in Abbildung 4.40 zeigt für beide Anregungsfrequenzen einen Knick. Es liegt nahe, die Werte in den durch den Knick getrennten Bereichen durch einzelne Geraden anzupassen. Sie werden für  $Se = 0.5$  durch

$$\begin{aligned} C_L &= 0.539 + 88.1 \cdot c'_\mu \quad \text{bei } c'_\mu < 0.615 \cdot 10^{-2} \\ C_L &= 0.889 + 31.2 \cdot c'_\mu \quad \text{bei } c'_\mu \geq 0.615 \cdot 10^{-2} \end{aligned} \quad (4.26)$$

und für  $Se = 1.5$  durch

$$\begin{aligned} C_L &= 0.555 + 68.4 \cdot c'_\mu \quad \text{bei } c'_\mu < 0.416 \cdot 10^{-2} \\ C_L &= 0.750 + 21.5 \cdot c'_\mu \quad \text{bei } c'_\mu \geq 0.416 \cdot 10^{-2} \end{aligned} \quad (4.27)$$

beschrieben. Diese Geraden sind in die jeweiligen  $C_L$ - $c'_\mu$  Diagramme eingetragen. Ihre Schnittpunkte stimmen gut mit dem Maximum der entsprechenden  $C_D$ - $c'_\mu$  Verläufe

---

wird. Beim dynamischen Anstellen können saugseitig verharrende Wirbel jedoch kurzzeitig auftreten. Sie sind für einen großen Teil der dynamischen Auftriebserhöhung an dynamisch angestellten Profilen verantwortlich (Carr et al., 1977; McCroskey, 1981) und werden auch von Insekten (Maxworthy, 1981; Ellington et al., 1996; Srygley und Thomas, 2002; Thomas et al., 2004) und Mauerseglern (Videler et al., 2004) genutzt. In einer instationären Strömung konnten Gursul et al. (1991) durch einen auf der Saugseite eines Profils gehaltenen Wirbel Auftriebsbeiwerte von mehr als 10 realisieren.

Um diesen Effekt auch bei stationärer zweidimensionaler Strömung zu erzielen, muss der Abtransport des Wirbels verhindert werden (vortex trapping). Dazu gibt es eine Reihe von Konzepten, wie z.B. die von Hurley (1959) getestete vorwärtsgerichtete Klappe mit Absaugung, ausgefeilte Klappenkonfigurationen von Kasper (1974), seitliches Absaugen aus dem Wirbelkern (Rossow, 1991) und Stabilisieren durch alternierendes Ausblasen und Absaugen (Chernyshenko, 1995).

### 4.3 Experimente mit oszillierender Lorentzkraft an angestellten Profilen

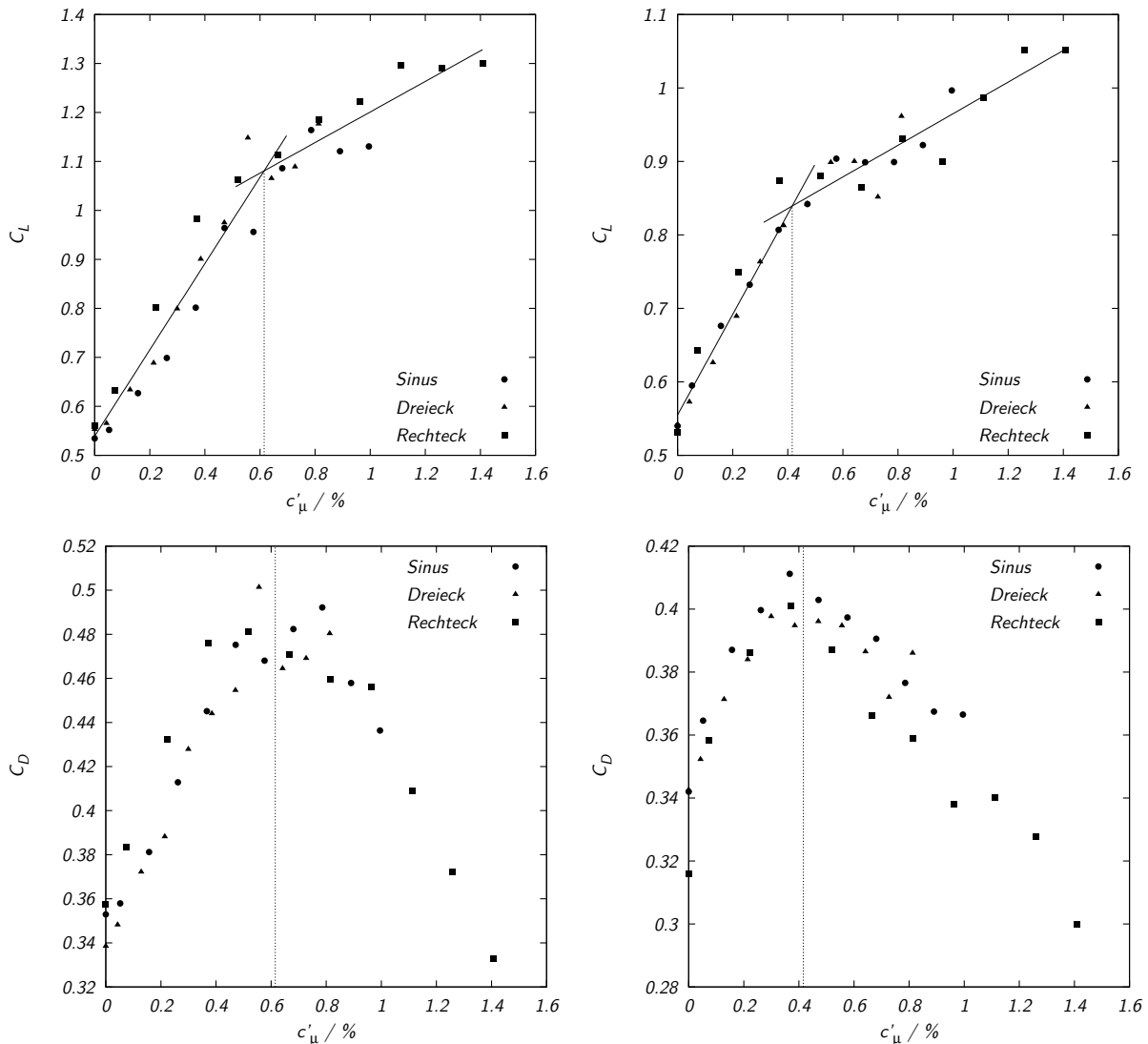


Abb. 4.40: Auftriebs- und Widerstandskoeffizient über dem Impulskoeffizienten für  $Re = 5.2 \cdot 10^4$  und  $\alpha = 20^\circ$ . Anregung mit verschiedenen Wellenformen bei  $Se = 0.5$  (links) und  $Se = 1.5$  (rechts).

überein. Der anfängliche steilere Auftriebsanstieg ist somit auch mit einem Widerstandsanstieg verbunden, während die schwächere folgende Auftriebssteigerung von einem Widerstandsrückgang begleitet wird. Diese Vorgänge sind, wie bereits auf S. 183 erwähnt, nach Auffassung von Hsiao (2003) und den von Wu et al. (1998) gegebenen Erklärungen und Stromlinienbildern (besonders die Abbildungen 23–25 von Wu et al., 1998) mit dem Einfluss der Anregung auf Größe und Position des Ablösegebiets in der zeitgemittelten Strömung zu erklären. Bei geringen Impulskoeffizienten wird das Ablösegebiet zunächst stärker an das Profil gebunden, wodurch sowohl Auftrieb als auch, wegen des breiteren Nachlaufs, Widerstand ansteigen. Bei höheren Impulskoeffizienten nimmt die Ausdeh-

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

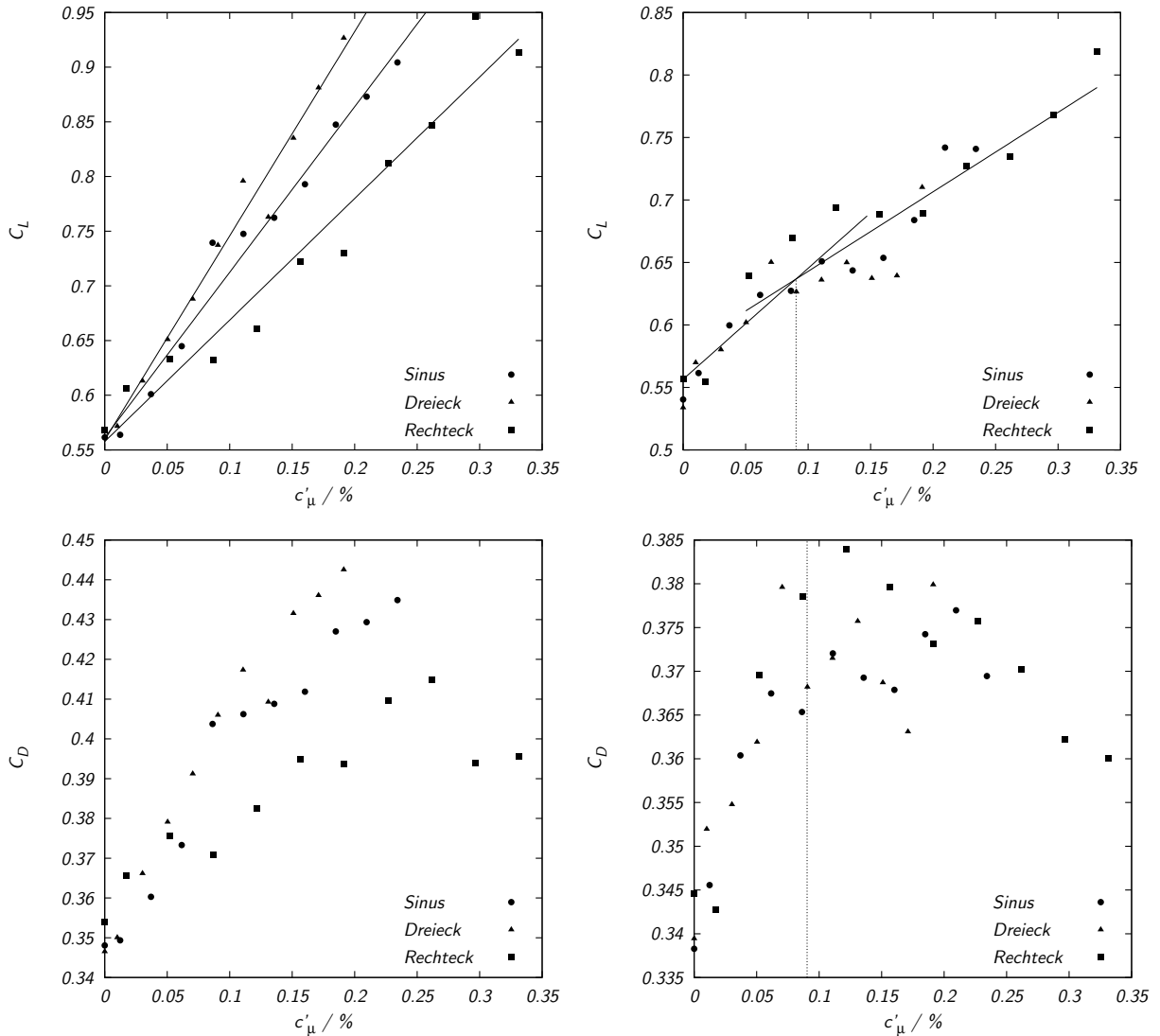


Abb. 4.41:  $C_L$  und  $C_D$  über dem Impulskoeffizienten für  $Re = 1.06 \cdot 10^5$  und  $\alpha = 20^\circ$ . Anregung mit unterschiedlichen Wellenformen bei  $Se = 0.5$  (links) und  $Se = 1.5$  (rechts).

nung des Ablösegebiets dann mehr und mehr ab, was sich in einer Widerstandsverminderung und weitere Auftriebssteigerung äußert. Ohne eine Kenntnis des tatsächlichen Strömungsfeldes muss diese Interpretation jedoch notwendigerweise spekulativ bleiben.

In Abbildung 4.41 sind Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten wie in Abbildung 4.40 bei  $Se = 0.5$  (links) und  $Se = 1.5$  (rechts) über dem Impulskoeffizienten aufgetragen, hier allerdings für eine höhere Reynoldszahl von  $Re = 1.06 \cdot 10^5$ . Eine technische Konsequenz der erhöhten Reynoldszahl ist der kleinere maximale Impulskoeffizient von  $c'_\mu = 0.34\%$ , der sich mit der maximal zulässigen Stromdichte einstellen lässt. Wiederum ergeben sich für konstante Impulskoeffizienten bei  $Se = 0.5$  höhere Auftriebs- aber auch Wider-

### 4.3 Experimente mit oszillierender Lorentzkraft an angestellten Profilen

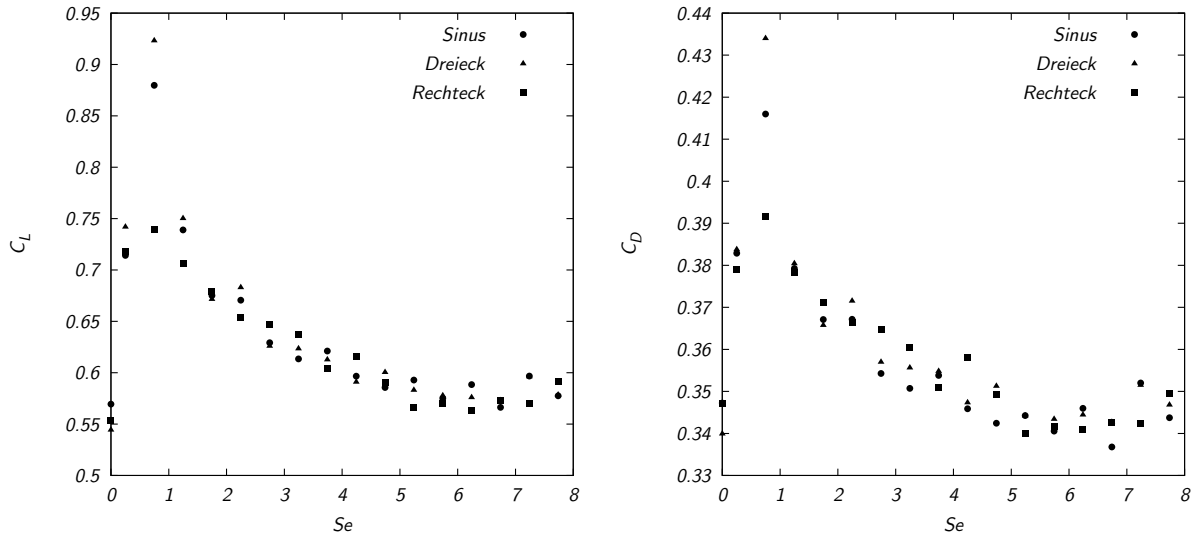


Abb. 4.42:  $C_L$  und  $C_D$  über der Anregungsfrequenz für verschiedene Wellenformen bei  $Re = 1.06 \cdot 10^5$ ,  $\alpha = 20^\circ$ ,  $c'_\mu = 0.2\%$ .

standskoeffizienten als bei  $Se = 1.5$ . Für  $Se = 1.5$  ist immer noch ein Maximum des Widerstandskoeffizienten für  $c'_\mu = 0.12\%$  identifizierbar, obwohl die Daten eine beträchtliche Streuung aufweisen. Die Auftriebskoeffizienten sind ähnlich gestreut, vor allem in der Nähe des Anstiegswechsels. Deshalb stimmen der Schnittpunkt der beiden Geraden

$$\begin{aligned} C_L &= 0.556 + 88.8 \cdot c'_\mu \quad \text{bei } c'_\mu < 0.090 \cdot 10^{-2} \\ C_L &= 0.579 + 63.6 \cdot c'_\mu \quad \text{bei } c'_\mu \geq 0.090 \cdot 10^{-2} \end{aligned} \quad (4.28)$$

bei  $c'_\mu = 0.09\%$  und das Maximum des Widerstandskoeffizienten nicht mehr so gut überein wie in Abbildung 4.40. Beide Phänomene, Anstiegswechsel im  $C_L$ - $c'_\mu$ -Verlauf und Maximum des Widerstandskoeffizienten, liegen bei deutlich kleineren Impulskoeffizienten als bei  $Re = 5.2 \cdot 10^4$ . Die Daten für  $Se = 0.5$ , die in der linken Spalte von Abbildung 4.41 wiedergegeben sind, zeigen ein völlig anderes Verhalten. Sowohl die Auftriebs-, als auch die Widerstandskoeffizienten sind von der Anregungswellenform abhängig. Eine Anpassung der Auftriebskoeffizienten durch Geraden ergibt

$$\begin{aligned} C_L &= 0.559 + 187 \cdot c'_\mu \quad \text{für Dreieckspannung,} \\ C_L &= 0.561 + 151 \cdot c'_\mu \quad \text{für Sinusspannung und} \\ C_L &= 0.558 + 111 \cdot c'_\mu \quad \text{für Rechteckspannung.} \end{aligned} \quad (4.29)$$

Die angepassten Geraden sind in das Diagramm eingezeichnet. Eine Anregung mit Dreieckspannung resultiert also im steilsten Anstieg des Auftriebsbeiwerts mit dem effektiven Impulskoeffizienten, eine Sinusspannung hat einen weniger prononcierten Effekt und die Rechteckspannung zeigt die geringste Wirksamkeit. Es tritt weder ein ausgeprägtes Widerstandsmaximum auf, noch ist ein deutlicher Knick im  $C_L$ - $c'_\mu$ -Verlauf feststellbar. Das

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

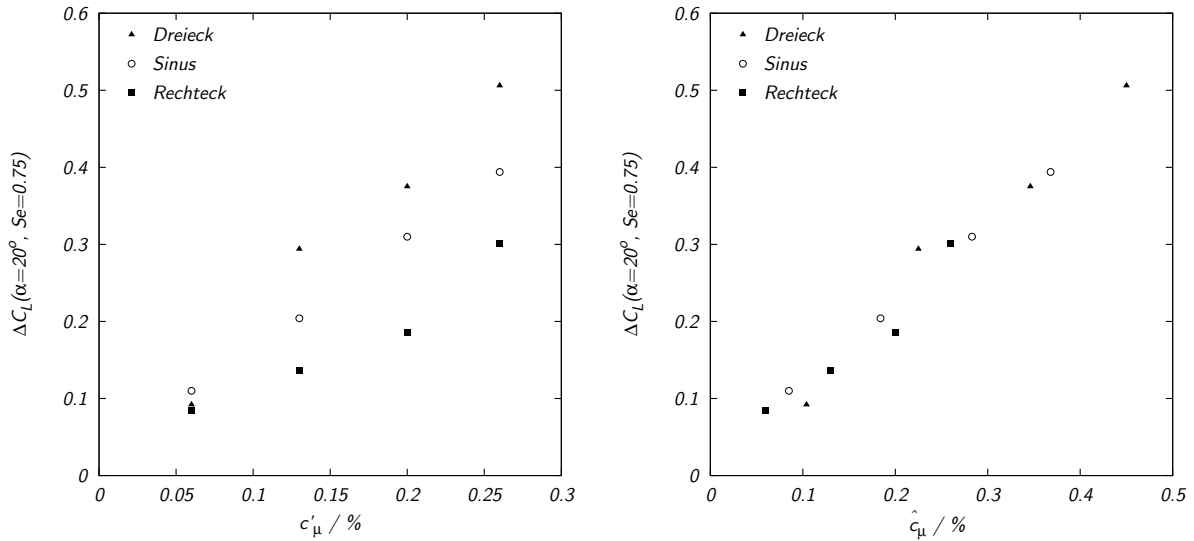


Abb. 4.43:  $C_L$ -Zunahme bei  $Re = 1.06 \cdot 10^5$ ,  $Se = 0.75$  und  $\alpha = 20^\circ$  aufgetragen über dem effektiven (links) und dem Spitzen- (rechts) Impulscoeffizienten.

bedeutet nicht notwendigerweise, dass diese Merkmale nicht vorhanden sind, vermutlich liegt der maximal einstellbare Impulscoeffizient lediglich unter dem kritischen Wert.

Abbildung 4.42 zeigt Widerstands- und Auftriebsbeiwerte für  $Re = 1.06 \cdot 10^5$ ,  $\alpha = 20^\circ$  und einen festen effektiven Impulscoeffizienten von  $c'_\mu = 0.2\%$ . Im Wesentlichen ist der Verlauf ähnlich dem in Abbildung 4.39 für  $Re = 5.2 \cdot 10^4$  und  $\alpha = 20^\circ$  gezeigten. Für  $Se \geq 2$  ergibt sich kein systematischer Einfluss der Wellenform auf die Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte. Im Kontrast dazu zeigt sich bei der effektivsten Anregungsfrequenz von  $Se = 0.75$  eine starke Abhängigkeit der erzielten Beiwerte von der Wellenform. In Übereinstimmung mit den Daten aus Abbildung 4.41 für  $Se = 0.5$  ergeben sich die höchsten Werte von Auftrieb und Widerstand für eine Anregung mit Dreiecksspannung, die mit Sinusspannung erzielten Werte liegen darunter und den geringsten Effekt hat die Anregung mit einer Rechtecksspannung.

Die Auftriebssteigerung bei Anregung mit der effektivsten Frequenz ( $Se = 0.75$ ) bei  $\alpha = 20^\circ$  und  $Re = 1.06 \cdot 10^5$  ist in Abbildung 4.43 über dem effektiven Impulscoeffizienten  $c'_\mu$  (links) und dem Spitzenimpulscoeffizienten  $\hat{c}_\mu$  (rechts) dargestellt. Die Auftriebssteigerung ist dabei auf den Auftriebsbeiwert bei unbeeinflusster Strömung bezogen, d.h.  $\Delta C_L(c_\mu) = C_L(c_\mu) - C_L(c_\mu = 0)$ .  $\hat{c}_\mu$  ist der mit dem Spitzenwert der Stromdichte  $\hat{j}$  gebildete Impulscoeffizient, d.h.

$$\hat{c}_\mu = \frac{1}{2} \cdot \frac{aB_0\hat{j}}{\rho U_\infty^2} \cdot \frac{x_e - x_s}{c}. \quad (4.30)$$

Während die Daten unterschiedlichen Verläufen folgen, wenn  $\Delta C_L$  über dem effektiven Impulscoeffizienten abgetragen wird, bilden in der  $\Delta C_L - \hat{c}_\mu$  Auftragung alle Daten in guter Näherung eine Linie. Das heißt, dass in der Umgebung der wirksamsten Anregungsfrequenz nicht der effektive, sondern der Spitzenimpulscoeffizient die erreichbare

### 4.3 Experimente mit oszillierender Lorentzkraft an angestellten Profilen

Auftriebserhöhung bestimmt. Formuliert man die Anpassungen (4.30) mit  $\hat{c}_\mu$  statt mit  $c'_\mu$ , ergibt sich

$$\begin{aligned} C_L &= 0.559 + 108 \cdot \hat{c}_\mu \text{ für Dreiecksspannung,} \\ C_L &= 0.561 + 107 \cdot \hat{c}_\mu \text{ für Sinusspannung und} \\ C_L &= 0.558 + 111 \cdot \hat{c}_\mu \text{ für Rechtecksspannung.} \end{aligned} \quad (4.31)$$

Die Übereinstimmung der Koeffizienten zwischen Dreieck- und Sinusspannung ist gut, was bei Betrachtung der größeren Streuung der Werte bei Rechtecksspannung auch auf diese ausgedehnt werden kann. Auch wenn die Skalierung mit dem Spitzenimpulskoeffizienten spätestens für Dirac-Pulse nicht mehr zutreffen wird, ergeben sich durch diese Abhängigkeit attraktive Möglichkeiten zur Steigerung der Effizienz periodischer Anregungen. Wie man aus Abbildung 4.43 ablesen kann, liegt die Auftriebserhöhung für  $c'_\mu = 0.26\%$  und Dreiecksspannung 70% über dem mit einer Rechtecksspannung erreichbaren Wert.

