EXPERIMENTE ZUR ELEKTROAERODYNAMISCHEN AUFTRIEBSERZEUGUNG MIT EINEM RUHENDEN ZYLINDER

B. Göksel, I. Rechenberg
Institut für Bionik und Evolutionstechnik, TU Berlin
Ackerstr. 71-76, Sekr. ACK1, D-13355 Berlin
Email: berkant.goeksel@elektrofluidsysteme.de

1. EINLEITUNG

Elektroaerodynamische Auftriebserzeugung am ruhenden Zylinder basiert auf elektrostatisch feldinduzierten, tangentialen Ionenwinden auf der Zylinderoberseite. Bei Ionenwindgeschwindigkeiten nahe der Anströmgeschwindigkeit konnten Auftriebsbeiwerte bis 3 gemessen werden.

2. VERSUCHSAUFBAU

Die Versuche wurden an den beiden Freistrahlwindkanälen des Instituts für Bionik und Evolutionstechnik der TU Berlin durchgeführt. Die Hochspannung wurde mit einem auf 0,5 mA strombegrenzten PHYWE-Schulgerät erzeugt. Die maximale Spannung beträgt 25,9 kV (Bild 1).

BILD 1. Hochspannungsnetzteil im Versuch.

2.1. Großer Windkanal

Der Versuchsaufbau am großen Windkanal bestand aus einem 50 cm breiten Acryl-Zylinder mit 10 cm Durchmesser. Der Zylinder mit Endscheiben war drehbar um die Achse gelagert und zur Bestimmung der Auftriebskräfte über dünne Drahtseile mit einer Digitalwaage mit 0,1g Auflösung verbunden (Bild 2).

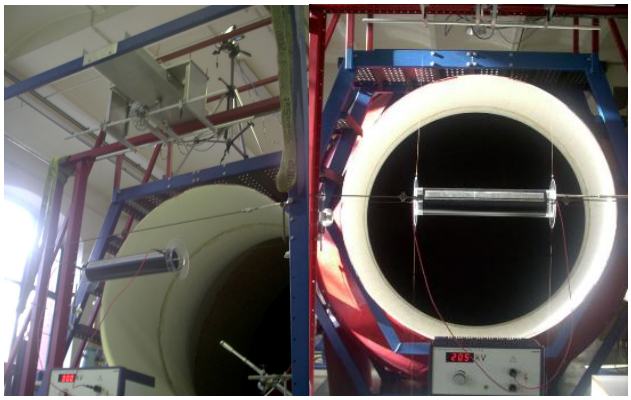

BILD 2. Zylinderaufbau am großen Freistrahlwindkanal.

2.2. Kleiner Windkanal

Der Versuchsaufbau am kleinen Windkanal bestand aus einem 50 cm breiten Acryl-Zylinder mit 6 cm Durchmesser. Wie beim größeren Zylinder wurde auch hier ein vorgespannter Präzisionsdraht aus Kupfer mit 0,1 mm Durchmesser auf den Zylinder angebracht. Dieser war mit dem positiven Pol der Hochspannungsquelle verbunden. Die Gegenelektrode (Kathode) bestand aus einer selbstklebenden, zinnbeschichteten Kuperfolie mit einem konstanten Elektrodenabstand von 3 cm zum Kupferdraht. Die Zuleitungen bestanden aus zinnbeschichteten Drähten mit hochspannungsfester Teflonisolierung.

Auch hier war der Zylinder mit Endscheiben drehbar um die Achse gelagert, so dass die Winkelposition des Koronadrahts zur Anströmrichtung variiert werden konnte. Die Auftriebskräfte wurden wieder mit einer Digitalwaage mit 0,1g Auflösung gemessen (Bild 3).

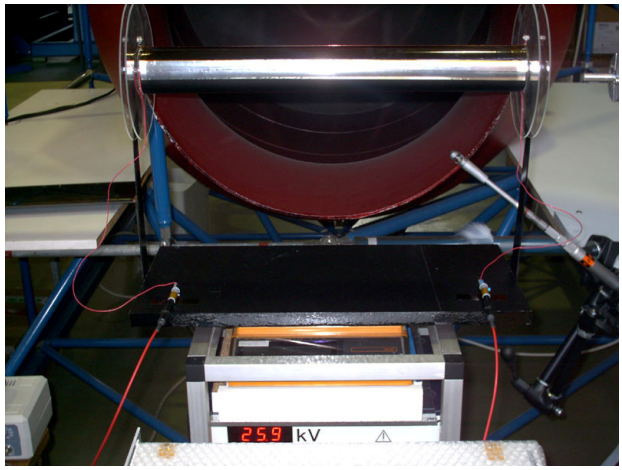

BILD 3. Zylinderaufbau am kleinen Freistrahlwindkanal.

3. ERGEBNISSE

Der Ionenwind verursacht einen elektroaerodynamischen Coanda-Effekt. Bild 4 zeigt die Wirkung auf eine Flamme.