Cierpka (2004) konnte mit phasengemittelten LDA-Messungen an der Saugseite der im Zusammenhang mit Abbildung 4.38 beschriebenen Platte zeigen, dass sich für unterschiedliche Anregungswellenformen bei sonst konstanten Parametern  $Re = 10^4$ ,  $Se = 1$ ,  $\alpha = 16^\circ$  und  $c'_\mu = 3\%$  verschiedene Wirbelstrukturen ausbilden. Damit einher gehen unterschiedliche Ausdehnungen des mittleren Ablösegebietes. Der in den Kraftmessungen gefundene Trend: ein höherer Spitzenimpulskoeffizient bewirkt stärkere Effekte auf die Strömung, konnte mit den LDA-Messungen bestätigt werden. Aus Konturdarstellungen der Wirbelstärkeverteilung auf der Saugseite lässt sich erkennen, dass für Anregungen mit kleinen  $\hat{c}_\mu$  ausgedehnte Bereiche höherer Wirbelstärke, d.h. relativ große Wirbel, an der Plattenvorderkante entstehen. Das Wirbelstärkeniveau in den Wirbeln gleicht sich beim Überströmen der Platte rasch dem der Umgebung an. Die Fähigkeit der Wirbel, Impuls aus der Außenströmung hin zur Platte zu transportieren nimmt ab. Bei hohem  $\hat{c}_\mu$  dagegen bilden sich am Ort der Anregung sehr kompakte Strukturen mit deutlich höheren Wirbelstärkemaxima. Diese kleineren und intensiveren Wirbel vermischen sich weniger mit der Umgebung und sorgen deshalb auch noch weiter stromab von der Plattenvorderkante für einen kräftigen Impulsaustausch mit der Außenströmung.

#### 4.3.3.2 Vergleich der elektromagnetischen Anregung mit oszillierendem Ausblasen und Absaugen

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, dass die elektromagnetische Anregung die charakteristische Frequenzabhängigkeit der Kontrolle abgelöster Strömungen durch periodisches Absaugen und Ausblasen reproduziert. Einen Vergleich der Auftriebspolare mit der an einem NACA 0015 mit oszillierendem Ausblasen an der Flügelvorderkante gemessenen (Abbildung 22a von Greenblatt und Wagnanski, 2000) zeigt Abbildung 4.44. Während sich Reynoldszahlen und Anregungsfrequenzen unterscheiden,  $Re = 5.2 \cdot 10^4$  und  $Se = 0.5$  bei elektromagnetischer Anregung und  $Re = 1.5 \cdot 10^5$  und  $Se = 1.1$  für das oszillierende Ausblasen, ist der bei ähnlichen Impulskoeffizienten erzielte Auftriebsgewinn vergleichbar. Die elektromagnetische Anregung erfolgte mit einer Sinusspannung.

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

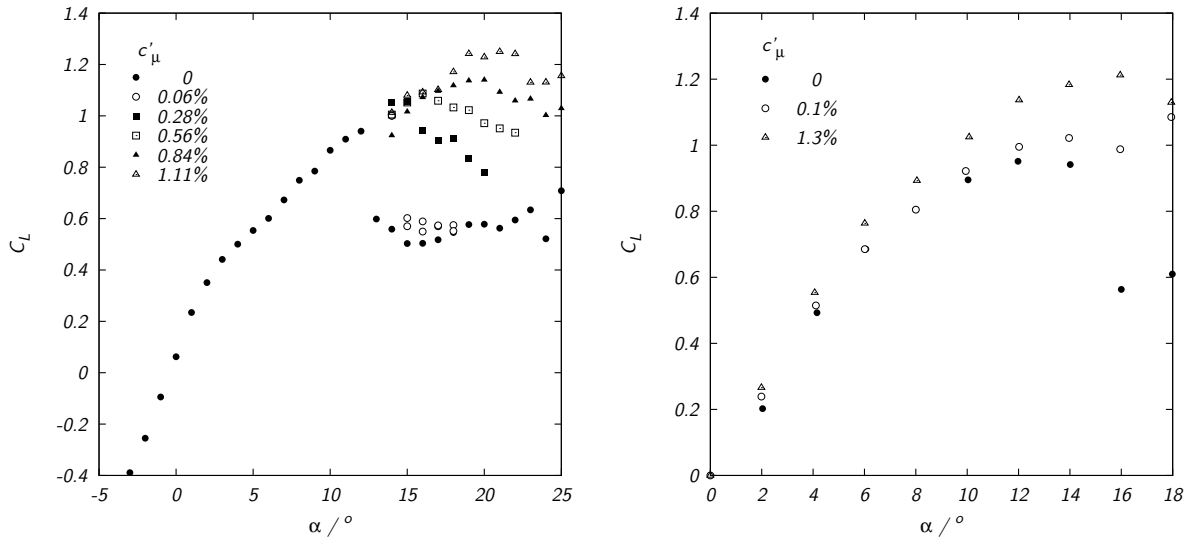


Abb. 4.44: Elektromagnetische Anregung bei  $Re = 5.2 \cdot 10^4$ ,  $Se = 0.5$  (links) verglichen mit oszillierendem Ausblasen von der Flügelvorderkante eines NACA 0015 bei  $Re = 1.5 \cdot 10^5$ ,  $Se = 1.1$  (rechts) nach Greenblatt und Wygnanski (2000).

Die dennoch bestehenden Unterschiede zwischen den Auftriebspolaren sind hauptsächlich den unterschiedlichen Reynoldszahlen, Versperrungs- und Aspektverhältnissen zuzurechnen. Bei elektromagnetischer Anregung wird der Strömungsabriss bereits für den geringen Impulskoeffizienten von  $c'_\mu = 0.06\%$  von  $13^\circ$  auf  $15^\circ$  verschoben, ein Vorgang der mit hoher Wahrscheinlichkeit auf eine von der Anregung herbeigeführte Grenzschichttransition zurückzuführen ist. Das Bild ändert sich für höhere Anstellwinkel, für die der abrupte Strömungsabriss einem eher graduellen Ablösen weicht.  $C_L$  wird im Bereich der abgelösten Strömung deutlich erhöht, die Steigerung des maximalen Auftriebsbeiwerts erfolgt jedoch hauptsächlich durch eine Erhöhung des kritischen Anstellwinkels. Für die angelegte Strömung sind keine Daten mit Anregung aufgenommen worden, ausgehend von Abbildung 4.39 sollte jedoch lediglich eine geringe Erhöhung zu erwarten sein. Im Unterschied dazu bewirkt das oszillierende Ausblasen bei fast allen Anstellwinkeln eine Auftriebserhöhung. Dieser Effekt mag in Details der Profilform begründet sein. Sie werden im Zusammenhang mit Abbildung 4.8 in Abschnitt 4.1.1 näher diskutiert. In Abbildung 22b von Greenblatt und Wygnanski (2000) wiedergegebene Messungen an einem NACA 0012 bei  $Re = 2.4 \cdot 10^5$  und  $Se = 1.5$  zeigen keine Beeinflussung der Auftriebspolaren durch das oszillierende Ausblasen für Anstellwinkel  $\alpha < 8^\circ$ .

Für Schiffbauanwendungen wie Steuerruder und Stabilisierungsflossen ist der Auftriebsgewinn bezogen auf den Wert der abgelösten Strömung nur von untergeordnetem, die Steigerung des Maximalauftriebs nach Gleichung (3.39) jedoch von primärem Interesse. Abbildung 4.45 zeigt diese Größe über dem Impulskoeffizienten im Reynoldszahlbereich  $5.2 \leq Re \leq 1.48 \cdot 10^5$ . Zum Vergleich sind Daten für oszillierendes Ausblasen an der Profilvorderkante eines NACA 0012 bei  $Re = 2.4 \cdot 10^5$  und  $Se = 1.5$  nach Abbildung 23b



### 4.3 Experimente mit oszillierender Lorentzkraft an angestellten Profilen

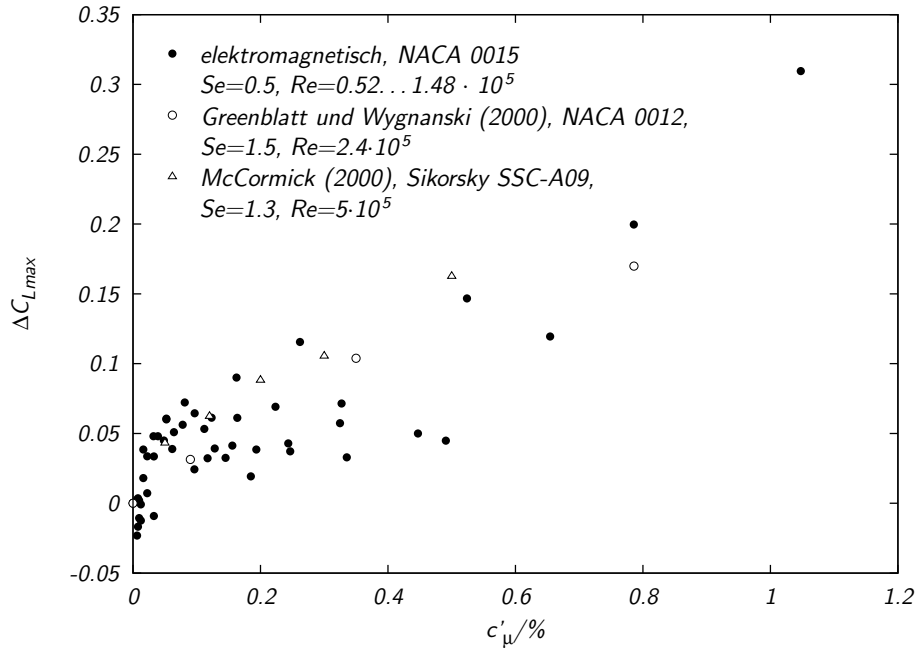


Abb. 4.45: Steigerung des Maximalauftriebs durch elektromagnetische Anregung verglichen mit oszillierendem Ausblasen von der Profilverderrkante eines NACA 0012 nach Greenblatt und Wygnanski (2000) und eines Sikorsky SSC-A09 nach McCormick (2000).

von Greenblatt und Wygnanski (2000) und nach Abbildung 14 von McCormick (2000) an einem Sikorsky SSC-A09 Profil bei  $Re = 5 \cdot 10^5$  und  $Se = 1.3$  in die Darstellung aufgenommen. Die Streuung der Werte für elektromagnetische Anregung ist hauptsächlich ein Reynoldszahleffekt, da im angegebenen Reynoldszahlbereich laminare Ablöseblasen die Strömung stark beeinflussen. Ungeachtet dieser Unsicherheiten zeigen die mit oszillierendem Ausblasen gewonnenen Werte den gleichen Trend und fügen sich gut in die Daten ein.

#### 4.3.3.3 Vergleich der periodischen Anregung mit stationärer Beeinflussung

Eine wichtige Motivation für die Untersuchung zeitlich periodischer Lorentzkräfte zur Beeinflussung abgelöster Strömungen war die Erwartung einer deutlichen Steigerung der Kontrolleffizienz in Analogie zur Ablösungskontrolle mit oszillierendem Ausblasen und Absaugen.

Abbildung 4.46 zeigt den Anstieg des Auftriebsbeiwertes über dem Impulskoeffizienten für das  $17^\circ$  angestellte PTL IV<sub>S</sub> bei  $Re = 5 \cdot 10^4$ . Der für die stationäre Anregung verwendete Impulskoeffizient ist der in (3.30) definierte, bei der oszillierenden Anregung wird wie in (4.25) 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  $0.6\% \leq C_{\mu EMHD} \leq 1.4\%$

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

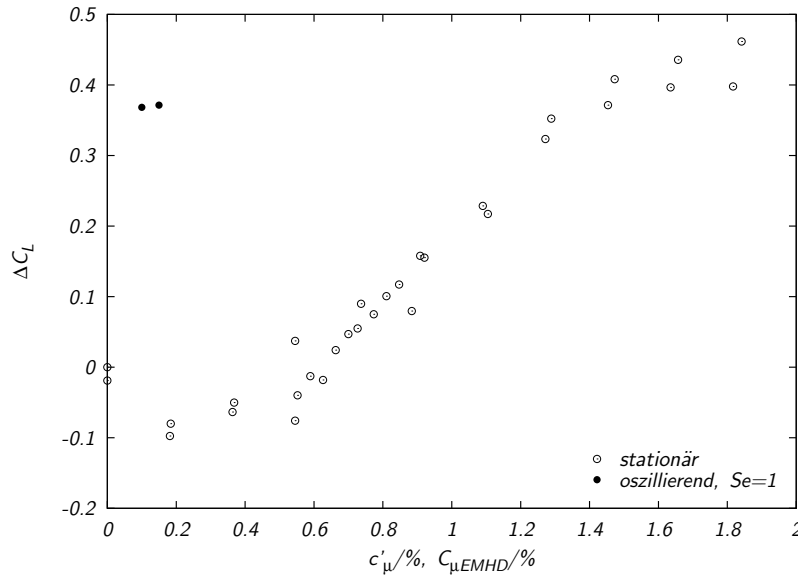


Abb. 4.46: Vergleich der Auftriebserhöhung am  $17^\circ$  angestellten Ruder bei stationärer Lorentzkraft und oszillierender Anregung,  $Re = 5 \cdot 10^4$ .

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  $c'_\mu \approx 0.1\%$  mit  $Se = 1$  eine Auftriebssteigerung von  $\Delta C_L \approx 0.37$ . Bei festem Anstellwinkel und abgelöster Strömung lässt sich mit oszillierenden Lorentzkraften ein Auftriebsgewinn, der dem bei stationär wirkender Lorentzkraft vergleichbar ist, mit etwa 7% des stationär erforderlichen Impulseintrages realisieren.

Wie bereits mehrfach erwähnt, ist die bei einem konstanten Anstellwinkel erzielbare und auf den Wert bei abgelöster Strömung bezogene Auftriebssteigerung für die in Abschnitt 3.3.1 diskutierten schiffbautechnischen Anwendungen keine wesentliche Größe. Von Interesse ist vielmehr die in Gleichung (3.39) definierte Zunahme des Maximalauftriebsbeiwertes  $\Delta C_{Lmax}$ . Er ist in Abbildung 4.47 über dem effektiven Impulskoeffizienten nach Gleichung (4.25) für periodische elektromagnetische Anregung und dem EMHD Impulskoeffizienten nach Gleichung (3.30) aufgetragen. Trotz der insgesamt beträchtlichen Streuung der Werte 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. Der Vollständigkeit halber wurden die mit periodischer Anregung gesammelten Werte  $\Delta C_{Lmax}(c'_\mu)$  analog zur stationären Beeinflussung mit dem Ergebnis

$$\Delta C_{Lmax} = 13.5 \cdot c'^{0.885}_\mu \quad (4.32)$$

### 4.3 Experimente mit oszillierender Lorentzkraft an angestellten Profilen

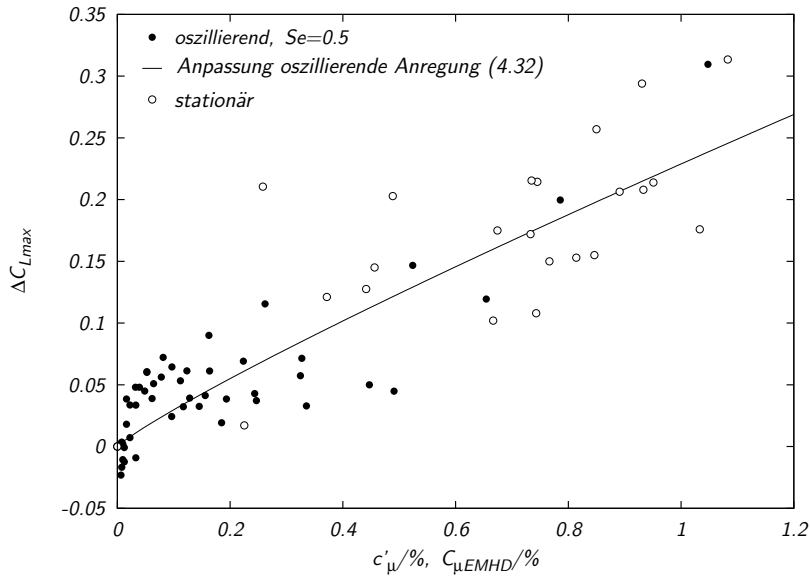


Abb. 4.47: Erhöhung des Maximalauftriebsbeiwertes bei  $Re = 5.2 \dots 1.48 \cdot 10^5$  bei periodischer elektromagnetischer Anregung mit  $Se = 0.5$  am NACA 0015 nebst Anpassung (4.32) verglichen mit stationär wirkenden Lorentzkraften bei  $Re = 2.9 \cdot 10^4 \dots 3.7 \cdot 10^5$  am PTL IV<sub>S</sub>, PTL IV<sub>L</sub> und NACA 0015.

an eine Potenzfunktion angepasst. Der Wertevorrat ist jedoch deutlich geringer, als für die stationäre Beeinflussung.

Um die unterschiedliche Wirkung der periodischen und stationären Lorentzkraft auf den Auftriebsgewinn bei festem Anstellwinkel  $\Delta C_L$  und die Steigerung des Maximalauftriebs  $\Delta C_{Lmax}$  zu erläutern, sind charakteristische Merkmale der mit beiden Beeinflussungsmethoden modifizierten Auftriebspolare in Abbildung 4.48 skizziert. Die Auftriebspolare 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 eingetragene Zirkulation  $\Delta C_{LZK}$  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 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  $\Delta C_{Lmax}$ .

Die bei anliegender Strömung erzielte Steigerung des Auftriebskoeffizienten durch Einsatz einer stationären Lorentzkraft ist proportional zur Quadratwurzel aus dem Impulskoeffizienten. Dieses Verhalten tritt auch bei Ausblasversuchen auf und ist charakteris-

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften

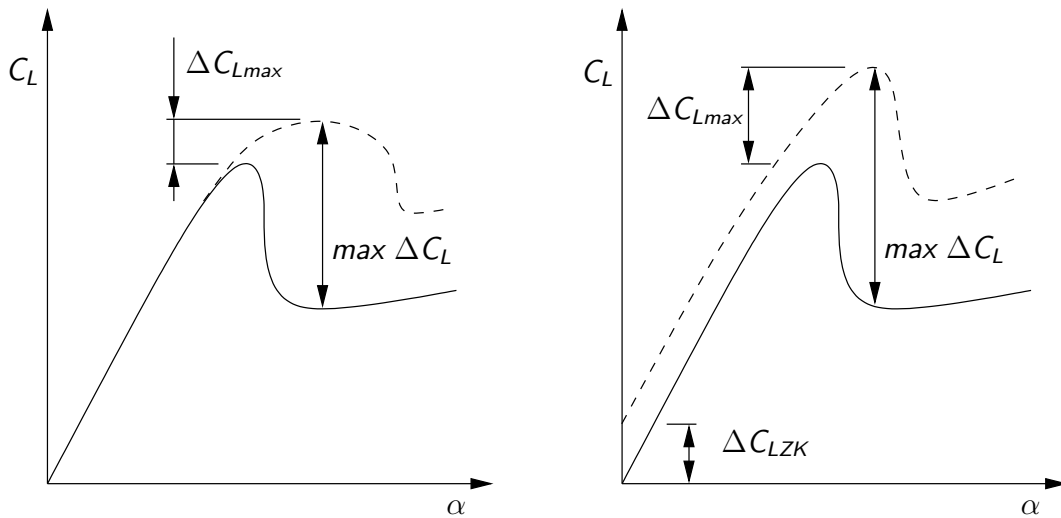


Abb. 4.48: Vergleich der prinzipiellen Unterschiede von periodischer (links) und stationärer (rechts) Lorentzkraftwirkung auf die Profilkennlinie.

tisch für die Auftriebserhöhung durch den Eintrag zusätzlicher Zirkulation (siehe z.B. Poisson-Quinton, 1956). 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 Wygnanski (1997); Greenblatt und Wygnanski (2000); Seifert und Pack (1998); Pack und Joslin (1998) relativ pauschal getroffenen Aussagen zur Effizienzsteigerung um 2 bis 3 Größenordnungen werden tatsächlich nur bei ausgewählten Hochauftriebskonfigurationen erzielt, d.h. vornehmlich beim Anregen der abgelösten Strömung über der stark angestellten Klappe eines Profils an dem die Strömung ansonsten anliegt. Sie sind aber offenbar nicht ohne weiteres auf andere Strömungskonfigurationen übertragbar. Die in Abbildung 23b von Greenblatt und Wygnanski (2000) für Vorderkantenausblasen bzw. -anregung an einem NACA 0012 bei  $Re = 2.4 \cdot 10^5$  aufgetragenen Werte für  $\Delta C_{Lmax}$  zeigen vor allem dort eine deutliche Überlegenheit des periodischen Ausblasens/Absaugens, wo das stationäre Ausblasen den Auftrieb gegenüber der unbeeinflussten Strömung verringert. Dem entsprechen relativ geringe Steigerungen des maximalen Auftriebskoeffizienten von  $\Delta C_{Lmax} \leq 0.2$ . Bei höheren  $\Delta C_{Lmax}$  ist der bei periodischem Absaugen/Ausblasen nötige Impulskoeffizient nur noch um etwa den Faktor zwei geringer

als der bei stationärem Ausblasen erforderliche.

#### 4.3.3.4 Energetische Effizienz der Kontrolle

Analog zur Betrachtung der energetischen Effizienz für die stationäre elektromagnetische Ablösungskontrolle in Abschnitt 3.3.8, lässt sich auch der Energiebedarf für die durch periodische Anregung bewirkte Erhöhung des Maximalauftriebs aus der für die Speisung der Elektroden nötigen elektrischen Energie ermitteln. Die elektrische Gesamtleistung wird durch Gleichung (2.55) beschrieben. Der Widerstand  $R$  der Elektroden/Magnet-Anordnung ergibt sich analog (2.56) zu

$$R = \frac{4a}{\sigma s (x_e - x_s)}. \quad (4.33)$$

Wie gehabt bezeichnet  $a$  die Elektrodenbreite,  $s$  die Spannweite des Profils,  $x_e - x_s$  die Ausdehnung der Elektroden und Magneten entlang der Profilhöhe und  $\sigma$  die Leitfähigkeit des Fluids. Formuliert mit der effektiven Stromdichte

$$j'_0 = \frac{4I'}{s(x_e - x_s)} \quad (4.34)$$

lautet Gleichung (2.55)

$$P_E = j'_0 \frac{s(x_e - x_s)}{4} \left[ \frac{j'_0 a}{\sigma} + U_z \right], \quad (4.35)$$

wobei  $U_z$  für die Zersetzungsspannung (siehe Anhang A) und  $I'$  für den Effektivwert des Stromes steht. Nennenswerte Blindleistungen traten in den Experimenten nicht auf. Um die Vergleichbarkeit mit Abschnitt 3.3.8 und Abbildung 3.39 herzustellen, wird die elektrische Gesamtleistung (4.35) auf die Gesamtfläche  $c \cdot s$  des Profils bezogen:

$$p_E = \frac{P_E}{s \cdot c} = \frac{j'_0}{4} \cdot \frac{x_e - x_s}{c} \left[ \frac{j'_0 a}{\sigma} + U_z \right]. \quad (4.36)$$

Das Ersetzen der effektiven Stromdichte durch den effektiven Impulskoeffizienten  $c'_\mu$  unter Nutzung von (4.25) gibt

$$p_E = \frac{c'_\mu \rho U_\infty^2}{B_0} \cdot \frac{1}{2a} \cdot \left[ \frac{2}{\sigma} \cdot \frac{c'_\mu \rho U_\infty^2}{B_0} \cdot \frac{c}{x_e - x_s} + U_z \right] \sim U_\infty^4 \cdot c'^2_\mu \cdot \frac{c}{x_e - x_s}. \quad (4.37)$$

$B_0$  bezeichnet wieder die magnetische Flussdichte an der Oberfläche der Permanentmagnete,  $U_\infty$  die Anströmgeschwindigkeit und  $\rho$  die Fluidichte. Zu den bereits in Abschnitt 3.3.8 angesprochenen Proportionalitäten  $p_E \sim U_\infty^4$  und  $p_E \sim c'^2_\mu$  gesellt sich noch eine umgekehrte Proportionalität der flächenbezogenen Leistung zum Anteil der Elektroden/Magnet-Anordnung an der Gesamtfläche des Profils  $p_E \sim c/(x_e - x_s)$ .

Da, wie von Abbildung 4.47 nahegelegt und bereits erwähnt, die für eine bestimmte Steigerung des Maximalauftriebes aufzuwendenden Impulskoeffizienten bei stationärer Beeinflussung und periodischer Anregung etwa gleich sind, ergibt sich ein höherer elektrischer Leistungsbedarf für die periodische Anregung aufgrund des Faktors  $c/(x_e - x_s)$  in

#### 4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkräften

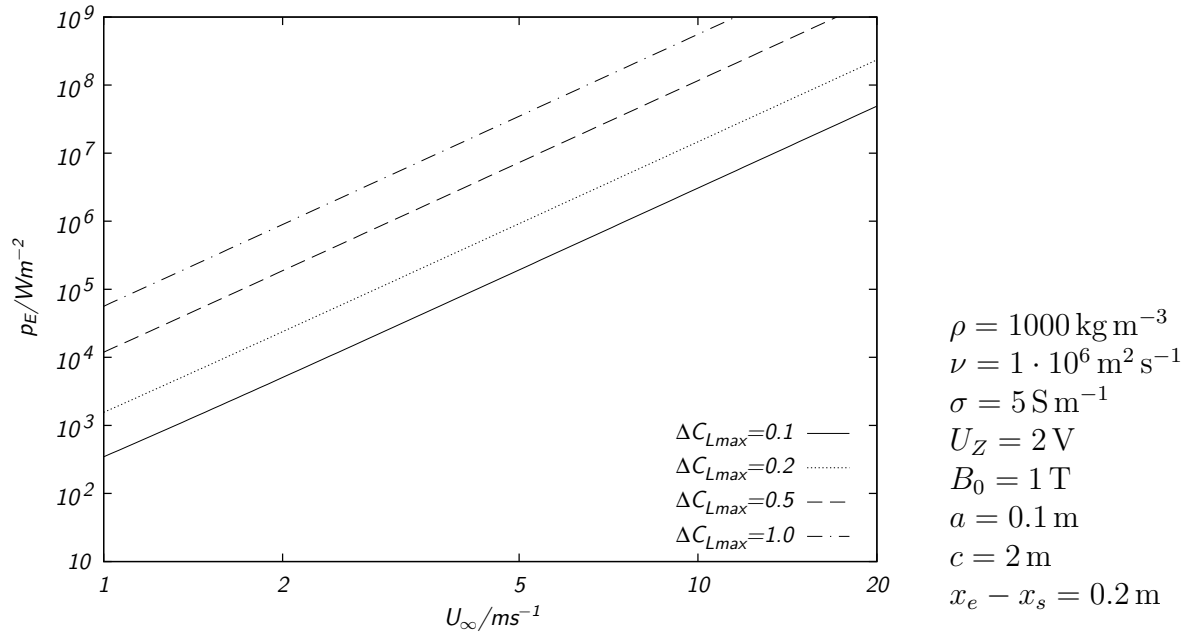


Abb. 4.49: Flächenbezogener elektrischer Leistungsbedarf für die rechts tabellierte Konfiguration dargestellt über  $U_\infty$  bei Betrachtung von  $\Delta C_{L\max}$ , d.h. Gleichung (4.32).

(4.37). Diesen Sachverhalt verdeutlicht auch Abbildung 4.49, die den flächenbezogenen Leistungsbedarf für verschiedene Erhöhungen des Maximalauftriebs durch periodische Anregung über der Anströmgeschwindigkeit darstellt. Die Konfiguration ist identisch zu der in Abbildung 3.39 verwendeten, jedoch erfolgt die Anregung nur an der Profilverkante in einem Bereich von 10% der Profiltiefe. Die Geraden für unterschiedliche  $\Delta C_{L\max}$  liegen enger zusammen als in Abbildung 3.39, da aus Gleichung (4.32) etwa  $\Delta C_{L\max} \sim c'_\mu$  statt wie bei stationärer Anregung (3.40)  $\Delta C_{L\max} \sim \sqrt{c_\mu}$  folgt. Damit steigt der Leistungsbedarf nur noch quadratisch mit dem gewünschten Maximalauftriebsgewinn. Letztere Aussage soll nur das aufgrund der Annahmen entstandene Phänomen erklären, nicht jedoch als verlässliche Extrapolation verstanden werden. Der begrenzte Datenvorrat erlaubt dies offensichtlich nicht.

Bei der Diskussion der Kontrolleffizienz spielt der gezogene Bilanzkreis eine ausschlaggebende Rolle. Die aerodynamische Qualität

$$\eta_F = \frac{C_L}{C_D} \quad (4.38)$$

von unbeeinflussten Tragflächen ist das Verhältnis von Auftriebsbeiwert (3.4) zu Widerstandsbeiwert (3.25) und damit der Kehrwert der Gleitzahl. Nach Greenblatt und Wygnanski (2000) sind bei Tragflächen mit aktiver Kontrolle zwei Betrachtungsweisen zum Einbeziehen des Kontrollaufwands in die aerodynamische Qualität üblich. Wird als

### 4.3 Experimente mit oszillierender Lorentzkraft an angestellten Profilen

Bilanzkreis nur die Tragfläche betrachtet, d.h. berücksichtigt man lediglich den zusätzlich einzubringenden Impuls als additiven Term im Nenner, ergibt sich

$$\eta_{FO} = \frac{C_L}{C_D + c'_\mu}, \quad (4.39)$$

wobei  $c'_\mu$  den effektiven Impulscoeffizienten nach (4.25) bezeichnet. Die mit oszillierenden Lorentzkräften erzielbare aerodynamische Qualität  $\eta_{FO}$  ist mit der bei periodischem Ausblasen/Absaugen erreichbaren vergleichbar, da die einzelnen Größen sich vergleichbar verhalten. Ausschlaggebend ist jedoch die aerodynamische Qualität

$$\eta_{FP} = \frac{C_L}{C_D + C_E}, \quad (4.40)$$

unter Einbeziehung der für den Impulseintrag bereitzustellende Leistung  $P_E$  (4.35) in die Bilanz. Das geschieht durch den Leistungskoeffizienten

$$C_E = \frac{P_E}{\frac{\rho}{2} c s U_\infty^3}. \quad (4.41)$$

$U_\infty$  bezeichnet die Anströmgeschwindigkeit,  $s$  die Spannweite und  $c$  die Tiefe des Profils sowie  $\rho$  die Fluidichte. bestimmt.

Da die Stromdichten in allen betrachteten Fällen sehr hoch sind, wird der Anteil der Zersetzungsspannung vernachlässigt. Wie dann leicht aus den Gleichungen (4.25), (4.35) und (4.41) ableitbar, ist die energetische Effizienz des elektromagnetischen Impulseintrags

$$\eta_M \equiv \frac{c'_\mu}{C_E} = \frac{B_0 U_\infty \sigma}{j_0} = \frac{1}{\phi} \quad (4.42)$$

und damit wegen  $j_0 = \sigma E_0$  umgekehrt proportional zum in Gleichung (2.13) angegebenen Belastungsfaktor  $\phi$ . Dieser ist jedoch für die hier betrachtete elektromagnetische Kontrolle schwach leitfähiger Fluide, wie in Abschnitt 2.1 dargestellt, sehr hoch. Eine Größenordnungsabschätzung mit für die Ablösungskontrolle typischen Werten  $\sigma = O(1)$   $\text{S m}^{-1}$ ,  $U_\infty = O(10)$   $\text{m s}^{-1}$ ,  $B_0 = O(10^{-1})$   $\text{T}$  und  $j_0 = O(10^4)$   $\text{A m}^{-2}$  ergibt einen Belastungsfaktor von  $O(10^5)$  und damit eine energetische Effizienz für den Impulseintrag von  $\eta_M = O(10^{-5})$ . Das führt zu einer sehr geringen aerodynamischen Qualität  $\eta_{FP}$ . Um diese zu steigern muss zuerst die energetische Effizienz des Impulseintrags  $\eta_M$  erhöht werden, was nur bei einer Senkung des Belastungsfaktors um Größenordnungen erreicht werden kann. Dies könnte durch die Erhöhung der Leitfähigkeit geschehen, der bei Seewasser jedoch Grenzen gesetzt sind. Weiterhin kann die Anströmgeschwindigkeit erhöht werden, was jedoch zu einem Rückgang des bei festem Elektrodenstrom erzielten Impulscoeffizienten mit dem Quadrat der Geschwindigkeit führt. Die einzig verbleibende Möglichkeit ist deshalb eine Erhöhung der magnetischen Induktion  $B_0$ . An verbesserten Magnetmaterialien (Müller et al., 2001) und qualitativ neuen Konzepten wie supraleitenden Permanentmagneten (Gruß et al., 2001), die bereits Feldstärken von 17.2 T (Tomita und Murakami, 2003) erreichen, wird derzeit intensiv geforscht.

#### *4 Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften*



## 5 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem Einfluss einer wandparallelen Lorentzkraft auf grundlegende Strömungssituationen, der Überströmung ebener Platten und der Strömungsablösung an Zylindern und symmetrischen Tragflügelprofilen. Die wesentlichen Ergebnisse der Untersuchungen sollen im Folgenden gegliedert nach der Kapitelabfolge zusammengefasst werden.

### Kontrolle der Plattengrenzschicht

Die von Gailitis und Lielausis (1961) vorgeschlagene Methode zur Stabilisierung einer laminaren Grenzschicht wurde unter erstmaliger Betrachtung der elektrochemisch bedingten Verlustleistungen und des Einflusses der Geschwindigkeitsprofile im Übergangsbereich von Blasiusprofil zum exponentiellen Profil diskutiert. Außerdem wird der von Avilov (1998) berechnete, korrekte Ausdruck für die Lorentzkraftverteilung im Fluid benutzt. Dabei zeigt sich, dass sowohl die Berücksichtigung der Elektrodenreaktion als auch die Betrachtung der Übergangprofile von entscheidender Bedeutung für die energetische Effizienz der Anordnung sind. Legt man eine Magnetisierung von  $M_0 = 1 \text{ T}$  zugrunde, wie sie mit heutigen industriell verfügbaren Permanentmagneten erzielbar ist, lässt sich bei Annahme einer Salzwasserströmung und Geschwindigkeitsprofilen, die den bei kontinuierlicher Absaugung auftretenden gleichen, keine energetisch effiziente Stabilisierung einer laminaren Grenzschicht erzielen. Diese verbesserte Abschätzungen liefert damit ein qualitativ anderes Ergebnis als die von Gailitis und Lielausis (1961) und Lielausis et al. (1991) angegebene. Zur endgültigen Klärung der Frage sind allerdings numerische Berechnungen der tatsächlich auftretenden Übergangprofile und deren Stabilität unerlässlich. Energetische Effizienz, die für eine sinnvolle Widerstandsreduzierung maßgeblich ist, lässt sich nur durch eine optimierte Lorentzkraftverteilung im Übergangsbereich und eine erhöhte magnetische Flussdichte erzielen. Letztere führt dazu, dass das durch die Bewegung im Magnetfeld induzierte elektrische Feld nicht mehr gegenüber dem angelegten vernachlässigbar ist. Die hier durchgängig angenommene Entkopplung von Geschwindigkeitsfeld und elektrischer Feldverteilung besteht dann nicht mehr.

Das bisher nur theoretisch von Gailitis und Lielausis (1961) und numerisch von Tsinober und Shtern (1967) vorhergesagte exponentielle Geschwindigkeitsprofil einer elektromagnetisch beeinflussten laminaren Grenzschicht konnte erstmals im Experiment nachgewiesen werden. Die Experimente zur Wirkung einer wandparallelen Lorentzkraft auf eine laminare, sowie turbulente bzw. transitionale Grenzschicht zeigten eine starke Wirkung der Lorentzkraft auf das Grenzschichtprofil. Die Inhomogenitäten der Lorentzkraftverteilung finden sich bei hohen modifizierten Hartmannzahlen in der Strömung wieder. Die

turbulenten Schwankungsbewegungen in Hauptströmungsrichtung werden durch die Lorentzkraft gedämpft, was auf die Beschleunigung der Strömung zurückzuführen ist. Bei einem Wert der modifizierten Hartmannzahl, der in der Größenordnung theoretischer Voraussagen liegt, konnte eine turbulente Grenzschicht konstanter Dicke über der gesamten Länge des Plattenabschnitts, der mit Elektroden und Magneten ausgerüstet war, erzielt werden. Damit erwies sich das Konzept der Stabilisierung der Grenzschicht durch den Ausgleich der Reibungsverluste als tragfähig.

Direkte Kraftmessungen an der längs angeströmten Platte zeigten, dass der Gesamtwiderstand der Platte in Abhängigkeit von der modifizierten Hartmannzahl um bis zu 80% gesenkt werden konnte. Diese Widerstandsverminderung ist jedoch allein auf die Schubwirkung der angelegten Lorentzkraft zurückzuführen, die Wandreibung wird gegenüber dem unbeeinflussten Fall erhöht. Diese Art der Widerstandsverminderung ist erwartungsgemäß energetisch nicht effizient.

### **Ablösungsverhinderung mit stationären Lorentzkräften**

Eine wandparallele Lorentzkraft in Strömungsrichtung eignet sich zur Unterdrückung von Strömungsablösungen. Experimente zur kontrollierten Zylinderumströmung bei kleinen Reynoldszahlen zeigten die Möglichkeit zur völligen Unterdrückung der von Kármánschen Wirbelstraße. Diese Ergebnisse sind auch numerisch nachvollziehbar. Um die gewünschte Kontrollwirkung mit möglichst kleinen Wechselwirkungsparametern zu erzielen, ist die charakteristische Eindringtiefe der Kraft auf die Grenzschichtdicke abzustimmen.

An drei symmetrischen Tragflügelprofilen wurde im Reynoldszahlbereich  $2.9 \cdot 10^4 \leq Re \leq 3.7 \cdot 10^5$  der Einfluss einer wandparallelen Lorentzkraft auf Auftrieb und Widerstand der Profile untersucht. Eine in Strömungsrichtung wirkende Lorentzkraft senkt den Widerstand und erhöht den Auftrieb der Profile. Der Maximalauftrieb eines Profils konnte durch die Lorentzkraft um bis zu 188% über den Wert bei unbeeinflusster Strömung gesteigert werden. Die Auftriebserhöhung geschieht in Analogie zur Ablösungskontrolle durch Ausblasen durch zwei Mechanismen: 1) Bei angelegter Strömung wird der Auftrieb des Profils durch die, von der Beschleunigung der saugseitigen Strömung bewirkten, Erhöhung der Zirkulation gesteigert. 2) Die ebenfalls stattfindende Unterdrückung der Strömungsablösung erhöht den kritischen Anstellwinkel des Profils und damit auch den maximale Auftriebsbeiwert. Die Auftriebssteigerung durch Zirkulationserhöhung ist proportional zur Quadratwurzel des angelegten Impulskoeffizienten. Dieses Ergebnis stimmt mit dem bei Untersuchungen von Strahlklappen gefundenen Verhalten überein. Der Einfluss der Lorentzkraft auf den maximalen Auftriebsgewinn wird für alle untersuchten Profilkonfigurationen einheitlich durch den EMHD Impulskoeffizienten beschrieben. Die durch eine Anpassung der Messwerte gewonnene Beziehung zwischen maximaler Auftriebssteigerung und Impulskoeffizienten weist auf einen starken Einfluss der Zirkulationserhöhung auf die Gesamtauftriebssteigerung hin.

Die erzielbaren Auftriebserhöhungen sind durchaus von Relevanz für schiffbautechnische Aufgabenstellungen wie die Verbesserung des Auftriebs von Steuerrudern und Stabilisierungsflossen und die Auftriebserzeugung ohne Winkelveränderung. Das ermittelte Skalierungsverhalten zeigt aber, dass die für eine konstante Auftriebserhöhung aufzubringende elektrische Leistung proportional zur vierten Potenz der Anströmgeschwindigkeit

wächst. Dadurch ergibt sich besonders für schnell laufende Schiffe ein Energiebedarf, der dem praktischen Einsatz hinderlich gegenübersteht.

### **Beeinflussung abgelöster Strömungen mit periodischen Lorentzkraften und Energiebilanz der Kontrolle**

Die Anwendung oszillierender Kräfte ist sowohl aus energetischen, als auch aus strömungsmechanischen Gründen von Interesse. Die hier vorgestellten Strömungsvisualisierungen demonstrieren die Vielfalt an Strömungszuständen, die das Wechselwirken der Wirbelstraße im Zylindernachlauf mit oszillierenden Lorentzkraften hervorbringt. Die Versuche mit symmetrischen Lorentzkraften zeigen Analogien zur Strömungsbeeinflussung durch in Strömungsrichtung schwingende Zylinder. Antisymmetrisch eingesetzte Lorentzkraften rufen Strömungsmuster hervor, die den mit oszillierend rotierenden Zylindern erzielten analog sind. Sowohl für symmetrisch, als auch für antisymmetrisch oszillierende Lorentzkraften konnten Parameterkombinationen  $Re$ ,  $N$  und  $Se$  gefunden werden, bei denen der Einsatz der instationären Lorentzkraft zu einer Unterdrückung der von Kármánschen Wirbelstraße führt. Diese Wirkung ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auf durch die oszillierende Lorentzkraft ausgelöste Sekundärströmungen (streaming) zurückzuführen. Zumindest bei den untersuchten niedrigen Reynoldszahlen liegt der zur Stabilisierung des Zylindernachlaufs nötige Wechselwirkungsparameter um eine Größenordnung über dem bei stationären Kräften erforderlichen.

Die Beeinflussung abgelöster Tragflügelumströmungen mit zeitlich periodischen Lorentzkraften wurde an einem NACA 0015 im Reynoldszahlbereich  $5.2 \cdot 10^4 \leq Re \leq 1.48 \cdot 10^5$  untersucht. Alle wesentlichen Phänomene: charakteristische Anregungsfrequenzen, Anregungsamplituden sowie resultierende Auftriebssteigerungen lassen sich sehr gut mit den bei alternativen Anregungsmethoden gefundenen vergleichen.

Bei niedrigen Reynoldszahlen und kleinen Anstellwinkeln führt die oszillierende Lorentzkraft zur Transition der noch laminaren Grenzschicht am Flügel, was den kritischen Anstellwinkel erhöht. Dieser Effekt ist im untersuchten Frequenzbereich von der Anregungsfrequenz unabhängig. Bei höheren Anstellwinkeln und Reynoldszahlen zeigen die Auftriebsbeiwerte die für eine Scherschichtanregung typische deutliche Frequenzabhängigkeit mit maximaler Wirkung der Anregung bei  $Se \approx 1$ . Im Bereich mittlerer Anstellwinkel und Reynoldszahlen gehen Scherschichtanregung und erzwungene Transition ineinander über, wobei für kleinere Impulskoeffizienten Scherschichtanregung und für höhere der künstlich herbeigeführte Grenzschichtumschlag beobachtet wird. Bei kleinen Reynoldszahlen und hohen Anstellwinkeln, also in Bereichen, wo sich auch bei den höchsten benutzten Impulskoeffizienten kein frequenzunabhängiges Verhalten mehr einstellt, zeigt die Auftragung des Auftriebsbeiwerts über dem Impulskoeffizienten bei konstantem Anstellwinkel und konstanter Anregungsfrequenz einen deutlichen Knick. Diesem Knick entspricht ein Maximum des Widerstandskoeffizienten. Er steigt zunächst mit dem Impulskoeffizienten an und nimmt dann mit weiter steigendem Impulskoeffizienten wieder ab.

Bei konstantem Anstellwinkel lässt sich mit oszillierender Lorentzkraft ein Wiederanlegen der abgelösten Strömung im zeitlichen Mittel mit etwa 7% des bei stationärer Lorentzkraft erforderlichen Impulskoeffizienten bewirken. Dieses Ergebnis demonstriert,

## 5 Zusammenfassung

dass der Einsatz oszillierender Lorentzkkräfte die Effizienz der Kontrolle in bestimmten Fällen deutlich steigern kann.

Ein Vergleich der mit oszillierender und stationär wirkender Lorentzkraft erreichbaren Maximalauftriebserhöhungen zeigt jedoch keinen eindeutigen Unterschied zwischen beiden Beeinflussungsarten, obwohl die mit oszillierender Lorentzkraft und mit periodischem Absaugen/Ausblasen erzielbaren Steigerungen des Maximalauftriebs quantitativ gut übereinstimmen. Eine Erklärung dafür bietet der hohe Anteil der Zirkulationserhöhung an der Gesamtauftriebssteigerung bei stationärer Lorentzkraftwirkung. Dieser fehlt bei der zeitlich periodischen Lorentzkraft. Die Steigerung des Maximalauftriebsbeiwertes muss hier allein durch eine Erhöhung des kritischen Anstellwinkels erzielt werden.

Für die schiffbautechnisch interessante Aufgabe, den Maximalauftrieb zu steigern, bringt der Einsatz oszillierender Kräfte also keine Erhöhung der Effizienz. Um die Energiebilanz der Kontrolle soweit zu verbessern, dass sie für den praktischen Einsatz relevant werden kann, bleibt deshalb nur, den Impulseintrag ins Fluid pro Einheit aufzuwendender elektrischer Leistung zu erhöhen, also den Belastungsfaktor zu senken. Das wiederum kann nur durch Anwendung deutlich höherer magnetischer Flussdichten geschehen, die ihrerseits zu einer Kopplung von Strömung und elektrischer Feldverteilung führen. Die materialwissenschaftlichen Fortschritte auf dem Gebiet supraleitender Permanentmagnete sind beeindruckend – Flussdichten von  $> 17\text{ T}$  wurden bereits realisiert (Tomita und Murakami, 2003) – und lassen auf eine zukünftige industrielle Verfügbarkeit hoffen.

Für technische Anwendungen muss die direkte Nutzung der Lorentzkraft energetisch fraglos mit bewährten Methoden, wie der Umwandlung elektrischer in mechanische Energie im Elektromotor, konkurrenzfähig sein. Shercliff (1965) formulierte: „There are many possibilities, then, but the inventive MHD enthusiast should always ponder the question: ‘Wouldn’t copper be better?’“. Ungeachtet dessen, dass diese Frage momentan bejaht werden muss, bietet die Lorentzkraft eine Reihe von Eigenschaften, die sie als ausgesprochen attraktiven Aktuator qualifizieren. Wegen der Übertragbarkeit der Ergebnisse auf der Basis des Impulskoeffizienten können die gewonnenen Resultate z.B. auch für die Auslegung mechanischer Aktuatoren genutzt werden.

In diesem Zusammenhang sind die Experimente zur Auswirkung der Anregungswellenform auf den Kontrollerfolg zu sehen. Während bei kleineren Reynoldszahlen die Anregungswellenform für den Effekt der Anregung unerheblich ist, zeigt sich bei höheren Reynoldszahlen und Anstellwinkeln in einem schmalen Frequenzband um die wirksamste Anregungsfrequenz ein deutlicher Effekt der Anregungswellenform. Unter diesen Bedingungen skaliert die erzielbare Auftriebssteigerung nicht mehr mit dem Effektivwert des Impulskoeffizienten, sondern mit seinem Spitzenwert. Bei gleichem effektiven Impulskoeffizienten lässt sich deshalb mit einer Dreiecksspannung eine 70% höhere Auftriebssteigerung erzielen, als mit einer Rechtecksspannung.

Schliesslich bietet das von der Diskussion in der vorliegenden Arbeit ausgeschlossene Gebiet der elektrochemischen Verfahrenstechnik eine Vielzahl von Prozessen, bei denen Stromfluss ein inhärentes Reaktionsmerkmal ist. Somit taucht die aufzuwendende Elektroenergie nicht als zusätzlicher Betriebskostenanteil auf. Allein mit geschickt angeordneten Permanentmagneten kann deshalb eine Lorentzkraft generiert und damit der Impuls-, Stoff- und Wärmetransport in elektrochemischen Systemen auf einfache und kostengünstige Weise beeinflusst werden (siehe z.B. Weier et al., 2005).

## A Erläuterungen zur elektrochemisch bedingten Potentialdifferenz

Hier sollen einige elektrochemische Grundlagen, soweit sie zum Verständnis der in Abschnitt 2.4.2.3 getroffenen Annahmen hilfreich sind, kurz dargestellt werden. Vollständigkeit ist dabei weder angestrebt noch im gegebenen Rahmen möglich. Einen sehr gut aufbereiteten Text zum Thema bietet Lautenschläger (1992), Wendt und Kreysa (1999) und Hamann und Vielstich (1998) stellen weiterführendes Material bereit. Die folgenden Erläuterungen stützen sich auf diese Quellen.

### A.1 Zersetzungsspannung

Im Unterschied zu Elektronenleitern wie Metallen, sind Elektrolyte Ionenleiter. Eine Konsequenz dieser Tatsache ist die im Vergleich zu Metallen um Größenordnungen geringere Leitfähigkeit von Elektrolytlösungen.

Abbildung A.1 zeigt die Prinzipskizze einer Elektrolysezelle. Zwei Elektroden tauchen in einen Elektrolyten ein. Wird an diesen Elektroden eine Spannung angelegt, bewegen sich die in der Lösung befindlichen Ionen auf die gegenpoligen Elektroden zu. Die positiv geladenen Kationen ( $K^+$ ) wandern zur negativ gepolten Kathode, die negative Ladung tragenden Anionen ( $A^-$ ) zur positiv gepolten Anode. Die dadurch bewirkte Ladungsumverteilung bringt die Wanderungsbewegung schnell zum Erliegen, da die jeweiligen Ionenansammlungen an den Elektroden deren Potentiale zum Lösungsinneren hin neutralisieren. Damit ein dauerhafter Strom  $I$  fließen kann, müssen die Ionen an den Elektroden entladen werden. Die Kationen nehmen Elektronen auf, sie werden reduziert; umgekehrt geben die Anionen Elektronen ab und werden damit oxidiert. Den unter Gleichgewichtsbedingungen (Hin- und Rückreaktion an einer Elektrode kompensieren sich gerade) ablaufenden Einzelreaktionen kann man die Elektrodenpotentiale  $\epsilon_{A0}$  (Anode) und  $\epsilon_{K0}$  (Kathode) zuordnen. Aus deren Differenz ergibt sich die Zersetzungsspannung  $U_{Z0}$  des Elektrolyten:

$$U_{Z0} = \epsilon_{A0} - \epsilon_{K0}. \quad (\text{A.1})$$

Abbildung A.2 zeigt das Strom–Spannungs-Diagramm für die in A.1 skizzierte Elektrolysezelle.

Das Gleichgewichtspotential eines Redox-Paares  $D, O$



A Erläuterungen zur elektrochemisch bedingten Potentialdifferenz

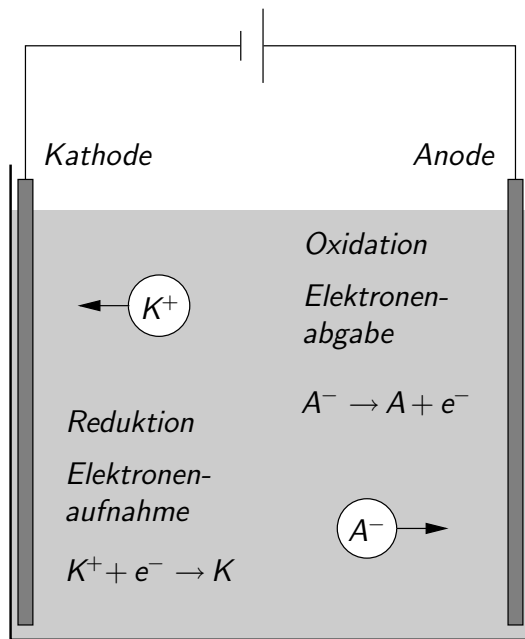


Abb. A.1: Prinzipskizze einer Elektrolysezelle.

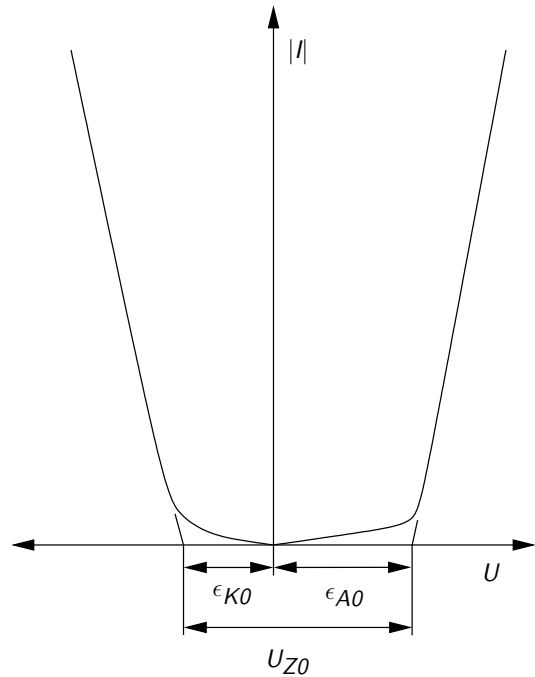


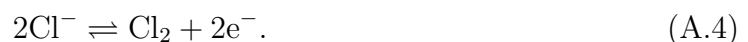
Abb. A.2: Strom-Spannungs-Diagramm für eine Elektrolysezelle: Elektrodenpotentiale und Zersetzungsspannung.

kann man mit Hilfe der Nernst Gleichung

$$\epsilon_0 = \epsilon_0^0 + \frac{RT}{\nu_e F_{\text{Faraday}}} \ln \frac{c_O^{\nu_O}}{c_D^{\nu_D}} \quad (\text{A.3})$$

aus dem tabellierten Standardpotential  $\epsilon_0^0$  der Redox-Reaktion ermitteln.  $\nu_e$ ,  $\nu_D$ ,  $\nu_O$  sind die Stöchiometriekoeffizienten,  $R = 8.3145 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$  die allgemeine Gaskonstante,  $F_{\text{Faraday}} = 96485 \text{ C mol}^{-1}$  die Faraday-Konstante,  $T$  die Temperatur,  $c_D$  und  $c_O$  die Konzentrationen der Redox-Partner. Die für das Standardpotential geltenden Standardbedingungen sind für die Temperatur  $T = 298 \text{ K}$ , für den Druck  $p = 101.3 \text{ kPa}$  und Ionenaktivitäten, d.h. wirksame Konzentrationen, von  $1 \text{ mol l}^{-1}$  für alle beteiligten Komponenten.

Zur Abschätzung des elektrochemischen Beitrages am Energiebedarf der elektromagnetischen Strömungskontrolle, genügt es, Seewasser vereinfacht als eine 3.5%ige NaCl-Lösung mit einem pH-Wert von 8.3 aufzufassen. An der Anode werden Chloridionen oxidiert



Kathodisch wird in basischer Lösung Wasser in



Wasserstoff und Hydroxidionen zerlegt. Weiterhin sei angenommen, dass die Gasentwicklung an den Elektroden in Oberflächennähe, d.h. unter Normaldruck, und bei 10°C erfolgt. Dann vereinfacht sich die Nernst Gleichung (A.3) für das Gleichgewichtspotential an der Chlor entwickelnden Anode nach Wendt und Kreysa (1999) zu

$$\epsilon_{0Cl_2} = \epsilon_{0Cl_2}^0 - \frac{RT}{F} \ln c_{Cl^-}. \quad (A.6)$$

Für das Gleichgewichtspotential an der Wasserstoff entwickelnden Kathode gilt nach Wendt und Kreysa (1999)

$$\epsilon_{0H_2} = \epsilon_{0H_2}^0 - 2.302 \frac{RT}{F} \text{pH}. \quad (A.7)$$

Mit dem Einsetzen der Chloridionenkonzentration von 3.5%, d.h.  $0.6 \text{ mol l}^{-1}$ , und der angenommenen Temperatur und dem pH-Wert ergibt sich für die Zersetzungsspannung unter Gleichgewichtsbedingungen nach Gleichung (A.1)

$$U_{Z0} = (1.40 + 0.01) \text{ V} - (0 - 0.47) \text{ V} = 1.88 \text{ V}. \quad (A.8)$$

Als Anodenreaktion käme in basischer Lösung prinzipiell auch die anodische Oxidation von  $\text{OH}^-$  Ionen in Frage, die in einer Sekundärreaktion zu Sauerstoff und Wasser zerfallen würden:



Für diese Reaktion ergibt sich zudem unter den oben angeführten Bedingungen ein niedrigeres Gleichgewichtspotential

$$\epsilon_{0OH^-} = \epsilon_{0OH^-}^0 + 2.302 \frac{RT}{F} (14 - \text{pH}) \quad (A.11)$$

$$\epsilon_{0OH^-} = 0.40 \text{ V} + 0.32 \text{ V} = 0.72 \text{ V} \quad (A.12)$$

als für die Chlor-Entwicklung. Somit ist auch die die Zersetzungsspannung  $U_{Z0} = 1.19 \text{ V}$  für die Zellreaktion mit Sauerstoffbildung an der Anode und Wasserstoff an der Kathode kleiner als die mit Chlorbildung an der Anode erhaltene. Trotzdem die Sauerstoffbildung thermodynamisch begünstigt ist, läuft diese Reaktion nicht ab, da Sauerstoff hohe Überspannungen aufweist. Auf dieses kinetische Phänomen geht der nächste Abschnitt ein.

Nicht alle Elektrolysen erfordern die Überwindung einer Zersetzungsspannung. Bei der Kupferraffination bestehen sowohl Anode, als auch Kathode aus Kupfer. Der Elektrolyt enthält Kupfersulphat. An der Kathode wird Kupfer abgeschieden



an der Anode geht Kupfer in Lösung



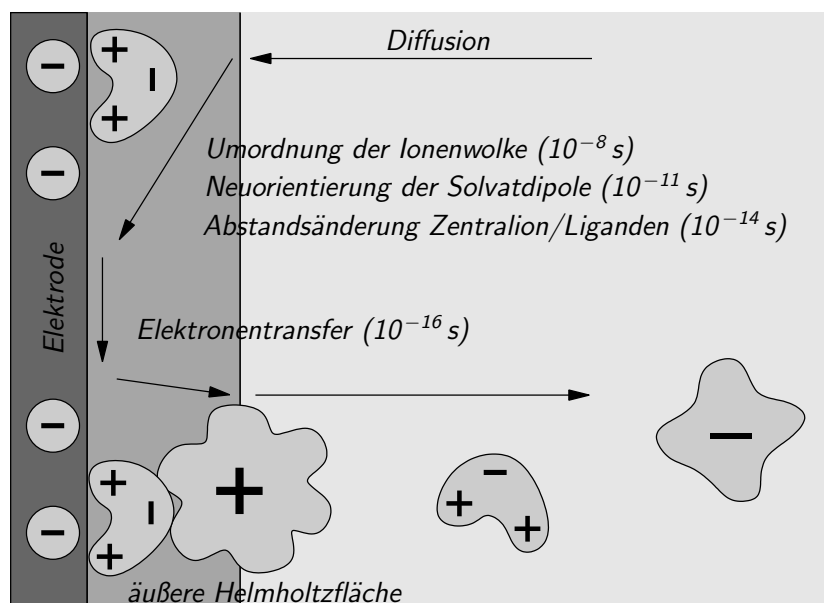


Abb. A.3: Teilschritte einer elektrochemischen Reaktion, Zeitangaben nach Brett und Brett (1993).

Dem kathodischen Abscheidungspotential  $\epsilon_K$  steht ein anodisches Auflösungspotential  $\epsilon_A$  gegenüber, das betragsgleich ist. Die Zersetzungsspannung ergibt sich somit zu  $U_Z = 0$ . Diese Betrachtung gilt allerdings nur näherungsweise, da sich durch die Reaktionen an den Elektroden unterschiedliche Kupfersulphatkonzentrationen einstellen. Diese bewirken dann geringe Betragsdifferenzen von  $\epsilon_K$  und  $\epsilon_A$ .

## A.2 Überspannungen – Teilschritte einer elektrochemischen Reaktion

Elektrochemische Reaktionen sind im allgemeinen heterogener Natur, da die Reaktionspartner in der Lösung vorliegen, der Elektronenübergang jedoch an der Phasengrenzfläche Elektrode/Elektrolyt erfolgt. Dem Ladungsdurchtritt vor- und nachgelagert erfolgen weitere Teilschritte, die ohne Anspruch auf Vollständigkeit zu erheben, in Abbildung A.3 skizziert sind. Wie bei den Reaktionen (A.9, A.10) kann nach dem Elektronenübergang auch eine Folgereaktion ablaufen. Jeder der ablaufenden Teilschritte kann gehemmt sein. Der langsamste Teilschritt bestimmt die Geschwindigkeit der Gesamtreaktion.

Die Reaktionshemmungen äußern sich darin, dass sich das Potential der Elektrode bei Abweichung vom stromlosen, d.h. vom Gleichgewichtszustand, vom Gleichgewichtspotential entfernt. Die Differenz von Gleichgewichtspotential  $\epsilon_0$  und dem Potential unter Stromfluss  $\epsilon_I$  wird als Überspannung  $\eta$  bezeichnet:

$$\eta = \epsilon_0 - \epsilon_I. \quad (\text{A.15})$$

Häufig findet man die Überspannungen gruppiert in:



### A.3 Elektrolytische Doppelschicht und Doppelschichtkapazität

- *Durchtrittsüberspannungen* treten auf, wenn der Durchtritt von Ladungsträgern durch die starre Doppelschicht (zwischen äußerer Helmholtzfläche und Elektrode) gehemmt ist.
- *Diffusionsüberspannungen* treten auf, wenn der diffusive Transport der Reaktanden bzw. Reaktionsprodukte zur und von der Elektrode gehemmt ist.
- *Reaktionsüberspannungen* treten auf, wenn den Elektrodenvorgängen vor- bzw. nachgelagerte Reaktionen gehemmt sind.
- *Adsorptionsüberspannungen* treten auf, wenn die Adsorption der Ionen an der Elektrode gehemmt ist.
- *Kristallisationsüberspannungen* treten auf, wenn der Einbau abgeschiedener Atome in das Kristallgitter der metallischen Phase der Elektrode gehemmt ist.

Die quantitative Zuordnung einer gemessenen Überspannung zu einer der angeführten Arten ist oft kompliziert. Technisch wichtige Überspannungen, wie die von Wasserstoff und Sauerstoff an verschiedenen Materialien, finden sich als experimentelle Werte z.B. von Hamann und Vielstich (1998) tabelliert. Die Sauerstoffentwicklung ist gewöhnlich stark gehemmt und erfordert derart hohe Überspannungen, dass in Lösungen, die Chloridionen enthalten an der Anode in der Regel Chlor entwickelt wird. Wasserstoff zeigt z.B. an platinieren Elektroden keine Überspannung. Die Überspannung von Chlor ist durch geeignete Elektrodenbeschichtungen (Ruthenium–Iridium–Mischoxide) in den mV–Bereich absenkbar. Für die elektrochemisch verursachte Potentialdifferenz wird deshalb nur die Zersetzungsspannung veranschlagt:

$$U_z \approx U_{Z0} = 1.88 \text{ V} \quad (\text{A.16})$$

### A.3 Elektrolytische Doppelschicht und Doppelschichtkapazität

Abbildung A.4 zeigt schematisch den Aufbau einer elektrolytischen Doppelschicht, die sich beim Eintauchen einer Elektrode in einen Elektrolyten an der Elektrodenoberfläche bildet. Die Darstellung lehnt sich an die von Hamann und Vielstich (1998) und DE-CHEMA (1998) gegebenen an und skizziert das Doppelschichtmodell nach Bockris et al. (1963). Beim Kontakt des Elektrodenmetalls mit dem Elektrolyten überzieht sich dieses mit einer Schicht gerichteter Wassermoleküle. Diese Schicht ist mit der Solvathülle um die in der Lösung befindlichen Ionen vergleichbar. Zusätzlich zu den Wassermolekülen lagern sich direkt am Metall noch Ionen an, ein Vorgang, der als „spezifische Adsorption“ bezeichnet wird und mit einer teilweisen Dehydratisierung verbunden ist. Die Schicht aus adsorbierten Wassermolekülen und spezifisch adsorbierten Ionen bildet die „innere Helmholtzschicht“. Sie wird durch die „innere Helmholtzfläche“, gebildet von der gedachten Verbindung der Ladungsschwerpunkte der spezifisch adsorbierten Ionen, nach außen abgegrenzt. Der inneren Helmholtzfläche kann ein Potential  $\phi^i$  zugeordnet werden, das sich aufgrund der Raumladungsdichte von dem der Metallelektrode  $\phi^m$  unterscheidet.

A Erläuterungen zur elektrochemisch bedingten Potentialdifferenz

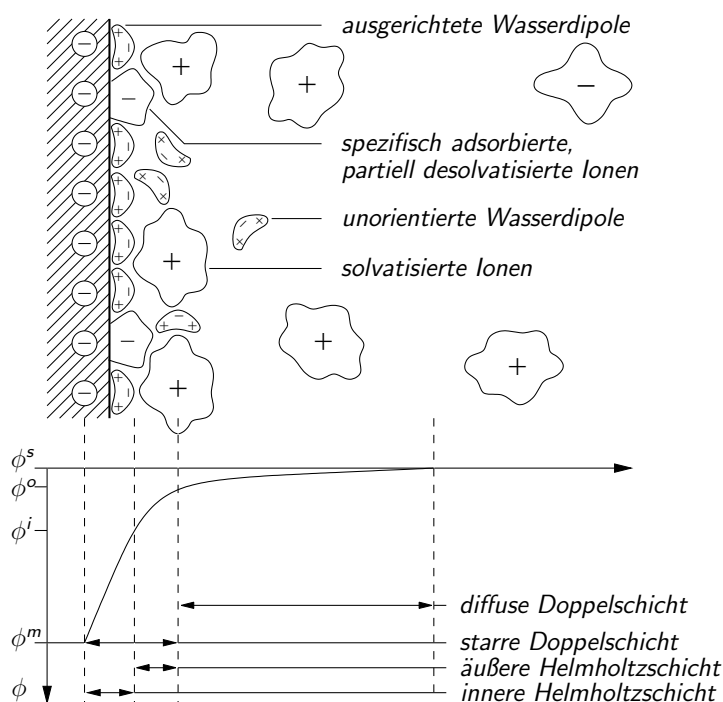


Abb. A.4: Schematische Darstellung des Doppelschichtmodells von Bockris et al. (1963) nach Hamann und Vielstich (1998) und DECHEMA (1998).

An die innere Helmholtzschicht schließt sich ein Gebiet mit adsorbierten Ionen an, deren primäre Solvathülle vollständig erhalten ist. Diese Ionen werden im Gegensatz zu denen in der inneren Helmholtzschicht, welche durch chemische Wechselwirkungen gebunden sind, von der Coulomb-Kraft gehalten. Die Ladung dieser vollständig solvatisierten Ionen muss deshalb der des Elektrodenmaterials entgegengesetzt sein. Durch die Ladungsschwerpunkte der solvatisierten Ionen wird analog zur inneren Helmholtzfläche die „äußere Helmholtzfläche“ mit dem Potential  $\phi^o$  gelegt. Das die innere Helmholtzschicht einschließende Gebiet zwischen Metall und äußerer Helmholtzfläche wird als „starre Doppelschicht“ bezeichnet. In ihm ist die Beweglichkeit der Ionen durch die Adsorption stark eingeschränkt. Dieser starren Schicht schließt sich zum Lösungsinernen hin die „diffuse Doppelschicht“ an. Sie ist durch freie Beweglichkeit der Ionen gekennzeichnet. Deren Konzentration ist hier jedoch immer noch höher als im Lösungsinernen, was sich in einer zum Lösungsinernen hin schwächer werdenden ionalen Raumladung äußert. Die Gesamtheit der Ionen in der Doppelschicht gleicht nach außen hin die entgegengesetzte Ladung der Elektrode völlig aus. Die Dicke der diffusen Doppelschicht ist umgekehrt proportional zur Quadratwurzel der Gesamtionenkonzentration. In stark verdünnten Lösungen beträgt die Dicke der diffusen Doppelschicht deshalb einige 10 nm. Jedoch schon in einer 0.1 molaren NaCl-Lösung schrumpft die diffuse Doppelschicht auf unter 1 nm und kommt damit in die Größenordnung der Dicke der starren Schicht, die in der Regel einige 0.1 nm beträgt. Bei für Seewasser typischen Ionenkonzentrationen ( $0.6 \text{ mol l}^{-1}$ ) kann man deshalb von der Dominanz der starren gegenüber der diffusen Doppelschicht ausgehen.

### A.3 Elektrolytische Doppelschicht und Doppelschichtkapazität

Dann ist das Potential in der Lösung gleich dem an der äußeren Helmholtzfläche  $\phi^s = \phi^o$ .

Im einfachsten Fall entspricht die elektrolytische Doppelschicht dem Bild eines aufgeladenen Plattenkondensators. Eine Abschätzung seiner Kapazität ergibt unter Annahme einer relativen Dielektrizitätskonstanten von 80 und einer 0.2 nm dicken starren Schicht einen Zahlenwert von ca.  $350 \mu\text{F cm}^{-2}$  (Hamann und Vielstich, 1998). Dieser Wert liegt jedoch wesentlich höher, als experimentell bestimmte Kapazitäten, welche sich zwischen 5 und  $50 \mu\text{F cm}^{-2}$  bewegen. Die Ursache dafür liegt einerseits in der gleichmäßiger werdenden Orientierung der Wasserdipole zur Elektrodenoberfläche hin. Die Polarisierbarkeit der Wasserdipole nimmt deshalb mit Annäherung an die Elektrodenfläche ab. In der starren Doppelschicht ergibt sich eine mittlere Dielektrizitätskonstante von ca. 30, in der Dipolschicht sinkt ihr Betrag auf ca. 6 ab. Andererseits muss die starre Doppelschicht als Reihenschaltung zweier Kondensatoren betrachtet werden, die von der Dipolschicht und der äußeren Helmholtzschicht gebildet werden. Die Kapazität der starren Doppelschicht liegt deshalb unterhalb der kleineren Einzelkapazität, die von der Dipolschicht gebildet wird. In stark verdünnten Lösungen muss zudem noch die Kapazität der diffusen Doppelschicht Berücksichtigung finden, was wiederum zu einer Verringerung der Gesamtkapazität führt, da wegen der größeren Ausdehnung der diffusen Schicht deren Kapazität kleiner ist als die der Dipolschicht.

An rauen Oberflächen kann die Kapazität der Doppelschicht nach Hamann und Vielstich (1998) die für glatte Flächen angegebenen Werte von 5 bis  $50 \mu\text{F cm}^{-2}$  um das bis zu 1000fache überschreiten. Eine entsprechende Aufrauung lässt sich z.B. durch Platinieren erreichen.

Abbildung A.5 skizziert den Umladevorgang der Doppelschicht beim Anlegen eines periodisch veränderlichen Potentials der Amplitude  $\hat{\phi}$  und Periodenlänge  $T$ . Aufgrund dieses Umladevorgangs kommt es im durch Kathode, Anode und Elektrolyt gebildeten Stromkreis zu einem Stromfluss, ohne dass es eines Ladungsdurchtritts durch die Phasengrenze Elektrode/Elektrolyt bedarf. Der obere Teil von Abbildung A.6 zeigt ein Ersatzschaltbild für die durch ein Anode/Kathode-Paar und den Elektrolyten gebildete Elektrolysezelle. Unmittelbar an den Elektroden treten ein nichtlinearer Widerstand ( $R^-$  bzw.  $R^+$ ), der die bei einer Elektrodenreaktion auftretenden elektrischen Verluste subsumiert, und die Kapazität der Doppelschicht ( $C_D^-$  bzw.  $C_D^+$ ) in einer Parallelschaltung auf. Der Widerstand des Elektrolyten kann durch einen reinen Ohmschen Widerstand  $R_E$  erfasst werden. Solange die Klemmspannung  $U_{Kl}$  unter der Zersetzungsspannung  $U_Z$  des Elektrolyten bleibt, sind die nichtlinearen Widerstände an den Elektroden praktisch unendlich groß. Mit wachsender Frequenz der Wechselspannung wird jedoch der Gesamtwiderstand der Schaltung nur noch durch den Elektrolytwiderstand bestimmt, da für den kapazitiven Widerstand der Doppelschicht  $R_C$  gilt

$$R_C = \frac{1}{\omega C_D}. \quad (\text{A.17})$$

Die Kreisfrequenz  $\omega$  der Wechselspannung berechnet sich wie üblich aus der Periodendauer  $T$  nach  $\omega = 2\pi/T$ . Die maximal einstellbare Stromdichte ergibt sich dann aus dem Widerstand der Reihenschaltung der beiden Doppelschichtkapazitäten mit dem Elektrolytwiderstand und der Forderung, dass die Spannungsamplitude die Zersetzungsspannung

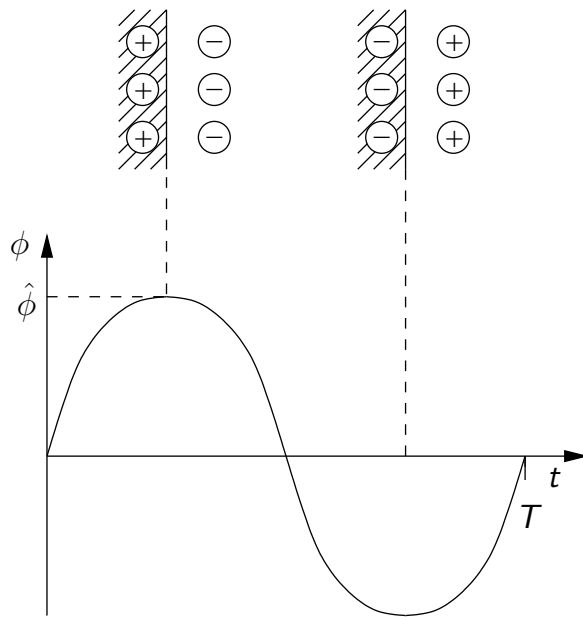


Abb. A.5: Umladung der Doppelschicht durch eine angelegte Wechselspannung, Schema nach Hamann und Vielstich (1998).

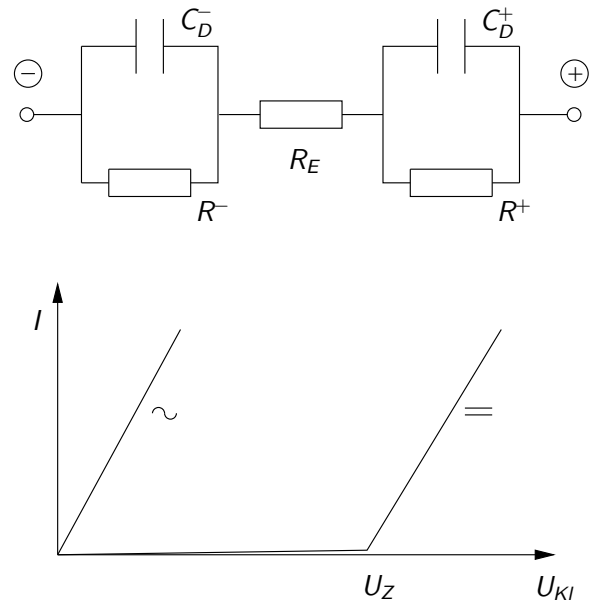


Abb. A.6: Ersatzschaltbild für eine elektrolytische Zelle und Strom-Spannungs-Verlauf für angelegte Gleich- und Wechselspannung nach Hamann und Vielstich (1998).

nicht überschreiten darf. Gleichung (2.56) beschreibt den Elektrolytwiderstand. Für die maximal ohne Elektrodenreaktion einstellbare Stromdichte lässt sich nun mit den Gleichungen (2.56) und (A.17)

$$j_{0\max} \lesssim \frac{4U_Z}{bx\left(\frac{1}{\omega C_D^-} + \frac{1}{\omega C_D^+}\right) + \frac{4a}{\sigma}} \quad (\text{A.18})$$

angeben. Im Grenzfall sehr hoher Frequenzen bestimmen folglich nur noch der Elektrolytwiderstand und die Zersetzungsspannung die ohne Ingangsetzen der Elektrodenreaktion maximal erreichbare Stromdichte. Bei den schon in Abschnitt 2.4.2.3 angenommenen Reaktions- und Stoffwerten ( $U_Z = 1.88 \text{ V}$  und  $\sigma = 5 \text{ S m}^{-1}$ ) und einem Magneten/Elektroden-Abstand von  $a = 1 \text{ mm}$  könnte somit eine maximale Stromdichte von  $j_{0\max} \approx 9.4 \text{ kA m}^{-2}$  ohne Blasenzeugung eingestellt werden.

Die oben angeführten Formeln beschreiben die tatsächlichen Verhältnisse lediglich in grober Form und vernachlässigen möglicherweise wichtige Aspekte, wie eine gegebenenfalls vorhandene Frequenzabhängigkeit der Doppelschichtkapazität (Frequenzdispersion, siehe Hamann und Vielstich, 1998) und zusätzliche Verlustwiderstände in der Doppelschicht (Hamann und Vielstich, 1998). Die größte Unsicherheit liegt in der zu bestimmen Kapazität der Doppelschicht, da sich deren Werte, wie bereits geschildert, je nach Oberflächenbeschaffenheit um 3 Größenordnungen unterscheiden können. Hierin ist je-

### *A.3 Elektrolytische Doppelschicht und Doppelschichtkapazität*

doch auch das größte Potential zur Senkung der für einen möglichst verlustarmen Betrieb nötigen Frequenzen zu sehen.

*A Erläuterungen zur elektrochemisch bedingten Potentialdifferenz*

## B Auswahl geeigneter Elektrodenmaterialien

### B.1 Belastung der Elektroden mit Gleichstrom

Die in Seewasser bei Stromfluss auftretenden anodischen (A.4) und kathodischen (A.5) Reaktionen wurden in Abschnitt A des Anhangs kurz erläutert. Der kathodisch entstehende Wasserstoff verhält sich gegenüber Edelstahl unkritisch, es bietet sich also an, die Kathoden daraus zu fertigen. In realem Seewasser sind zusätzlich zum Leitsalz NaCl noch weitere Salze gelöst. Die ebenfalls erhaltenen Kalzium- und Magnesium-Ionen können im stark basischen Milieu an den Kathoden Hydroxide bilden, welche sich dann als Belag aus  $\text{Ca}(\text{OH})_2$  bzw.  $\text{Mg}(\text{OH})_2$  auf den Kathodenoberflächen absetzen würden. Dieser Belag erhöht den Übergangswiderstand von der Kathode ins Seewasser und verschlechtert damit den Wirkungsgrad der Anordnung. Außerdem entstehen Oberflächenrauigkeiten, die einen höheren Strömungswiderstand nach sich ziehen.

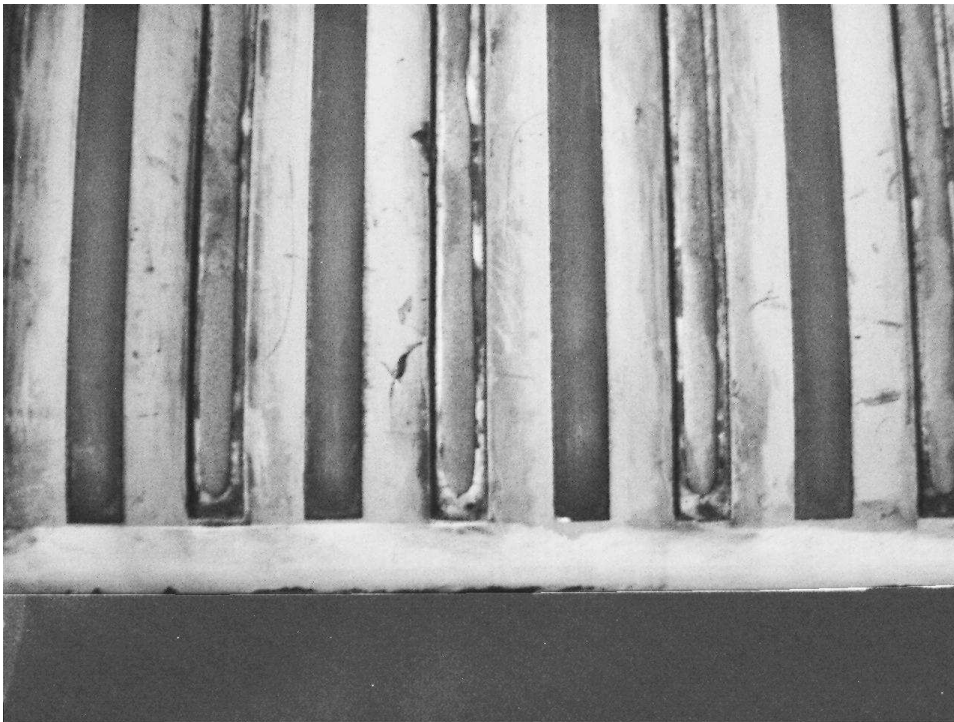


Abb. B.1: Teilansicht des PTL IV<sub>L</sub> mit stark angegriffenen Anoden.

## B Auswahl geeigneter Elektrodenmaterialien

Die Hydroxide ließen sich durch kurzzeitiges Umpolen der Elektroden entfernen, da sie im sauren Milieu leicht löslich sind. Dieses Umpolen impliziert jedoch, wie unten näher erläutert, Korrosionsprobleme. Nach Aussagen von Tempelmeyer (1991) verhindert die Nutzung polierten Edelstahl als Kathode das Absetzen der Hydroxide, sie können sich auf der glatten Fläche nicht festsetzen.

Weit ernstere Probleme entstehen durch die Chlorbildung an den Anoden, da Chlor ausgesprochen korrosiv wirkt. Die Edelstahlanoden, die bei den Messungen mit der turbulent überströmten Platte in Abschnitt 2.6, dem PTL IV<sub>L</sub> und dem NACA 0015 in Abschnitt 3.3.5.2 verwendet wurden, erodieren im Verlauf der Beanspruchung. Der Materialabtrag ist an den Anodenrändern besonders stark, da sich dort die Maxima der Stromdichteverteilung befinden. In der Konsequenz bilden sich im mit zunehmender Betriebszeit abgerundete Anoden heraus, die wahrscheinlich relativ gleichmäßigem weiteren Abtrag unterliegen. Einen Eindruck von der maximal aufgetretenen Korrosionswirkung vermittelt Abbildung B.1. Die Aufnahme wurde nach Ende der in Abschnitt 3.3.5.1 beschriebenen Messungen angefertigt. Daten, die bei dem in Abbildung B.1 dargestellten Profilzustand gewonnen wurden, fanden keinen Eingang in die Diagramme von Abschnitt 3.3. Während Edelstahl seiner guten Bearbeitbarkeit wegen praktische Vorteile für kurzzeitige Experimente in Salzwasser bietet, scheidet er als Anodenmaterial für Dauerbeanspruchung aus.

Für niedrige Stromdichten ( $j_0 \lesssim 1 \text{ kA m}^{-2}$ ) ist platinierter Titan mit einer Schichtdicke von  $1 \mu\text{m}$  einsetzbar, bei höheren Stromdichten, wie sie in den Experimenten auftreten, lösen sich solch dünne Platinierungen ab. Eine stärkere Platinschicht von  $5 \mu\text{m}$  Dicke soll jedoch auch Stromdichten bis  $10 \text{ kA m}^{-2}$  ohne Beschädigung ertragen können, wie Thibault (1999) berichtet. Die Platinierung von Titan wird technologisch gut beherrscht, was nicht unbedingt für andere Trägermaterialien gilt. So ist es äußerst schwierig, eine geschlossene Platinschicht mit befriedigender Haftung und wirtschaftlicher Dicke porenfrei auf Kupfer aufzubringen. Entsprechende Tests mit von der Firma Heraeus Elektrochemie platinierter Kupfer zeigten lediglich Standzeiten im Sekundenbereich. Platin selbst widersteht der Belastung sehr gut, das Problem liegt in der Erzeugung dünner, genügend fest haftender und porenfreier Schichten auf dem Trägermaterial. Kupfer wurde wegen seiner relativ guten Formbarkeit und leichten Verarbeitung zuerst als Trägermaterial favorisiert. Versuche mit goldbeschichtetem Kupfer verliefen ebenfalls negativ.

Aus der Chlor–Alkali–Elektrolyse ist die Verwendung von sogenannten Dimensionsstabilen Anoden (DSA) bekannt. Diese Anoden bestehen aus einem Trägermetall mit thermisch aufgebrachtter Mischoxidbeschichtung. Das am PTL IV<sub>S</sub> verwendete Elektrodenmaterial stammt von der DeNora Deutschland GmbH (vormals Heraeus Elektrochemie). Es besteht aus einem Titan–Träger, der thermisch mit  $\text{RuO}_2/\text{IrO}_2$  beschichtet wurde. Die Schichtdicke beträgt ca.  $1 \mu\text{m}$ . Elektroden dieser Art sind in der Lage, Stromdichten von bis zu  $j_0 \approx 15 \text{ kA m}^{-2}$  5–10 Jahre lang zu ertragen (Hamann und Vielstich, 1998)<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Wendt und Kreysa (1999) geben etwas geringere Standzeiten an: 5–10 Jahre bei Stromdichten von  $2\text{--}3 \text{ kA m}^{-2}$  und 3–4 Jahre bei  $10 \text{ kA m}^{-2}$ . Diese Standzeiten beziehen sich allerdings auf die Chlor–Alkali Elektrolyse, d.h. praktisch Dauerbelastung.



## B.2 Belastung der Elektroden mit Wechselstrom

Sollte im Betrieb eine Umpolung der Elektroden nötig sein, wird die DSA als Kathode betrieben. Bei dieser Betriebsweise kommt es zum einen zur bereits geschilderten Ablagerung von  $\text{Ca}(\text{OH})_2$  und  $\text{Mg}(\text{OH})_2$ , zum anderen zur Diffusion des erzeugten Wasserstoffs durch die Beschichtung in das Trägermaterial. 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  $\text{TiO}_2$  mit Sauerstoffdefizit zwischen Beschichtung und Träger gelöst werden (Busse und Kotowski, 1985).

Die anodische Chlorproduktion bringt neben der Korrosionsproblematik noch einen umweltrelevanten Aspekt mit sich, da Chlor eine giftige Substanz ist. Im Zusammenhang mit der Wasserstoffgewinnung durch Elektrolyse von Seewasser wird schon seit einiger Zeit daran gearbeitet, die Chlorreaktion an der Anode elektrokatalytisch durch die Sauerstofferzeugung zu ersetzen (Bennett, 1980; Fujimura et al., 1999). Diese Arbeiten nutzen  $\text{IrO}_2$  beschichtete Titananoden mit zusätzlich aufgebrachtem  $\text{MnO}_2$  und konnten eine deutliche Bevorzugung ( $\sim 99\%$  des Gasanteils) der Entwicklung von Sauerstoff gegenüber der Chlorentwicklung, allerdings für basische pH-Werte der Lösung, nachweisen.

## B.2 Belastung der Elektroden mit Wechselstrom

Abbildung B.2 zeigt die durch Wechselstrom mit hohen Stromdichten  $j'_0 = 28 \text{ kA m}^{-2}$  belasteten  $\text{RuO}_2/\text{IrO}_2$  beschichteten Titanelektroden des PTL IV<sub>S</sub>. Die Aufnahme ent-



Abb. B.2: Teilansicht des PTL IV<sub>S</sub> mit stark angegriffenen Elektroden. Vergrößerte Darstellung im Maßstab ca. 2:1.

## B Auswahl geeigneter Elektrodenmaterialien

stand nach ersten Versuchen zur Beeinflussung der abgelösten saugseitigen Strömung mit oszillierenden Lorentzkräften an der HSVA, für die der hintere Teil der Elektroden mit einer Lackschicht isoliert wurde. Die Versuche werden von Weier et al. (2002) beschrieben und fanden keinen Eingang in die vorliegende Arbeit. An den nicht isolierten Stellen der Elektroden ist die Edelmetalloxidschicht völlig verschwunden und das Trägermaterial Titan stark erodiert. Die Ursache für die gegenüber der Belastung mit Gleichstrom drastisch verminderte Beständigkeit des Elektrodenmaterials wird vom Hersteller der Beschichtung, der DeNora Deutschland GmbH, in der kathodischen Belastung mit hohen Stromdichten gesehen (Schneider, 2002). Die Edelmetalloxide werden bei sehr hohen kathodischen Stromdichten reduziert und gehen dann 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.

In der für die in Abschnitt 4.3 verwendete NaOH-Lösung stellt sich die Korrosionsproblematik etwas anders dar, da die anodische Belastung durch Sauerstoff erfolgt (Gleichungen A.9 und A.10 in Anhang A.1). Die hohen Stromdichten, das in Abbildung 4.36 gezeigte NACA 0015 ist für eine Belastung der Elektroden mit bis zu  $30 \text{ kA m}^{-2}$  konzipiert, sind jedoch auch unter diesen, gegenüber der Chlorentstehung erleichterten Bedingungen, kritisch für die Beständigkeit der Elektroden. Da die kathodischen Vorgänge, die zur Auflösung der Edelmetalloxidschicht führten, sich von denen in der NaCl-Lösung nicht unterscheiden, schied die  $\text{RuO}_2/\text{IrO}_2$  Beschichtung für die Anwendung aus. Nach eingehender Beratung mit der DeNora Deutschland GmbH wurden galvanisch mit einer  $10 \mu\text{m}$  dicken Platinschicht überzogene Titanelektroden favorisiert.

Eine Detailaufnahme des Nasenbereichs des NACA 0015 nach Abschluss der Messungen zeigt Abbildung B.3. Die Form der Elektroden ist gegenüber dem Ursprungszustand unverändert, jedoch zeigen sich bereichsweise Verfärbungen. Nach den einzelnen Ver-

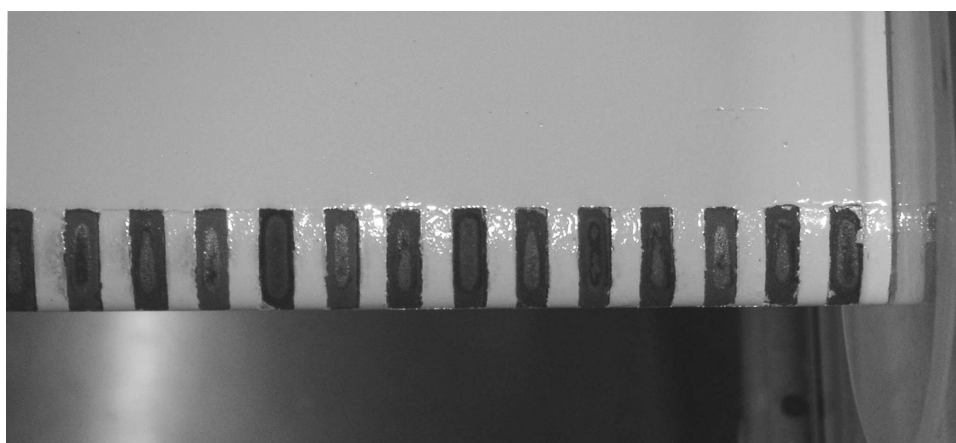


Abb. B.3: Zustand der platinieren Titanelektroden des NACA 0015 nach Abschluss der Messungen.

## B.2 Belastung der Elektroden mit Wechselstrom

suchen konnten jeweils Spuren einer schwarzen Substanz von den Elektroden entfernt werden. Eine Analyse dieser Spuren mittels Raster-Elektronen-Mikroskopie mit energie-dispersiver Röntgenanalyse (REM-EDX) ergab sehr geringe Anteile Platin, jedoch war das Grundmaterial 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, wurden nach Abschluss der Versuche mit oszillierenden Lorentzkräften Polaren bei unbeeinflusster Strömung im Reynoldszahlbereich  $Re = 5.2 \cdot 10^4 \dots 2.6 \cdot 10^5$  aufgenommen. Die von Weier und Gerbeth (2003) wiedergegebenen Messwerte stimmen sehr gut mit den vor dem Beginn der Versuche mit Lorentzkraft am unbeeinflussten NACA 0015 gemessenen Polaren überein.

*B Auswahl geeigneter Elektrodenmaterialien*

Um die Bezeichnungen an das Schrifttum anzupassen, war es nicht vermeidbar, daß einige Buchstaben in mehrfacher Bedeutung verwendet werden.

(Hermann Schlichting)

## Symbolverzeichnis

lateinisch:

Symbol	Einheit	Erläuterung
$A$	$m^2$	Fläche
$A$	–	Konstante
$a$	m	Breite der Elektroden, Magnete
$B$	–	Konstante
$\mathbf{B}$	T	magnetische Flussdichte
$B_0$	T	magnetische Flussdichte, angelegt
$B_i$	T	magnetische Flussdichte, induziert
$B_x$	T	magnetische Flussdichte, $x$ -Komponente
$B_y$	T	magnetische Flussdichte, $y$ -Komponente
$B_z$	T	magnetische Flussdichte, $z$ -Komponente
$b$	m	Plattenbreite
$b$	m	Abstand der Drehachse von der Profilvorderkante
$C_D$	F	Doppelschichtkapazität
$C_D$	–	Gesamtwiderstandsbeiwert
$C_{D0}$	–	Widerstandsbeiwert im unbeeinflussten Fall
$C_E$	–	Leistungskoeffizient
$C_L$	–	Auftriebsbeiwert
$\Delta C_{LGK}$	–	Erhöhung des Auftriebsbeiwerts durch Grenzschichtkontrolle
$\Delta C_{Lmax}$	–	Erhöhung des Maximalauftriebsbeiwerts
$\Delta C_{LZK}$	–	Erhöhung des Auftriebsbeiwerts durch Zirkulationskontrolle
$C_{L0}$	–	Auftriebsbeiwert ohne Beeinflussung
$C_M$	–	Momentenbeiwert
$C_N$	–	entdimensionierter Impulseintrag
$C_{\Delta P}$	–	Druckkoeffizient
$C_{df}$	–	Reibungswiderstandsbeiwert
$C_{dfp}$	–	Profilwiderstandsbeiwert
$C_{di}$	–	induzierter Widerstandsbeiwert
$C_{dp}$	–	Formwiderstandsbeiwert
$C_q$	—	Absaugbeiwert für örtlicher Absaugung

Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Erläuterung
$C_\mu$	–	Impulskoeffizient
$\Delta C_{\mu A}$	–	für das Anlegen der Grenzschicht erforderlicher Impulskoeffizient
$C_{\mu EMHD}$	–	elektromagnetohydrodynamischer Impulskoeffizient
$c$	$\text{m s}^{-1}$	komplexe Phasengeschwindigkeit
$c$	$\text{mol m}^{-3}$	Konzentration
$c$	m	Profiltiefe
$c^*$	–	komplexe Phasengeschwindigkeit, dimensionslos
$c_D$	$\text{mol m}^{-3}$	Konzentration der Komponente D
$c_O$	$\text{mol m}^{-3}$	Konzentration der Komponente O
$c_Q$	—	Absaugbeiwert für homogene Absaugung
$c_f$	–	mittlerer Reibungsbeiwert, Platte
$c'_f$	–	örtlicher Reibungsbeiwert, Platte
$c_{fK}$	–	mittlerer Reibungsbeiwert, Platte, kontrollierte Strömung
$c_{ft}$	–	mittlerer Reibungsbeiwert, Platte, turbulente Strömung
$c_{fW}$	–	mittlerer Reibungsbeiwert, Platte, aus Gesamtwiderstand
$c_{f\tau}$	–	mittlerer Reibungsbeiwert, Platte, aus Wandschubspannung
$c'_\mu$	–	effektiver Impulskoeffizient
$\hat{c}_\mu$	–	Impulskoeffizient gebildet mit dem Amplitudenwert der Stromdichte
$D$	m	Durchmesser
$\mathbf{E}$	$\text{V m}^{-1}$	elektrische Feldstärke
$E_x$	$\text{V m}^{-1}$	elektrische Feldstärke, $x$ -Komponente
$E_y$	$\text{V m}^{-1}$	elektrische Feldstärke, $y$ -Komponente
$E_z$	$\text{V m}^{-1}$	elektrische Feldstärke, $z$ -Komponente
$\mathbf{F}$	$\text{N m}^{-3}$	Volumenkraftdichte
$\mathbf{F}$	$\text{N m}^{-3}$	Lorentzkraftdichte
$\mathbf{F}^*$	–	dimensionslose Lorentzkraftdichte
$F$	$\text{N m}^{-3}$	Lorentzkraftdichte
$F_D$	N	Kraft in Richtung der Anströmung
$F_{\text{Faraday}}$	$\text{A s mol}^{-1}$	Faraday Konstante, $96485 \text{ A s mol}^{-1}$
$F_I$	$\text{N m}^{-2}$	Lorentzkraft bezogen auf mit Elektroden/Magneten belegte Fläche
$F_L$	N	Auftriebskraft
$F_h$	$\text{N m}^{-3}$	Lorentzkraftdichte für Magnete endlicher Ausdehnung in $y$ -Richtung
$F_r$	$\text{N m}^{-3}$	Lorentzkraftdichtekomponente in Radialrichtung
$F_r^*$	–	entdimensionierte Lorentzkraftdichtekomponente in Radialrichtung

Symbol	Einheit	Erläuterung
$F_x$	$\text{N m}^{-3}$	Lorentzkraftdichtekomponente in $x$ -Richtung
$\mathcal{F}_x$	$\text{N m}^{-3}$	charakteristische Lorentzkraftdichtekomponente in $x$ -Richtung
$F_x$	N	Kraft in $x$ -Richtung
$F_y$	$\text{N m}^{-3}$	Lorentzkraftdichtekomponente in $y$ -Richtung
$F_y$	N	Kraft in $y$ -Richtung
$\mathcal{F}_y$	$\text{N m}^{-3}$	charakteristische Lorentzkraftdichtekomponente in $y$ -Richtung
$F_\theta$	$\text{N m}^{-3}$	Lorentzkraftdichtekomponente in Tangentialrichtung
$F_\theta^*$	–	entdimensionierte Lorentzkraftdichtekomponente in Tangentialrichtung
$f$	Hz	Frequenz
$f^+$	–	dimensionslose Anregungsfrequenz
$f_{\text{SL}}$	Hz	Frequenz der Scherschicht
$f_e$	Hz	Anregungsfrequenz
$f_{\text{sep}}$	Hz	charakteristische Frequenz im Ablösegebiet
$f_{\text{wake}}$	Hz	Nachlauffrequenz
$f_0$	Hz	Frequenz im unbeeinflussten Fall
$f_1^+$	–	dimensionslose Anregungsfrequenz gebildet mit $x_1$
$\mathbf{H}$	$\text{A m}^{-1}$	Vektor der magnetischen Feldstärke
$\Delta H$	$\text{J mol}^{-1}$	Reaktionsenthalpie
$H_{12}$	–	Formparameter
$h$	m	Ausdehnung der Magnete in Magnetisierungsrichtung
$h$	m	Tiefe des Rücksprungs an der Profilnase
$I$	A	elektrischer Strom
$I_{\text{max}}$	A	maximal anwendbarer Strom
$i$	–	$\sqrt{-1}$
$\mathbf{j}$	$\text{A m}^{-2}$	Stromdichtevektor
$j_i$	$\text{A m}^{-2}$	induzierte Stromdichte
$j_0$	$\text{A m}^{-2}$	angelegte Stromdichte
$j'_0$	$\text{A m}^{-2}$	angelegte Stromdichte, Effektivwert
$j_{0\text{max}}$	$\text{A m}^{-2}$	maximal ohne Gasbildung anlegbare Stromdichte
$K$	$\text{m}^3 \text{A}^{-1} \text{s}^{-1}$	Gasbildungskonstante, reaktionsabhängig
$K$	–	Beschleunigungsparameter
$K_{\text{EMHD}}$	–	elektromagnetohydrodynamischer Beschleunigungsparameter
$\overline{K}_{\text{EMHD}}$	–	gemittelter elektromagnetohydrodynamischer Beschleunigungsparameter
$K_{\text{krit}}$	–	kritischer Beschleunigungsparameter
$k$	m	Rauigkeitshöhe

## Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Erläuterung
$L_{\text{sep}}$	m	Ausdehnung des Ablösegebietes
$l$	m	charakteristische Länge
$l$	m	Plattenlänge
$\mathbf{M}$	T	Magnetisierungsvektor
$M_a$	kg	verfügbare Fluidmasse
$M_e$	kg	mitgerissene Fluidmasse
$M_{\text{mol}}$	kg mol <sup>-1</sup>	Molmasse
$M_0$	T	Magnetisierung
$m$	kg	Masse
$\mathcal{P}$	N m <sup>-2</sup>	charakteristische Druckdifferenz
$P_E$	W	elektrische Leistung
$P_K$	W	bei kontrollierter Strömung dissipierte Leistung
$P_0$	W	bei unbeeinflusster Strömung dissipierte Leistung
$p$	N m <sup>-2</sup>	Druck
$\Delta p$	N m <sup>-2</sup>	Druckdifferenz
$p^*$	–	dimensionsloser Druck
$p'$	N m <sup>-2</sup>	Druck in der Blaskammer
$p$	W m <sup>-2</sup>	flächenbezogene Leistung
$p_E$	W m <sup>-2</sup>	flächenbezogene elektrische Leistung
pH	–	negativer dekadischer Logarithmus der relativen Hydronium-Ionen-Aktivität
$p_0$	N m <sup>-2</sup>	statischer Druck an der Ausblasstelle
$Q$	N m	Moment
$\dot{Q}$	W	Wärmestrom
$q$	A s m <sup>-3</sup>	Raumladungsdichte
$\dot{q}$	W m <sup>-2</sup>	flächenbezogener Wärmestrom
$\dot{q}_w$	W m <sup>-2</sup>	flächenbezogener Wärmestrom an der Wand
$R$	–	normierte Geschwindigkeitsdifferenz
$R$	J mol <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>	allgemeine Gaskonstante
$R$	Ω	Ohmscher Widerstand
$R$	m	Radius
$R_C$	Ω	kapazitiver Widerstand
$R_P$	–	normalisierte Potentialdifferenz
$r$	m	Abstand Kraftangriffspunkt Profilvorderkante
$r$	m	radiale Koordinate
$r^*$	–	entdimensionierte radiale Koordinate
$S$	N	Schub des Blasstrahls
$Se$	–	dimensionslose Anregungsfrequenz bzw. Strouhalzahl der Anregung



Symbol	Einheit	Erläuterung
$s$	m	Spannweite
$T$	K	Temperatur
$T$	s	Periodendauer
$T$	s	Zeitspanne
$\mathcal{T}$	s	charakteristische Zeit
$Tu$	–	Turbulenzgrad
$T_w$	K	Wandtemperatur
$T_\infty$	K	Temperatur der Anströmung
$t$	s	Zeit
$t^*$	–	dimensionslose Zeit
$t$	m	maximale Profildicke
$t_0$	s	Zeitpunkt
$\bar{U}$	$\text{m s}^{-1}$	mittlere Geschwindigkeit der Scherschicht
$\mathcal{U}$	$\text{m s}^{-1}$	charakteristische Geschwindigkeit in $x$ -Richtung
$U_C$	$\text{m s}^{-1}$	Umfangsgeschwindigkeit des Zylinders
$U_Z$	V	elektrochemisch verursachte Potentialdifferenz
$U_{Z\max}$	V	für effiziente Kontrolle maximal zulässige $U_Z$
$U_{Z0}$	V	Zersetzungsspannung
$U_{\text{th}}$	V	Thermoneutralspannung
$U_\infty$	$\text{m s}^{-1}$	Anströmgeschwindigkeit
$U_1$	$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeit Fluidstrom 1
$U_2$	$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeit Fluidstrom 2
$\mathbf{u}$	$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeitsvektor
$\mathbf{u}^*$	–	dimensionsloser Geschwindigkeitsvektor
$u$	$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeitskomponente in $x$ -Richtung
$u^*$	–	dimensionslose Geschwindigkeit, $x$ -Komponente
$u^+$	–	mit $u_\tau$ entdimensionierte Geschwindigkeit in $x$ -Richtung
$\bar{u}$	$\text{m s}^{-1}$	zeitlicher Mittelwert der Geschwindigkeit in $x$ -Richtung
$u'$	$\text{m s}^{-1}$	Schwankungsgeschwindigkeit in $x$ -Richtung
$\tilde{\mathbf{u}}$	$\text{m s}^{-1}$	Störgeschwindigkeit
$\tilde{u}$	$\text{m s}^{-1}$	Störgeschwindigkeit, $x$ -Komponente
$\hat{u}$	$\text{m s}^{-1}$	maximale Umfangsgeschwindigkeit
$u_r$	$\text{m s}^{-1}$	Radialkomponente der Geschwindigkeit
$u_r^*$	$\text{m s}^{-1}$	entdimensionierte Radialkomponente der Geschwindigkeit
$u_\theta$	$\text{m s}^{-1}$	Azimuthalkomponente der Geschwindigkeit
$u_\theta^*$	$\text{m s}^{-1}$	entdimensionierte Azimuthalkomponente der Geschwindigkeit
$u_\tau$	$\text{m s}^{-1}$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
$u_0$	$\text{m s}^{-1}$	Grundströmung
$u_0^*$	–	Grundströmung, dimensionslos

Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Erläuterung
$\mathcal{V}$	$\text{m s}^{-1}$	charakteristische Geschwindigkeit in $y$ -Richtung
$V_{\text{norm}}$	$\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$	molares Volumen unter Normbedingungen
$\dot{V}_S$	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	Absaugvolumenstrom
$v$	$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeitskomponente in $y$ -Richtung
$\tilde{v}$	$\text{m s}^{-1}$	Störgeschwindigkeit, $y$ -Komponente
$v^*$	–	dimensionslose Geschwindigkeit, $y$ -Komponente
$v'$	$\text{m s}^{-1}$	Schwankungsgeschwindigkeit in $y$ -Richtung
$v_w$	$\text{m s}^{-1}$	wandnormale Geschwindigkeitskomponente an der Wand
$W$	N	Strömungswiderstand
$W_K$	N	Strömungswiderstand bei kontrollierter Strömung
$W_f$	N	Reibungswiderstand
$W_p$	N	Formwiderstand
$W_0$	N	Strömungswiderstand bei unbeeinflusster Strömung
$x$	m	$x$ -Koordinate, kartesisch
$\hat{x}$	m	Schwingungsamplitude
$x^*$	–	dimensionslose $x$ -Koordinate
$\boldsymbol{x}$	m	Ortsvektor
$\boldsymbol{x}^*$	–	dimensionsloser Ortsvektor
$x_{\text{TE}}$	m	Entfernung der Anregung von der Profilhinterkante
$x_e$	m	Ende des mit Elektroden/Magneten belegten Bereichs
$x_s$	m	Anfang des mit Elektroden/Magneten belegten Bereichs
$x_1$	m	bestimmte Länge (Integrationsgrenze)
$y$	m	$y$ -Koordinate, kartesisch
$\hat{y}$	m	Schwingungsamplitude
$y^*$	–	dimensionslose $y$ -Koordinate
$y^+$	–	mit $u_\tau$ und $\nu$ entdimensionierter Wandabstand
$z$	m	$z$ -Koordinate, kartesisch

**griechisch:**

Symbol	Einheit	Erläuterung
$\alpha$	°	Anstellwinkel
$\alpha$	$\text{m}^{-1}$	Wellenzahl
$\alpha^*$	–	dimensionslose Wellenzahl
$\alpha'$	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$	lokaler Wärmeübergangskoeffizient
$\Gamma$	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Zirkulation
$\Delta\gamma$	°	Winkelbereich
$\delta$	m	Grenzschichtdicke
$\delta_l$	m	Dicke einer laminaren Grenzschicht
$\delta_t$	m	Dicke einer turbulenten Grenzschicht
$\delta_{\text{wake}}$	m	Nachlaufbreite
$\delta_0$	m	gemessene Grenzschichtdicke, unbeeinflusst
$\delta_1$	m	Verdrängungsdicke
$\delta_2$	m	Impulsverlustdicke
$\delta_{2\text{SL}}$	m	Impulsverlustdicke der Scherschicht
$\delta_{2\text{SL}}^+$	–	entdimensionierte Impulsverlustdicke der Scherschicht
$\epsilon_{A0}$	V	Elektrodenpotential der Anode
$\epsilon_{K0}$	V	Elektrodenpotential der Kathode
$\epsilon_I$	V	Potential unter Stromfluss
$\epsilon_0$	V	Gleichgewichtspotential
$\epsilon_0^0$	V	Standardpotential
$\zeta$	–	charakteristische dimensionslose Eindringtiefe
$\eta$	Pa s	dynamische Viskosität
$\eta$	V	Überspannung
$\eta_F$	–	aerodynamische Qualität
$\eta_{FO}$	–	aerodynamische Qualität, Bilanzkreis Tragfläche
$\eta_{FP}$	–	aerodynamische Qualität, Gesamtbilanz
$\eta_K$	–	energetische Effizienz der Grenzschichtkontrolle
$\eta_M$	–	energetische Effizienz des Impulseintrags
$\theta$	°	Winkel
$\theta$	rad	azimuthale Koordinate
$\kappa$	–	von Kármánsche Konstante
$\lambda$	$\text{m}^2 \text{s}$	magnetische Diffusivität
$\lambda$	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
$\mu_0$	$\text{V s A}^{-1} \text{m}^{-1}$	magnetische Permeabilität des Vakuums
$\nu$	$\text{m s}^{-2}$	kinematische Viskosität
$\nu_D$	–	Stöchiometriefaktor des Reaktionspartners D
$\nu_O$	–	Stöchiometriefaktor des Reaktionspartners O

## Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Erläuterung
$\nu_e$	–	Elektrodenreaktionswertigkeit, d.h. Stöchiometriefaktor
$\rho$	$\text{kg m}^{-3}$	Dichte
$\sigma$	$\text{S m}^{-1}$	elektrische Leitfähigkeit
$\tau_t$	$\text{N m}^{-2}$	turbulente Schubspannung
$\tau_w$	$\text{N m}^{-2}$	Wandschubspannung
$\Phi(y)$	$\text{s}^{-1}$	komplexe Amplitudenfunktion der Störung
$\phi$	V	elektrisches Potential
$\phi^i$	V	Potential an innerer Helmholtzfläche
$\phi^m$	V	Potential im Metall
$\phi^o$	V	Potential an äußerer Helmholtzfläche
$\phi^s$	V	Potential in der Lösung
$\hat{\phi}$	V	Amplitude des Potentials
$\phi$	–	Belastungsfaktor
$\Psi$	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Stromfunktion
$\Psi^*$	–	entdimensionierte Stromfunktion
$\omega$	$\text{s}^{-1}$	Wirbelstärkevektor
$\omega$	$\text{s}^{-1}$	Wirbelstärke
$\omega$	Hz	Kreisfrequenz
$\omega^*$	–	entdimensionierte Wirbelstärke
$\Omega$	–	dimensionslose Umfangsgeschwindigkeit
$\hat{\Omega}$	–	maximale dimensionslose Umfangsgeschwindigkeit

## Indizes:

A	Anode
a	available, verfügbar
D	drag, Gesamtwiderstand
d	drag, Widerstandskomponente
E	elektrisch
EMHD	Elektromagnetohydrodynamisch
e	entrained, mitgerissenen
F	foil, Tragfläche
FO	foil only, Bilanzkreis nur Tragfläche
FP	foil and power, Bilanzkreis bezieht Elektroenergiebedarf ein
f	Reibung
GK	Grenzschichtkontrolle
I	integral
i	induziert
K	kontrolliert
K	Kathode
krit	kritisch
L	lift, Auftrieb
max	maximal
min	minimal
n	normal
opt	optimal
r	$r$ -Komponente
SL	Scherschicht
tr	Transition
W	Widerstand
w	an der Wand
w	Waage
x	$x$ -Komponente
y	$y$ -Komponente
z	$z$ -Komponente
ZK	Zirkulationskontrolle
$\theta$	$\theta$ -Komponente
$\tau$	Wandschubspannung
$\infty$	im Unendlichen
0	aufgeprägt
0	unbeeinflusst
0	Gleichgewicht

### Hochgestellte Zeichen

$i$	innere Helmholtzfläche
$m$	Metallelektrode
$o$	äußere Helmholtzfläche
$s$	Lösung
$0$	Standard
'	lokal
'	Effektivwert
'	Schwankungskomponente (Geschwindigkeit)
*	dimensionslos
+	mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit entdimensioniert

### dimensionslose Kennzahlen:

$Ma$	Machzahl
$Nu'$	lokale Nusseltzahl
$N$	Wechselwirkungsparameter, Effektivwert des Wechselwirkungsparameters
$\hat{N}$	Wechselwirkungsparameter, Amplitudenwert
$N_i$	Wechselwirkungsparameter mit induzierter Stromdichte
$Pr$	Prandtlzahl
$Re$	Reynoldszahl
$Re_{tr}$	Transitionsreynoldszahl
$Re_{\delta_1}$	Reynoldszahl gebildet mit der Verdrängungsdicke
$Re_{\delta_1 \text{ krit}}$	kritische Reynoldszahl gebildet mit der Verdrängungsdicke
$Re_{\text{max}}$	maximal erzielbare Reynoldszahl
$R_m$	magnetische Reynoldszahl
$St$	Strouhalzahl
$St_{SL}$	mit $f_{SL}$ gebildete Strouhalzahl
$Z$	modifizierte Hartmannzahl

## Abkürzungen

DNS	Direkte Numerische Simulation
DSA	Dimensionsstabile Anode
EMHD	Elektromagnetohydrodynamik
FZR	Forschungszentrum Rossendorf
GFK	glasfaserverstärkter Kunststoff
HSVA	Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt
LDA	Laser-Doppler Anemometer
MHD	Magnetohydrodynamik
N	magnetischer Nordpol
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
NSG	Navier-Stokes Gleichung
$O()$	in der Größenordnung von
PDA	Phasen-Doppler Anemometer
PTL	Physikalisch Technisches Labor
REM-EDX	energiedispersive Röntgenanalyse
S	magnetischer Südpol
STOL	Short Takeoff and Landing
T-S	Tollmien-Schlichting
VTOL	Vertical Takeoff and Landing
WP	Wendepunkt

## *Symbolverzeichnis*



## Literaturverzeichnis

- Abbott, I.H. und von Doenhoff, A.E. (1959) Theory of Wing Sections. Dover, New York.
- AGARD (1984) Special course on stability and transition of laminar flow. AGARD Report 709.
- AGARD (1994) Special course in transition modelling. AGARD Report 793.
- Airiau, C., Bottaro, A., Walther, S. und Legendre, D. (2003) A methodology for optimal laminar flow control: Application to the damping of Tollmien–Schlichting waves in a boundary layer. *Phys. Fluids*, **15**(5): 1131–1145.
- Albring, W. (1961) Angewandte Strömungslehre. Steinkopf, Dresden.
- Alvarez-Calderón, A. (1964) Rotating cylinder flaps for V/S.T.O.L. aircraft. *Aircraft Eng.*, **36**(10): 304–309.
- Amitay, M. und Glezer, A. (2002a) Role of actuation frequency in controlled flow reattachment over a stalled airfoil. *AIAA Journal*, **40**(4): 209–216.
- Amitay, M. und Glezer, A. (2002b) Synthetic jets. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **34**: 503–529.
- Amitay, M., Smith, B.L. und Glezer, A. (1998) Aerodynamic flow control using synthetic jet technology. In *36<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, AIAA–paper 98–0208.
- Anagnostopoulos, P. (2000) Numerical study of the flow past a cylinder excited transversely to the incident stream. Part 1: Lock-in zone, hydrodynamic forces and wake geometry. *Journal of Fluids and Structures*, **14**: 819–851.
- Anonymus (1996) NASA contributions to the C–17 Globemaster III. NASA Fact Sheet FS–1996–05–06–LaRC.
- Arnal, D. (1994) Boundary layer transition: Predictions based on linear theory. In *Special Course on Progress in Transition Modelling*, AGARD, 2–1 – 2–63, AGARD Report 793.
- Arnal, D. (1996) Control of laminar–turbulent transition for skin friction drag reduction. In *Meier, G.E.A. und Schneider, G.H., Hg., Control of Flow Instabilities and Unsteady Flows*, Nr. 369 in CISM Courses and Lectures, Springer, Berlin, 119–153.

## Literaturverzeichnis

- Attinello, J.S. (1961) Design and engineering features of flap blowing installations. In G.V. Lachmann, Hg., *Boundary Layer and Flow Control*, Pergamon Press, Oxford, Bd. I, 463–515.
- Avilov, V.V. (1998) Electric and magnetic fields for the Riga plate, FZR Interner Bericht.
- Bannasch, R. (1998) Hydrodynamics of wave-like curvature on bodies of swimming animals. In *Int. Symp. on Seawater Drag Reduction*, Newport, RI, 435–442.
- Barker, S.J. und Gile, D. (1981) Experiments on heat-stabilized laminar boundary layers in water. *J. Fluid Mech.*, **104**: 139–158.
- Bechert, D.W., Bruse, M., Hage, W. und Meyer, R. (2000) Fluid mechanics of biological surfaces and their technological application. *Naturwissenschaften*, **87**: 157–171.
- Bennett, J.E. (1980) Electrodes for generation of hydrogen and oxygen from seawater. *Int. J. Hydrogen Energy*, **5**: 401–408.
- Berger, T.W., Kim, J., Lee, C. und Lim, J. (2000) Turbulent boundary layer control utilizing the Lorentz force. *Phys. Fluids*, **12**(3): 631–649.
- Betz, A. (1961) History of boundary layer control in Germany. In G.V. Lachmann, Hg., *Boundary Layer and Flow Control*, Pergamon Press, Oxford, Bd. I, 1–20.
- Billah, K.Y. und Scanlan, R.H. (1991) Resonance, Tacoma Narrows bridge failure, and undergraduate physics textbooks. *Am. J. Phys.*, **59**(2): 118–124.
- Birzvalks, J. (1986) *Streifzug durch die Magnetohydrodynamik*. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig.
- Bloor, M.S. (1964) Transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, **19**: 209–304.
- Bockris, J.O., Devanathan, M.A.V. und Müller, K. (1963) On the structure of charged interfaces. *Proc. Roy. Soc. London, A*, **274**: 55–79.
- Boissonneau, P. und Thibault, J.P. (1999) Experimental analysis of couplings between electrolysis and hydrodynamics in the context of MHD in seawater. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **32**: 2387–2398.
- Bouras, C., Nagib, H., Durst, F. und Heim, U. (2000) Lift and drag control on a lambda wing using leading-edge slot pulsation of various wave forms. *Bulletin of the APS*, **45**(9): 30.
- Braslow, A.L. (1999) A History of Suction-Type Laminar-Flow Control with Emphasis on Flight Research. Nr. 13 in *Monographs in Aerospace History*, NASA History Division.

- Brett, C.M.A. und Brett, A.M.O. (1993) *Electrochemistry: Principles, Methods, and Applications*. Oxford University Press, Oxford.
- Breuer, K.S., Park, J. und Henoeh, C. (2004) Actuation and control of a turbulent channel flow using Lorentz forces. *Phys. Fluids*, **16**(4): 897–907.
- Brix, J.E. (1993) *Manoeuvring Technical Manual*. Seehafen Verlag, Hamburg.
- Bullivant, W.K. (1941) Tests of the NACA 0015 and NACA 0035 airfoils in the full-scale wind tunnel. NACA Report 708.
- Bushnell, D.M. und Moore, K.J. (1991) Drag reduction in nature. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **23**: 65–79.
- Busse, B. und Kotowski, S. (1985) Umpolbare Elektroden für Seewasserelektrolyse und andere Prozesse. In E. Zierngiebel, Hg., *Technische Elektrolysen*, Dechema, Verlag Chemie, Bd. 98 von Dechema-Monographien, 357–366.
- Čap, F. (1972) *Einführung in die Plasmaphysik*, Bd. 3. Akademie-Verlag, Berlin.
- Čap, F. (1975) *Einführung in die Plasmaphysik*, Bd. 1. Akademie-Verlag, Berlin, 2. Aufl.
- Carmichael, B.H. (1981) Low Reynolds number airfoil survey. NASA-CR-165803.
- Carr, L.W., McAlister, K.W. und McCroskey, W.J. (1977) Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments. NASA-TN-D-8382.
- Chang, P.K. (1976) *Control of Flow Separation*. Hemisphere, Washington.
- Chang, R.C., Hsiao, F.B. und Shyu, R.N. (1992) Forcing level effects of internal acoustic excitation on the improvement of airfoil performance. *J. Aircraft*, **29**(5): 823–829.
- Chen, Z. (2001) *Electro-magnetic control of cylinder wake*. Dissertation, New Jersey Institute of Technology.
- Chen, Z. und Aubry, N. (2005) Active control of cylinder wake. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, **10**: 205–216.
- Cheng, M., Chew, Y.T. und Luo, S.C. (2001a) Numerical investigation of a rotationally oscillating cylinder in mean flow. *Journal of Fluids and Structures*, **15**: 981–1007.
- Cheng, M., Liu, G.R. und Lam, K.Y. (2001b) Numerical simulation of flow past a rotationally oscillating cylinder. *Computers & Fluids*, **30**(3): 365–392.
- Chernyshenko, S.I. (1995) Stabilization of trapped vortices by alternating blowing suction. *Phys. Fluids*, **7**(4): 802–807.
- Choi, H., Moin, P. und Kim, J. (1993) Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets. *J. Fluid Mech.*, **255**: 503–539.

## Literaturverzeichnis

- Chyu, C., Lin, L.C., Sheridan, J. und Rockwell, D. (1995) Kármán vortex formation from a cylinder: Role of phase-locked Kelvin-Helmholtz vortices. *Phys. Fluids*, **7**(9): 2288–2290.
- Cierpka, C. (2004) Messung des Geschwindigkeitsfeldes an einer angestellten Platte unter dem Einfluss zeitlich periodischer Lorentzkräfte. Diplomarbeit, TU Dresden.
- Cowley, S.J. (2001) Laminar boundary-layer theory: A 20<sup>th</sup> century paradox? In H. Aref und J. Philips, Hg., *ICTAM 2000*, Kluwer, 389–411.
- Crausse, É. und Cachon, P. (1954) Actions électromagnétiques sur les liquides en mouvement, notamment dans la couche limite d'obstacles immergés. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences*, **238**: 2488–2490.
- Crawford, C.H. und Karniadakis, G.E. (1997) Reynolds stress analysis of EMHD-controlled wall turbulence. Part I. Streamwise forcing. *Phys. Fluids*, **9**: 788–806.
- Culkin, F. und Smith, N.D. (1980) Determination of the concentration of potassium chloride solution having the same electrical conductivity, at 15°C and infinite frequency, as standard seawater of salinity 35.0000‰ (chlorinity 19.37394‰). *IEEE J. Oceanic Engng.*, **5**(1): 22–23.
- Cummings, R.M., Morton, S.A. und Siegel, S.G. (2003) Computational simulation and experimental measurements for a delta wing with periodic suction and blowing. *J. Aircraft*, **40**(5): 923–931.
- Dannen, G. (1997) Die Einstein-Szilard Kühlschränke. *Spektrum der Wissenschaften*: 94–100.
- D'Ans, J. und Lax, E. (1949) *Taschenbuch für Chemiker und Physiker*. Springer, Berlin, 2. Aufl.
- Darabi, A. und Wygnanski, I. (2004) Active management of naturally separated flow over a solid surface. Part 1. The forced reattachment process. *J. Fluid Mech.*, **410**: 105–129.
- Davidson, P.A. (1999) Magnetohydrodynamics in materials processing. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **31**: 273–300.
- Davidson, P.A. (2001) *An Introduction to Magnetohydrodynamics*. CUP.
- DECHEMA (1998) *Grundlagen der Technischen Elektrochemie*. Kursunterlagen.
- Detemple-Laake, E. und Eckelmann, H. (1989) Phenomenology of Kármán vortex streets in oscillatory flow. **7**: 217–227.

- Dods, J.B. und Watson, E.C. (1956) The effects of blowing over various trailing-edge flaps on an NACA 0006 airfoil section, comparison with various types of flaps on other airfoil sections, and an analysis of flow and power relationships for blowing systems. NACA-RM-A56C01.
- Drazin, P.G. und Reid, W.H. (1981) Hydrodynamic Stability. Cambridge University Press, Cambridge.
- Du, Y., Beskok, A. und Karniadakis, G.E. (1999) Simulations of a Lorentz force actuator. In Proc. 3<sup>rd</sup> ASME/JSME Joint Fluids Eng. Conf. , San Francisco.
- Du, Y. und Karniadakis, G.E. (2000) Suppressing wall turbulence by means of a transverse traveling wave. Science, **288**: 1230–1234.
- Du, Y., Symeonidis, V. und Karniadakis, G.E. (2002) Drag reduction in wall-bounded turbulence via a transverse travelling wave. J. Fluid Mech., **457**: 1–34.
- Durst, F., Heim, U., Ünsal, B. und Kullik, G. (2003) Mass flow rate control system for time-dependent laminar and turbulent flow investigations. Meas. Sci. Technol., **14**: 893–902.
- Eckelmann, H. (1997) Einführung in die Strömungsmesstechnik. Teubner, Stuttgart.
- Eckert, S. (1998) Experimentelle Untersuchungen turbulenter Flüssigmetall- und Flüssigmetall-Gas-Strömungen in einem äußeren Magnetfeld. Dissertation, TU Dresden.
- Einstein, A. und Szilard, L. (1930) Electrodynamical movement of fluid metals particularly for refrigerating machines. British Patent 303065.
- Ellington, C.P., van den Berg, C., Willmott, A.P. und Thomas, A.L.R. (1996) Leading-edge vortices in insect flight. Nature, **384**: 626–630.
- Fahidy, T.Z. (1999) The effect of magnetic fields on electrochemical processes. In B.E. Conway, Hg., Modern Aspects of Electrochemistry, 32, Kluwer, 333–354.
- Fey, U. (1994) Aufbau einer Versuchsanlage zur Strömungssichtbarmachung und experimentelle Untersuchungen der Nachlauftransition beim Kreiszyylinder. Diplomarbeit, Universität Göttingen, Institut für Angewandte Mechanik und Strömungsphysik.
- Fey, U., König, M. und Eckelmann, H. (1998) A new Strouhal-Reynolds-number relationship for the circular cylinder in the range  $47 < Re < 2 \times 10^5$ . Phys. Fluids, **10**(7): 1547–1549.
- Fiedler, H.E. (2003) Turbulente Strömungen. Vorlesungsskript.
- Filler, J.R., Marston, P.L. und Mih, W.C. (1991) Response of the shear layers separating from a circular cylinder to small-amplitude rotational oscillations. J. Fluid Mech., **231**: 481–499.

- Flachsbart, O. (1932) Geschichte der experimentellen Hydro- und Aerodynamik, insbesondere der Widerstandsforschung. In L. Schiller, Hg., Handbuch der Experimentalphysik, Akademische Verlagsanstalt, Leipzig, Bd. 4.
- Fransson, J.H.M. und Alfredsson, P.H. (2003) On the disturbance growth in an asymptotic suction boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **482**: 51–90.
- Fujimura, K., Izumiya, K., Kawashima, A., Akiyama, E., Habazaki, H., Kumagai, N. und Hashimoto, K. (1999) Anodically deposited manganese–molybdenum oxide anodes with high selectivity for evolving oxygen in electrolysis of seawater. *J. Appl. Electrochem.*, **29**: 765–771.
- Furukawa, H. und Takahashi, T. (2002) Steady streaming around a rotary oscillating circular cylinder in a uniform flow. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **71**(1): 75–80.
- Gad-el-Hak, M. (1989) Control of low-Reynolds-number airfoils: A Review. In T. Mueller, Hg., Low Reynolds Number Aerodynamics, Nr. 54 in Lecture Notes in Engineering, Springer, Berlin.
- Gad-el-Hak, M. (1990) Transition control. In M. Hussaini und R. Voigt, Hg., Instability and Transition, Springer, Berlin, Bd. 1, 319–354.
- Gad-el-Hak, M. (2000) Flow Control: Passive, Active, and Reactive Flow Management. Cambridge University Press.
- Gad-el-Hak, M. (2002) Compliant coatings for drag reduction. *Prog. Aero. Sci.*, **38**: 77–99.
- Gad-el-Hak, M. und Bushnell, D.M. (1991) Separation control: Review. *Journal of Fluids Engineering*, **113**: 5–30.
- Gailitis, A. und Lielausis, O. (1961) On a possibility to reduce the hydrodynamical resistance of a plate in an electrolyte. *Applied Magnetohydrodynamics. Reports of the Physics Institute Riga*, **12**: 143–146, (in Russisch).
- Greenblatt, D. und Wygnanski, I.J. (2000) The control of flow separation by periodic excitation. *Prog. Aero. Sci.*, **36**: 487–545.
- Greenblatt, D. und Wygnanski, I.J. (2001) Use of periodic excitation to enhance airfoil performance at low Reynolds numbers. *J. Aircraft*, **38**(1): 190–192.
- Griffin, O.M. (1988) Flow similitude and vortex lock-on in bluff body near wakes. *Phys. Fluids A*, **1**(4): 697–703.
- Griffin, O.M. und Hall, M.S. (1991) Review – vortex shedding lock-on and flow control in bluff body wakes. *J. Fluids Engng.*, **113**: 526–537.

- Grinberg, E. (1961) On determination of properties of some potential fields. Applied Magnetohydrodynamics. Reports of the Physics Institute Riga, **12**: 147–154, (in Russian).
- Gruß, S., Fuchs, G., Krabbes, G., Verges, P., Stöver, G., Müller, K.H., Fink, J. und Schulz, L. (2001) Superconducting bulk magnets: Very high trapped fields and cracking. Appl. Phys. Lett., **79**(19): 3131–3133.
- Gursul, I., Lin, H. und Ho, C.M. (1991) An airfoil with  $C_L > 10$ . Phys. Fluids A, **3**: 2030.
- Hamann, C. und Vielstich, W. (1998) Elektrochemie. Wiley–VCH, Weinheim, New York.
- Hasegawa, H., Fujimoto, M., Phan, T.D., Rème, H., Balogh, A., Dunlop, M.W., Hashimoto, C. und TanDokoro, R. (2004) Transport of solar wind into earth’s magnetosphere through rolled–up Kelvin–Helmholtz vortices. Nature, **430**: 755–758.
- Hattay, F.H., O’Sullivan, P.L. und Biringen, S. (1997) Numerical simulation of secondary flows in channels driven by applied Lorentz forces. J. Thermophysics and Heat Transfer, **11**(3): 446–453.
- Heitz, E. und Kreysa, G. (1986) Principles of Electrochemical Engineering. VCH, Weinheim.
- Henoch, C. und Stace, J. (1995) Experimental investigation of a salt water turbulent boundary layer modified by an applied streamwise magnetohydrodynamic body force. Phys. Fluids, **7**: 1371–1383.
- Heringhaus, E. (1982) Trägerfrequenz– und Gleichspannungs–Messverstärker für das Messen mechanischer Größen – ein Systemvergleich aus anwendungstechnischer Sicht. Messtechnische Briefe, **18**(2).
- Herrmannsdörfer, T., Krug, H., Pobell, F., Zherlitsyn, S., Eschrig, H., Freudenberger, J., Müller, K.H. und Schultz, L. (2003) The high field project at Dresden/Rossendorf: A pulsed 100 T/10 ms laboratory at an infrared free–electron–laser facility. J. Low Temperature Physics, **133**(1/2): 41–59.
- Herron, I.H., Von Kerczek, C.H. und Tozzi, J. (1985) Instability characteristics of the asymptotic suction profile. J. Appl. Mech., **52**: 487.
- Ho, C.M. (1982) Local and global dynamics of free shear layers. In T. Cebeci, Hg., Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows, Springer, New York, Kap. 30, 521–534.
- Ho, C.M. und Huerre, P. (1984) Perturbed free shear layers. Annu. Rev. Fluid Mech., **16**: 365–424.
- Hsiao, F.B. (2003) Persönliche Mitteilung.

## Literaturverzeichnis

- Hsiao, F.B., Liu, C.F. und Shyu, J.Y. (1990) Control of wall-separated flow by internal acoustic excitation. *AIAA Journal*, **28**(8): 1440–1446.
- Huang, X.Y. (1996) Feedback control of vortex shedding from a circular cylinder. *Exp. Fluids*, **20**(3): 218–224.
- Huerre, P. (2000) Open shear flow instabilities. In G. Batchelor, H. Moffat und M. Worster, Hg., *Perspectives in Fluid Dynamics*, CUP, Cambridge, UK, Kap. 4, 159–229.
- Hughes, T.H. und Reid, W.H. (1965) On the stability of the asymptotic suction boundary-layer profile. *J. Fluid Mech.*, **23**: 715–735.
- Hurley, D.G. (1959) The use of boundary-layer control to establish free stream-line flows. In T. von Kármán, Hg., *Advances in Aeronautical Sciences*, Pergamon Press, Bd. 2, 662–708.
- Iglisch, R. (1944) Exakte Berechnung der laminaren Reibungsschicht an der längsange-strömten ebenen Platte mit homogener Absaugung. *Schriften d. dt. Akad. d. Luft-fahrtforschung*, **8B**(1): 1–51.
- Jiménez, J. (2000) Turbulence. In G. Batchelor, H. Moffat und M. Worster, Hg., *Perspectives in Fluid Dynamics*, CUP, Cambridge, UK, Kap. 5, 231–288.
- Joslin, R.D. (1998a) Aircraft laminar flow control. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **30**: 1–29.
- Joslin, R.D. (1998b) Overview of laminar flow control. NASA/TP–1998–208705.
- Joslin, R.D., Horta, L.G. und Chen, F.J. (1999) Transitioning active flow control to applications. In 30<sup>th</sup> AIAA Fluid Dynamics Conference, Norfolk, VA, AIAA–paper 99–3575.
- Kasper, W.A. (1974) Aircraft wing with vortex generation. US Patent 3,831,885.
- Katz, Y., Nishri, B. und Wygnanski, I. (1989) The delay of turbulent boundary layer separation by oscillatory active control. *Phys. Fluids A*, **1**(2): 179–181.
- Kelly, M.W. (1956) Analysis of some parameters used in correlating blowing-type boundary-layer control data. NACA–RM–A56F12.
- Kim, S.J. und Lee, C.M. (2000) Investigation of the flow around a circular cylinder under the influence of an electromagnetic force. **28**: 252–260.
- Kiya, M., Shimizu, M. und Mochizuki, O. (1997) Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.*, **342**: 119–139.
- Kneisel, E. (2003) Numerische und experimentelle Untersuchungen zur elektromagnetisch beeinflussten Grenzschicht. *Techn. Ber.*, TU Dresden.



- Knight, M. und Bamber, M.J. (1929) Wind tunnel tests on airfoil boundary layer control using a backward opening slot. NACA-TN-323.
- Knörnschild, U. (2001) Untersuchungen zum laminar-turbulenten Transitionsprozess bei Anregung und Dämpfung schräglaufer Tollmien-Schlichting-Wellen. Dissertation, TU Dresden.
- Kobayashi, R. (1972) Hydromagnetische Stabilität laminarer Grenzschicht an einer längs-angeströmten ebene Platte. ZAMP, **23**: 341–352.
- Konigorski, D. (2002) Executive summary of the electrodynamic heatshield study. Techn. Ber. EDH-SI-TN 004, Astrium GmbH.
- Konigorski, D. (2003) MHD in space transportation – an industrial view. In ILG-MHD International Workshop on Applied Magnetohydrodynamics - State of the Art, Bologna.
- Koopmann, G.H. (1967) The vortex wakes of vibrating cylinders at low Reynolds numbers. J. Fluid Mech., **27**: 501–512.
- Kramer, M. (1932) Die Zunahme des Maximalauftriebes von Tragflügeln bei plötzlicher Anstellwinkelvergrößerung. Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt: 185–189, auch als NACA-TM-678.
- Kraus, A. (1999) Anmerkungen der HDW zur praktischen Verwendbarkeit einer elektromagnetischen Beeinflussung der Grenzschicht. Techn. Ber., Howaldtswerke Deutsche Werft AG, Kiel.
- Lachmann, G.V. (1956) Allgemeine Probleme der Grenzschichtsteuerung. Jahrbuch der WGL: 132–144.
- Lakin, W.D. und Reid, W.H. (1982) Asymptotic analysis of the Orr–Sommerfeld problem for boundary–layer flows. Q. J. Mech. appl. Math., **35**: 69–89.
- Launder, B.E. und Spalding, D.B. (1972) Mathematical Models of Turbulence. Academic Press, London.
- Lautenschläger, K.H. (1992) Wir wiederholen Chemie: Elektrochemie. Fachbuchverlag Leipzig–Köln.
- Lee, C. und Kim, J. (2002) Control of the viscous sublayer for drag reduction. Phys. Fluids, **14**(7): 2523–2529.
- Lee, C.B., Hong, Z.X., Kachanov, Y.S., Borodulin, V.I. und Gaponenko, V.V. (2000) A study in transitional flat plate boundary layers: measurement and visualization. **28**: 243–251.
- Lee, M. und Ho, C.M. (1990) Lift force of delta wings. Appl. Mech. Rev., **43**(9): 209–221.

## Literaturverzeichnis

- Leven, R.W., Koch, B.P. und Pompe, B. (1989) Chaos in dissipativen Systemen. Akademie-Verlag, Berlin.
- Lide, D.R., Hg. (1995) CRC Handbook of Chemistry and Physics. CRC Press, Boca Raton, 76. Aufl.
- Liebe, W. (1979) Der Auftrieb am Tragflügel: Entstehung und Zusammenbruch. *Aerokurier*, (12): 1520–1523.
- Lielausis, O. (1961) Die Wirkung elektromagnetischer Kräfte auf die Strömung flüssiger Metalle und Elektrolyte. Dissertation, Akademie der Wissenschaften der Lettischen SSR, Institut für Physik, Riga, (in Russisch).
- Lielausis, O., Gailitis, A. und Dukure, R. (1991) Boundary layer control by means of electromagnetic forces. In Proc. of Int. Conf. on Energy Transfer in MHD flows, Cadarache, France, 5–9.
- Liepmann, H.W., Brown, G.L. und Nosenchuck, D.M. (1982) Control of laminar–instability waves using a new technique. *J. Fluid Mech.*, **118**: 187–200.
- Lissaman, P.B.S. (1983) Low–Reynolds–number airfoils. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **15**: 223–2239.
- Lu, X.Y. und Sato, J. (1996) A numerical study of flow past a rotationally oscillating circular cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, **10**: 829–849.
- Lugt, H.J. (1979) *Wirbelströmungen in Natur und Technik*. Verlag G. Braun, Karlsruhe.
- Lumley, J. und Blossey, P. (1998) Control of turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **30**: 311–327.
- Lumley, J.L. (1964) The reduction of skin friction drag. In *5<sup>th</sup> Symposium on Naval Hydrodynamics, Ship Motions and Drag Reduction.*, Bergen, Norway, 915–946.
- Margalit, S., Greenblatt, D., Seifert, A. und Wagnanski, I. (2002) Active flow control of a delta wing at high incidence using segmented piezoelectric actuators. In *1<sup>st</sup> Flow Control Conference*, St. Louis, MO, AIAA–paper 2002–3270.
- Mauri, S. (2002) Simulation and Flow Analysis of an Elbow Diffusor. Dissertation, École Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- Maxworthy, T. (1981) The fluid dynamics of insect flight. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **13**: 329–350.
- McCormick, D.C. (2000) Boundary layer separation control with directed synthetic jets. In *38<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, AIAA–paper 2000–0519.
- McCroskey, W.J. (1981) Unsteady airfoils. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **14**: 285–311.

- Meng, J.C.S., Henoch, C.D. und Hrubec, J.D. (1994) Seawater electromagnetohydrodynamics: a new frontier. *Magnetohydrodynamics*, **30**(4): 401–418.
- Meyer, R.C. (1958) On reducing aerodynamic heat-transfer rates by magnetohydrodynamic techniques. *J. Aerospace Sci.*, **25**(6): 561–566, 572.
- Meyer, R.X. (1967) Magnetohydrodynamic method and apparatus. US Patent 3,360,220.
- Michalke, A. (1972) The instability of free shear layers. *Prog. Aero. Sci.*, **12**: 213–239.
- Miles, R. (2003) MHD in cold air for scramjet inlet control and power extraction: Experiments and theory. In *ILG-MHD International Workshop on Applied Magnetohydrodynamics - State of the Art*, Bologna.
- Mittal, R., Kotapati, R.B. und Cattafesta III, L.N. (2005) Numerical study of resonant interactions and flow control in a canonical separated flow. In *43<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, AIAA-paper 2005–1261.
- Mittal, R. und Rampungoon, P. (2002) On the virtual aeroshaping effect of synthetic jets. *Phys. Fluids*, **14**(4): 1533–1536.
- Modi, V.J. (1997) Moving surface boundary layer control: a review. *Journal of Fluids and Structures*, **11**: 627–663.
- Moffatt, H.K. (1991) Electromagnetic stirring. *Phys. Fluids A*, **3**(5): 1336–1343.
- Moin, P. und Bewley, T. (1994) Feedback control of turbulence. *Appl. Mech. Rev.*, **47**: S3–S13.
- Moore, F.K. (1957) On the separation of the unsteady laminar boundary layer. In H. Görtler, Hg., *Grenzschichtforschung*, Springer, Freiburg/Breisgau, 296–311.
- Morkovin, M.V. (1964) Flow around circular cylinders – a kaleidoscope of challenging fluid phenomena. In A. Hansen, Hg., *Proc. Symp. on Fully Separated Flows*, ASME, New York, 102–118.
- Morkovin, M.V. (1991) Panoramic view of changes in vorticity distribution in transition instabilities and turbulence. In *ASME FED*, ASME, Bd. 114, 1–12.
- Motora, S. und Takezawa, S. (1994) Development of MHD ship propulsion and results of sea trials of an experimental ship YAMATO–1. In *2<sup>nd</sup> Int. Conf. Energy Transfer in MHD Flows*, Aussois, France, 501–510.
- Mueller, T.J. und DeLaurier, J.D. (2003) Aerodynamics of small vehicles. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **35**: 89–111.
- Müller, K.H., Krabbes, G., Fink, J., Groß, S., Kirchner, A., Fuchs, G. und Schultz, L. (2001) New permanent magnets. *J. Magn. Magn. Mater.*, **226–230**: 1370–1376.

## Literaturverzeichnis

- Mutschke, G. (1998) Numerische Lösung der Grenzschichtgleichung mit wandparalleler Lorentzkraft, persönliche Mitteilung.
- Mutschke, G. (2003) Numerische Simulationen zur Profilmströmung mit oszillierenden elektromagnetischen Kräften. Techn. Ber., FZ Rossendorf.
- Mutschke, G., Gerbeth, G., Albrecht, T. und Grundmann, R. (2005) Separation control at hydrofoils using Lorentz forces. Eur. J. Mech. B/Fluids, im Druck.
- Mutschke, G., Gerbeth, G., Shatrov, V. und Tomboulides, A. (1997) Two- and three-dimensional instabilities of the cylinder wake in an aligned magnetic field. Phys. Fluids, **9**(11): 3114–3116.
- Neuringer, J.L. und Rosensweig, R.E. (1964) Ferrohydrodynamics. Phys. Fluids, **7**(12): 1927–1937.
- Nosenchuck, D.M. (1996) Direct turbulent boundary layer control on an axisymmetric body using the Lorentz force. In 4<sup>th</sup> AIAA shear-Flow Control Conference.
- Nosenchuck, D.M. und Brown, G.L. (1993) Discrete spatial control of wall shear stress in a turbulent boundary layer. In R.M.C. So, C.G. Speziale und B.E. Launder, Hg., Near-Wall Turbulent Flows, Elsevier, 689–698.
- Nosenchuck, D.M., Brown, G.L., Culver, H.C., Eng, T.I. und Huang, I.S. (1995) Spatial and temporal characteristics of boundary layers controlled with the Lorentz force. In 12<sup>th</sup> Australian Fluid Mechanics Conference, Sydney.
- Okajima, A., Nakamura, A., Kosugi, T., Uchida, H. und Tamaki, R. (2004) Flow-induced in-line oscillation of a circular cylinder. Eur. J. Mech. B/Fluids, **23**: 115–125.
- Ongoren, A. und Rockwell, D. (1988a) Flow structure from an oscillating cylinder Part 1. Mechanisms of phase shift and recovery in the near wake. J. Fluid Mech., **191**: 197–223.
- Ongoren, A. und Rockwell, D. (1988b) Flow structure from an oscillating cylinder Part 2. Mode competition in the near wake. J. Fluid Mech., **191**: 225–245.
- Oster, D. und Wagnanski, I. (1982) The forced mixing layer between parallel streams. J. Fluid Mech., **123**: 91–130.
- O’Sullivan, P. und Biringen, S. (1998) Direct numerical simulations of low Reynolds number turbulent channel flow with emhd control. Phys. Fluids, **10**(5): 1169–1181.
- Pack, L.G. und Joslin, R.D. (1998) Overview of active flow control at NASA Langley Research Center. In 5<sup>th</sup> Annual International Symposium on Smart Structures and Materials, SPIE, San Diego.

- Pack, L.G., Scheffler, N.W. und Yao, C.S. (2002) Active control of separation from the slat shoulder of a supercritical airfoil. In 1<sup>st</sup> Flow Control Conference, St. Louis, MO, AIAA–paper 2002–3156.
- Pack Melton, L.G. und Yao, C.S. (2003) Active control of separation from the flap of a supercritical airfoil. In 33<sup>rd</sup> AIAA Fluid Dynamics Conference, Orlando, FL, AIAA–paper 2003–4005.
- Pack Melton, L.G., Yao, C.S. und Seifert, A. (2004) Application of excitation from multiple locations on a simplified high–lift system. In 2<sup>nd</sup> Flow Control Conference, Portland, OR, AIAA–paper 2004–2324.
- Pai, S.I. (1962) Magnetogasdynamics and Plasma Dynamics. Springer, Wien.
- Pang, J. und Choi, K.S. (2004) Turbulent drag reduction by Lorentz force oscillation. Phys. Fluids, **16**(5): L35–L38.
- Patnaik, B.S.V. und Wei, G.W. (2002) Controlling wake turbulence. Phys. Rev. Letters, **88**(5): 054502.
- Patrick, R.M. (1956) Magneto–Hydrodynamics of Compressible Fluids. Dissertation, Cornell University.
- Poisson-Quinton, P.H. (1956) Einige physikalische Betrachtungen über das Ausblasen an Tragflügeln. Jahrbuch der WGL: 29–51.
- Poncet, P. (2002) Vanishing of mode B in the wake behind a rotationally oscillating circular cylinder. Phys. Fluids, **14**(6): 2021–2023.
- Pope, A. (1954) Wind Tunnel Testing. John Wiley & Sons, New York.
- Posdziech, O. und Grundmann, R. (2001) Electromagnetic control of seawater flow around circular cylinders. Eur. J. Mech. B/Fluids, **20**: 255–274.
- Pralits, J.O. und Hanifi, A. (2003) Optimization of steady suction for disturbance control on infinite swept wings. Phys. Fluids, **15**(9): 2756–2772.
- Prandtl, L. (1904) Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. In Verhandlg. III. Intern. Math. Kongr., Heidelberg, 484–491.
- Prandtl, L. (1925) Magnuseffekt und Windkraftschiff. Naturwissenschaften, **13**: 93–108.
- Prandtl, L. (1935) The mechanics of viscous fluids. In W.F. Durand, Hg., Aerodynamic Theory, Springer, Berlin, Bd. III, Kap. G, 34–208.
- Prandtl, L. (1956) Führer durch die Strömungslehre. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 4. Aufl.

## *Literaturverzeichnis*

- Prandtl, L. (1965) Führer durch die Strömungslehre. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 6. Aufl.
- Prandtl, L. und Tietjens, O.G. (1957) Applied Hydro- and Aeromechanics. Dover.
- Prasad, A. und Williamson, C.H.K. (1996) The instability of the separated shear layer from a bluff body. *Phys. Fluids*, **8**: 1347–1349.
- Rae, W.H. und Pope, A. (1984) Low-Speed Wind Tunnel Testing. John Wiley & Sons, New York.
- Ravindran, S.S. (1999) Active control of flow separation over an airfoil. NASA-TM-1999-209838.
- Reed, H.L., Saric, W.S. und Arnal, D. (1996) Linear stability theory applied to boundary layers. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **28**: 389–428.
- Resler, E.L. und Sears, W.R. (1958) The prospects for Magneto-Aerodynamics. *J. Aero. Sci.*, **25**: 235–245,258.
- Rice, W.A. (1961) Propulsion system. US Patent 2,997,013.
- Riegels, F.W. (1958) Aerodynamische Profile: Windkanal-Messergebnisse und Theoretische Unterlagen. Oldenbourg, München.
- Riley, N. (2001) Steady streaming. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **33**: 43–65.
- Rosenhead, L., Hg. (1963) Laminar Boundary Layers. Clarendon Press, Oxford.
- Rosensweig, R.E. (1985) Ferrohydrodynamics. Cambridge University Press.
- Roshko, A. (1954) On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies. NACA-TN-3169.
- Rossi, L. und Thibault, J.P. (2002) Investigation of wall normal electromagnetic actuator for seawater flow control. *J. Turbulence*, **3**(005).
- Rossow, V.J. (1957) On flow of electrically conducting fluids over a flat plate in the presence of a transverse magnetic field. NACA-TN-3971.
- Rossow, V.J. (1991) Lift enhancement by trapped vortex. In A. Whitehead, Hg., First Annual High-Speed Research Workshop, NASA, Williamsburg, Virginia, 1791–1806, NASA-CP-10087-Pt-4.
- Samet, M.M. und Petersen, R.A. (1988) Effects of excitation level on the stability of an axisymmetric mixing layer. *Phys. Fluids*, **31**(11): 3246–3252.
- Saric, S.S. und Reed, H.L. (2003) Crossflow instabilities – theory & technology. AIAA-paper 2003-0771.

- Schatz, M., Knacke, T., Thiele, F., Meyer, R., Hage, W. und Bechert, D.W. (2004) Separation control by self-activated movable flaps. AIAA-paper 2004-1243.
- Schetz, J.A. (1993) Boundary Layer Analysis. Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- Schlichting, H. (1941) Vortragsreihe Grenzschichttheorie. Teil A: Laminare Strömungen. Zentrale für Wissenschaftliches Berichtswesen der Luftfahrtforschung des Generalluftzeugmeisters (ZWB) Berlin Adlershof, Übersetzt als "Lecture Series 'Boundary Layer Theorie'. Part I – Laminar Flows. NACA-TM-1217, 1949.
- Schlichting, H. (1958) Grenzschicht-Theorie. Verlag G. Braun, Karlsruhe, 3. Aufl.
- Schlichting, H. (1959) Entstehung der Turbulenz. In S. Flügge, Hg., Handbuch der Physik, Strömungsmechanik 1, Springer, Berlin, Bd. VIII/1, 351-450.
- Schlichting, H. (1965) Grenzschicht-Theorie. Verlag G. Braun, Karlsruhe, 5. Aufl.
- Schlichting, H. und Ulrich, A. (1940) Zur Berechnung des Umschlages laminar/turbulent. Ber. Lilienthal-Ges. Luftfahrtf. S10: 75-135, Jb. dtsh. Luftfahrtf. **1**, 8-35 (1942).
- Schmid, P.J. und Henningson, D.S. (2001) Stability and Transition in Shear Flows. Springer, New York.
- Schmitz, F.W. (1942) Aerodynamik des Flugmodells. Tragflügelmessungen I. C.J.E. Volckmann Nachf. E. Wette, Berlin-Charlottenburg.
- Schmitz, F.W. (1953) Zur Aerodynamik der kleinen Reynolds-Zahlen. Jahrbuch der WGL: 149-166.
- Schneider, L. (2002) Persönliche Mitteilung.
- Schubauer, G.B. und Klebanoff, P.S. (1956) Contributions on the mechanics of boundary layer transition. NACA Rep. 1289.
- Schwier, W. (1943) Blasversuche zur Auftriebssteigerung am Profil 23015 mit verschiedenen Klappenformen. Techn. Ber. FN 1865, Zentrale f. wiss. Berichtswesen, Berlin-Adlershof.
- Scott Collins, S., Joslin, R.D., Seifert, A. und Theofilis, V. (2004) Issues in active flow control: theory, control, simulation, and experiment. Prog. Aero. Sci., **40**: 237-289.
- Seifert, A., Bachar, T., Koss, D., Shephelovich, M. und Wygnanski, I. (1993) Oscillatory blowing: A tool to delay boundary-layer separation. AIAA Journal, **31**(11): 2051-2060.
- Seifert, A., Darabi, A. und Wygnanski, I. (1996) Delay of airfoil stall by periodic excitation. J. Aircraft, **33**(4): 691-699.

## Literaturverzeichnis

- Seifert, A., Greenblatt, D. und Wygnanski, I.J. (2004) Active separation control: an overview of Reynolds and Mach numbers effects. *Aerospace Science and Technology*, **8**: 569–582.
- Seifert, A. und Pack, L.G. (1998) Oscillatory control of separation at high Reynolds numbers. AIAA–paper 98–0214.
- Seifert, A. und Pack, L.G. (2000) Separation control at flight Reynolds numbers: Lessons learned and future directions. In *Fluids 2000*, Denver, CO, AIAA–paper 2000–2542.
- Severin, J. (1999) Der Einfluß der Wärmeübertragung auf die Stabilität von Strömungen. Dissertation, TU Chemnitz.
- Shatrov, V. und Gerbeth, G. (2005) On magnetohydrodynamic drag reduction and its efficiency. In *Joint 15<sup>th</sup> Riga and 6<sup>th</sup> PAMIR Int. Conf. Fundamental and Applied MHD*, Riga–Jurmala, Latvia, Bd. 1, 149–152.
- Shatrov, V. und Mutschke, G. (1998) Spektrales Verfahren zur Lösung der zweidimensionalen Navier–Stokes–Gleichung in  $\psi$ – $\omega$ –Formulierung, persönliche Mitteilung.
- Shercliff, J.A. (1965) A textbook of magnetohydrodynamics. Pergamon Press, Oxford.
- Shiels, D. und Leonard, A. (2001) Investigation of a drag reduction on a circular cylinder in rotary oscillation. *J. Fluid Mech.*, **431**: 297–322.
- Shtern, A.G. (1970) Feasibility of modifying the boundary layer by crossed electric and magnetic fields. *Magnitnaya Gidrodinamika*, **6**(3): 124–128, (in Russisch).
- Siestrunck, R. (1961) General theory of the jet flap in two–dimensional flow. In G. Lachmann, Hg., *Boundary Layer and Flow Control*, Pergamon Press, Bd. 2, 342–364.
- Sigurdson, L.W. (1995) The structure and control of a turbulent reattaching flow. *J. Fluid Mech.*, **298**: 139–165.
- Siller, H.A. und Fernholz, H.H. (1999) Projekt RaWid: Experimentelle Untersuchungen einer ablösenahen turbulenten Grenzschicht mit aktiver Beeinflussung des Ablöseverhaltens. Techn. Ber., Hermann–Föttinger–Institut für Strömungsmechanik, TU Berlin.
- Sirovich, L. und Karlsson, S. (1997) Turbulent drag reduction by passive mechanisms. *Nature*, **388**: 753–755.
- Smith, A.M.O. (1975) High–lift aerodynamics. *J. Aircraft*, **12**(6): 501–530.
- Spalart, P., Hedges, L., Shur, M. und Travin, A. (2003) Simulation of active flow control on a stalled airfoil. *Flow, Turbulence and Combustion*, **71**: 361–373.
- Sreenivasan, K.R. (1982) Laminarescent, relaminarizing and retransitional flows. *Acta Mechanica*, **44**: 1–48.



- Srinivas, K. und Fujisawa, N. (2003) Effect of rotational oscillation upon fluid forces about a circular cylinder. *J. Wind Engng. Ind. Aerodyn.*, **91**: 637–652.
- Srygley, R.B. und Thomas, A.L.R. (2002) Unconventional lift-generating mechanisms in free-flying butterflies. *Nature*, **420**: 660–664.
- Stanewsky, E. (2001) Adaptive wing and flow control technology. *Prog. Aero. Sci.*, **37**: 583–667.
- Stansby, P.K. (1976) The locking-on of vortex shedding due to the cross-stream vibration of circular cylinders in uniform and shear flows. *J. Fluid Mech.*, **74**: 641–655.
- Stefani, F., Gerbeth, G. und Gailitis, A. (2002) Lenz rule liquified: Understanding magnetic field saturation in the Riga dynamo experiment. In 5<sup>th</sup> Int. pamir Conf. on Fundamental and Applied MHD, Ramatuelle, France, Bd. 2, VI-53–VI-58.
- Strazisar, A.J., Reshotko, E. und Prahl, J.M. (1977) Experimental study of the stability of heated laminar boundary layers in water. *J. Fluid Mech.*, **83**(2): 225–247.
- Streit, G. und Thomas, F. (1962) Experimentelle und theoretische Untersuchungen an Ausblaseflügeln und ihre Anwendung beim Flugzeugentwurf. *Jahrbuch der WGL*: 119–132.
- Stuart, J.T. (1963) *Laminar Boundary Layers*, Dover, Kap. Hydrodynamic Stability.
- Stuart, J.T. (1966) Double boundary layers in oscillatory viscous flow. *J. Fluid Mech.*, **24**: 673–687.
- Stuetzer, O.M. (1962) Magnetohydrodynamics and Electrohydrodynamics. *Phys. Fluids*, **5**(5): 534–544.
- Sturzebecher, D. und Nitsche, W. (2003) Active cancellation of Tollmien–Schlichting instabilities on a wing using multi-channel sensor actuator systems. *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, **24**(4): 572–583.
- Takahashi, T. (1999) The secondary flow around an oscillating circular cylinder in a uniform flow. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **68**(8): 2585–2591.
- Takezawa, S., Tamama, H., Sugawawa, K., Sakai, H., Matsuyama, C., Morita, H., Suzuki, H. und Ueyarna, Y. (1995) Operatuion of the thruster for superconducting electromagnetic hydrodynamic propulsion ship “yamato 1”. *Bulletin of the M.E.S.J.*, **23**(1): 46–55.
- Talley, S. und Mungal, G. (2002) Flow around cactus-shaped cylinders. In *Annual Research Briefs*, Center for Turbulence Research, Stanford, 363–376.
- Taneda, S. (1978) Visual observations of the flow past a circular cylinder performing a rotary oscillation. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **45**(3): 1038–1043.

## Literaturverzeichnis

- Telegdi, V.L. (2000) Szilard as inventor: Accelerators and more. *Physics Today*: 25–28.
- Tempelmeyer, K.E. (1991) Electrical characteristics of the electrolysis process in an MHD seawater thruster. In *Int. Conf. on Energy Transfer in MHD Flows*, 29–34.
- Thess, A. (1996) Vorlesung Magnetofluidodynamik. Mitschrift.
- Thess, A. und Gerbeth, G. (1998) Magneto hydrodynamik. *Phys. Bl.*, **54**(2): 125–130.
- Thibault, J.P. (1999) Persönliche Mitteilung.
- Thibault, J.P. und Rossi, L. (2003) Electromagnetic flow control: characteristic numbers and flow regimes of a wall-normal actuator. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**: 2559–2568.
- Thomas, A.L.R., Taylor, G.K., Srygley, R.B., Nudds, R.L. und Bomphrey, R.J. (2004) Dragonfly flight: free-flight and tethered flow visualizations reveal a diverse array of unsteady lift-generating mechanisms, controlled primarily via angle of attack. *J. Exp. Biol.*, **207**: 4299–4323.
- Thwaites, B. (1960) *Incompressible Aerodynamics*. Oxford University Press.
- Tokumar, P.T. und Dimotakis, P.E. (1991) Rotary oscillation control of a cylinder wake. *J. Fluid Mech.*, **224**: 77–90.
- Tomita, M. und Murakami, M. (2003) High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields over 17 Tesla at 29 K. *Nature*, **421**: 517–520.
- Triantafyllou, G.S. und Karniadakis, G.E. (1990) Computational reducibility of unsteady viscous flows. *Phys. Fluids A*, **2**(5): 653–656.
- Tritton, D.J. (1988) *Physical Fluid Dynamics*. Oxford University Press, New York.
- Tsinober, A.B. und Shtern, A.G. (1967) On the possibility to increase the stability of the flow in the boundary layer by means of crossed electric and magnetic fields. *Magnitnaya Gidrodinamika*, **3**(2): 152–154, (in Russisch).
- Tyler, R.H., Sanford, T.B. und Unsworth, M.J. (1998) Propagation of electromagnetic fields in the coastal ocean with applications to underwater navigation and communication. *Radio Science*, **33**(4): 967–987.
- Ulrich, A. (1944) Theoretische Untersuchungen über die Widerstandersparnis durch Laminarhaltung mit Absaugung. *Schriften d. dt. Akad. d. Luftfahrtforschung*, **8B**(2): 53–91.
- Valdès, L.C. und Santens, D. (2000) Influence of permanent turbulent air flow on acoustic streaming. *J. Sound Vib.*, **230**(1): 1–29.
- Videler, J.J., Stamhuis, E.J. und Povel, G.D.E. (2004) Leading-edge vortex lift Swifts. *Science*, **306**: 1960–1962.

- Wazzan, A.R., Gazley, C. und Smith, A.M.O. (1979) Tollmien–Schlichting waves and transition. *Prog. Aero. Sci.*, **18**: 351–392.
- Wazzan, A.R., Okamura, T. und Smith, A.M.O. (1968) The stability of water flow over heated and cooled flat plates. *Trans. ASME C: J. Heat Transfer*, **90**: 109–113.
- Wei, T., Schmidt, R. und McMurtry, P. (2005) Comment on the Clauser chart method for determining the friction velocity. *Exp. Fluids*, **38**: 695–699.
- Wei, T. und Smith, C.R. (1986) Secondary vortices in the wake of circular cylinders. *J. Fluid Mech.*, **169**: 513–533.
- Weier, T., Fey, U., Gerbeth, G., Lammers, G., Hoffmann, L., Jensen, G., Lielausis, O. und Platacis, E. (2001) Elektromagnetisches Hochleistungsrunder II. *Techn. Ber., FZR*.
- Weier, T. und Gerbeth, G. (2003) Elektromagnetisches Hochleistungsrunder V: Oszillierende Anregung der abgelösten Strömung II. *Techn. Ber., FZR*.
- Weier, T. und Gerbeth, G. (2004) Control of separated flows by time–periodic Lorentz forces. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, **23**: 835–849.
- Weier, T., Gerbeth, G., Lammers, G. und Hoffmann, L. (2002) Elektromagnetisches Hochleistungsrunder IV: Oszillierende Anregung der abgelösten Strömung. *Techn. Ber., FZR*.
- Weier, T., Gerbeth, G., Mutschke, G., Lielausis, O. und Lammers, G. (2003) Control of flow separation using electromagnetic forces. *Flow, Turbulence and Combustion*, **71**: 5–17.
- Weier, T., Gerbeth, G., Mutschke, G., Platacis, E. und Lielausis, O. (1998) Experiments on cylinder wake stabilization in an electrolyte solution by means of electromagnetic forces localized on the cylinder surface. *Experimental Thermal and Fluid Science*, **16**: 84–91.
- Weier, T., Hüller, J., Gerbeth, G. und Weiß, F.P. (2005) Lorentz force influence on momentum and mass transfer in natural convection copper electrolysis. *Chem. Eng. Sci.*, **60**: 293–298.
- Weiß, F. (1980) Das Manövriekonzept der MOBIL JADE. *Schiff & Hafen/Kommando- brücke*, **32**(4): 100–102.
- Wendt, H. und Kreysa, G. (1999) *Electrochemical Engineering*. Springer, Berlin.
- White, F.M. (1991) *Viscous Fluid Flow*. McGraw Hill, New York, 2. Aufl.
- Wiegardt, K. (1974) *Theoretische Strömungslehre*. B. G. Teubner, Stuttgart.
- Wilde, K. (1978) *Wärme- und Stoffübergang in Strömungen*, Bd. 1. Steinkopff, Darmstadt.

*Literaturverzeichnis*

- Williamson, C.H.K. (1996) Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **28**: 477–539.
- Wu, J.Z., Lu, X.Y., Denny, A., Fan, M. und Wu, J.M. (1998) Post–stall flow control on an airfoil by local unsteady forcing. *J. Fluid Mech.*, **371**: 21–58.
- Wu, J.Z., Wu, X.H. und Wu, J.M. (1993) Streaming vorticity flux from oscillating walls with finite amplitude. *Phys. Fluids A*, **5**(8): 1933–1938.
- Wu, X.H., Wu, J.Z. und Wu, J.M. (1991) Streaming effect of wall oscillation to boundary layer separation. AIAA–paper 91-0545.
- Wynanski, I. (1997) Boundary layer and flow control by periodic addition of momentum. In 4<sup>th</sup> AIAA Shear Flow Control Conference, AIAA, Snowmass Village, CO.
- Wynanski, I. (2004) The variables affecting the control of separation by periodic excitation. AIAA–paper 2004-2505.
- Wynanski, I. und Seifert, A. (1994) The control of separation by periodic oscillations. AIAA–paper 94-2608.
- Wynanski, I.J. und Petersen, R.A. (1987) Coherent motion in excited free shear flows. *AIAA Journal*, **25**(2): 201–213.
- Zdravkovich, M.M. (1997) *Flow around circular cylinders*, Bd. 1. Oxford University Press, Oxford.
- Zhilyaev, M.I., Khmel, T.A. und Yakovlev, V.I. (1991) Boundary–layer stability in magnetohydrodynamic streamlining of a plate with an internal source of electromagnetic fields. *Magnitnaya Gidrodinamika*, **27**(2): 76–82, (in Russisch).

## Danksagung

Die in der vorliegenden Arbeit dargestellten Ergebnisse entstanden während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Magnetohydrodynamik des Instituts für Sicherheitsforschung am Forschungszentrum Rossendorf. Diese Tätigkeit wurde durch die finanzielle Förderung der Deutschen Forschungsgemeinschaft und des Bundesministeriums für Bildung und Forschung ermöglicht, wofür ich sehr dankbar bin.

Meinem Betreuer, Prof. R. Grundmann, danke ich sehr herzlich für die stete Diskussionsbereitschaft und viele anregende und wertvolle Hinweise. Seine umfangreichen und lebendig vermittelten Erfahrungen trugen viel zur Ausgestaltung der Arbeit bei.

Prof. F.–P. Weiß gilt mein großer Dank für sein allzeit starkes Interesse am Fortgang der Dissertation und die – auch materielle – Unterstützung, welche er als Direktor des Instituts für Sicherheitsforschung den Arbeiten angedeihen lies. Seine Bereitschaft zur Übernahme eines Koreferats hat mich sehr gefreut.

Prof. G. Jensen war ebenfalls bereit, ein Koreferat zu übernehmen. Ich bin ihm dafür und vor allem für die gute und ausgesprochen angenehme Zusammenarbeit mit der seinerzeit von ihm geleiteten Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt sehr dankbar.

Prof. Vogeler sei für die Leitung der Promotionskommission und Prof. J. Huhn und Dr. J. Stiller für die Bereitschaft zur Übernahme der Prüfungen herzlich gedankt.

Dr. G. Gerbeth verdankt die Abteilung Magnetohydrodynamik ihre Existenz und ein Arbeitsklima, dass anregend und sehr erfreulich ist. Sein Geschick beim Formulieren und Ausgestalten von erfolgreichen Projektanträgen sucht seinesgleichen und die spätere Betreuung der Bearbeiter, zu denen ich mich zählen durfte, ist für diese eine sehr lehrreiche und bereichernde Erfahrung.

Den Mitarbeitern der Werkstatt, B. Nowak, S. Borchardt und H. Kunadt, danke ich für die gewissenhafte und genaue Fertigung vieler, für die Experimente unerlässlicher, Werkstücke. Ohne Ihren Einsatz, der zeitweise auch ungeplant erforderlich war, hätte sich die Arbeit auf den nicht experimentellen Teil beschränken müssen.

Prof. O. Lielausis, Dr. E. Platacis und ihren Kollegen am Institut für Physik in Riga bin ich für rege Diskussionen und entscheidende Anstöße besonders in der Anfangsphase der Arbeit, sowie für die geschickte Anfertigung einer Reihe von Versuchskörpern, die in den Experimenten untersucht wurden, außerordentlich dankbar. Der persönliche Kontakt zu Prof. O. Lielausis als einem der Pioniere auf dem Gebiet der elektromagnetischen Strömungskontrolle war für mich sehr wertvoll.

Das Experimentieren an der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt wurde mir durch die tatkräftige Unterstützung von G. Lammers und L. Hoffmann wesentlich erleichtert.

## *Danksagung*

Ihr Beistand und der heiße Tee nebst schmackhaftem Gebäck haben mich die Stunden im gut gekühlten Umwelttank ohne Erkältung überstehen lassen.

Die hier vorgestellten experimentellen Untersuchungen wurden an der TU Dresden numerisch begleitet. O. Posdziech sei für anregende Diskussionen rund um den Zylinder gedankt. Für interessante Simulationen und Gespräche zur ebenen Platte sowie sein hartnäckiges Interesse an elektromagnetischen Feldern bin ich T. Albrecht sehr dankbar.

Zum Gedeihen der Arbeit haben natürlich auch alle anderen Kollegen der Abteilung Magnetohydrodynamik Anteil, indem jeder für sich zum guten Arbeitsklima beitrug und immer bereit war, auftretende Fragen zu diskutieren und darüber hinaus an vielen Stellen hilfreich zur Seite zu stehen. Ganz besonders dankbar bin ich Dr. U. Fey für die direkte Zusammenarbeit im Elektrolytlabor, seine Arbeit, die zum Aufbau des grossen Elektrolytkanals führte und die vielen praktischen Kniffe, die ich von ihm während seiner Zeit in der Abteilung anschauen durfte. S. Erlebach und T. Gundrum trugen durch ihre theoretischen und vor allem praktischen Kenntnisse der Elektronik wertvolle Bestandteile der Experimentieraufbauten bei. Meinen ersten Kontakt zu Unix verdanke ich Dr. V. Galindo und G. Mutschke, die mir auch bei Aufgaben der Datenverarbeitung und numerischen Gleichungslösung hilfreich zur Seite standen. Das für die hier vorgestellte numerische Untersuchung der Zylinderumströmung verwendete Programm stammt von G. Mutschke und Dr. V. Shatrov, denen ich für die problemlose Überlassung und Einarbeitung in die Benutzung zu Dank verpflichtet bin. Dr. V. Shatrov verdanke ich zudem sehr erhellende Diskussionen zum Thema Kontrolleffizienz. Dr. F. Stefani hatte immer ein offenes Ohr und den entscheidenden Moment Zeit, wenn es darum ging, meinem Verständnis physikalischer Vorgänge aufzuhelfen. Die profunden Kenntnisse der Elektrochemie und wieder vor allem deren praktischer Anwendung, die Dr. J. Hüller einbrachte, waren von großem unmittelbaren Wert für die Experimente, eröffneten aber auch neue Perspektiven. Frau D. Bombis war eine große Hilfe und Erleichterung bei der täglichen Arbeit und nahm mir viele Dinge ab, die zwar nötig, aber nicht unbedingt wissenschaftlicher Natur sind.

M. Pont, E. Kneisel und C. Cierpka, die während ihrer Studienzeit im Themenbereich elektromagnetische Strömungskontrolle in schwach leitfähigen Fluiden tätig waren, sei für ihre sehr sorgfältige Arbeit herzlich gedankt. Sie haben sich erstaunlich schnell eingearbeitet und interessante Ergebnisse erzielt. Das ist besonders deshalb bemerkenswert, weil das Thema etwas weiter ab vom gewöhnlichen Lehrstoff liegt.

Gedankt sei – stellvertretend für viele ungenannte Entwickler – Prof. D. Knuth, R. Stallman und T. de Raadt für Werkzeuge, die den technischen Teil des Schreibens und der Datendarstellung und -verarbeitung zuverlässig und – nach der gebührenden Einarbeitungszeit – erfreulich gestalteten.

Beate und meiner Familie danke ich sehr für die Geduld und das Verständnis, dass sie während der ganzen Zeit mir und meiner Arbeit entgegenbrachten.