BILD 4. Flammen-Ausblasung durch flächigen Ionenwind.

3.1. Ergebnisse am großen Freistrahlkanal

Bild 5 zeigt den Verlauf des elektroaerodynamischen Auftriebs in Abhängigkeit von der abgebildeten Winkelposition des positiv geladen Koronadrahts bei der kleinsten Anströmgeschwindigkeit des großen Freistrahlwindkanals.

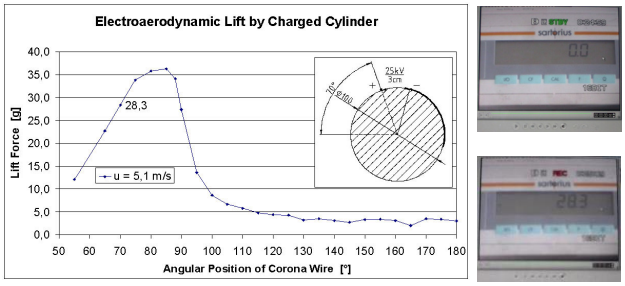

BILD 5. Elektrostatisch induzierter Auftrieb am großen Zylinder bei u = 5,1 m/s Anströmung.

Es konnten Auftriebsmassenkräfte von bis zu 36 g gemessen werden. Bei einer Winkelposition von 70° betrug der Auftrieb 28,3 g (Bild 5).

Bild 6 zeigt den selben Verlauf aus Bild 5 bis 110°. Die Messungen bei einer Anströmgeschwindigkeit von 5,1 m/s entsprechen einer Reynoldszahl von 34710 (Bild 7).

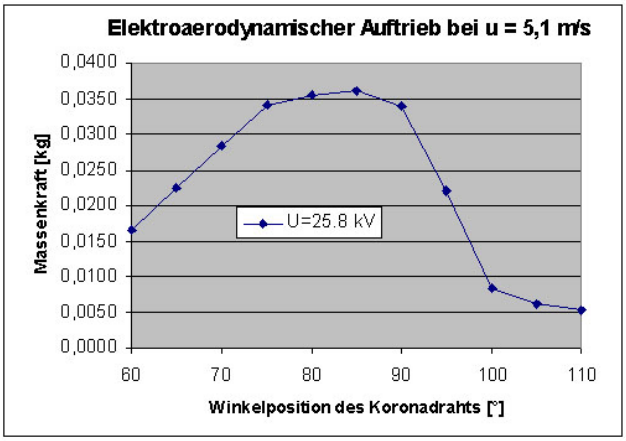

BILD 6. Auftriebsmassenkräfte bei u = 5,1 m/s.

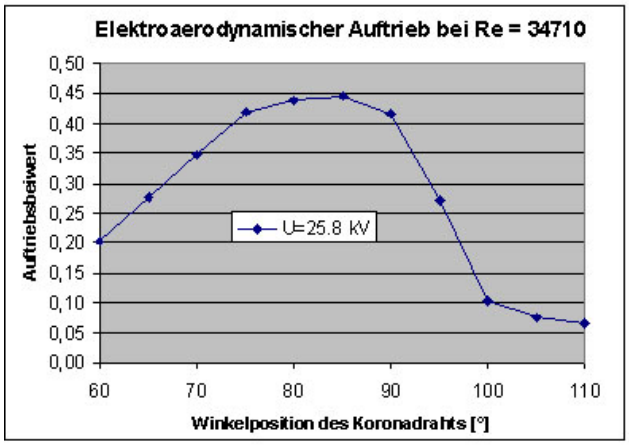

BILD 7. Auftriebsbeiwerte bei u = 5,1 m/s.

3.2. Ergebnisse am kleinen Freistrahlkanal

3.2.1 Ionenwindgeschwindigkeit größer gleich Anströmgeschwindigkeit

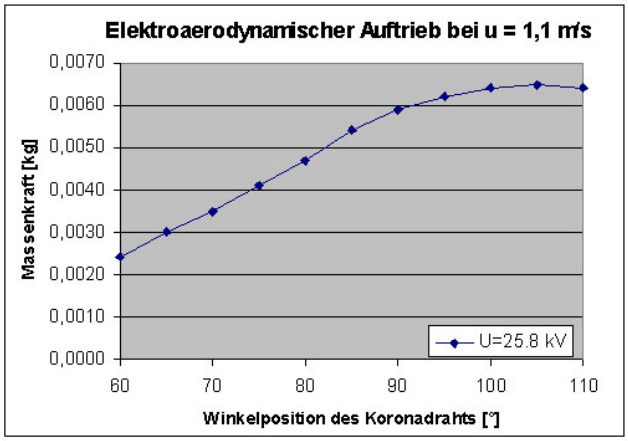

BILD 8. Auftriebsmassenkräfte bei u = 1,1 m/s.

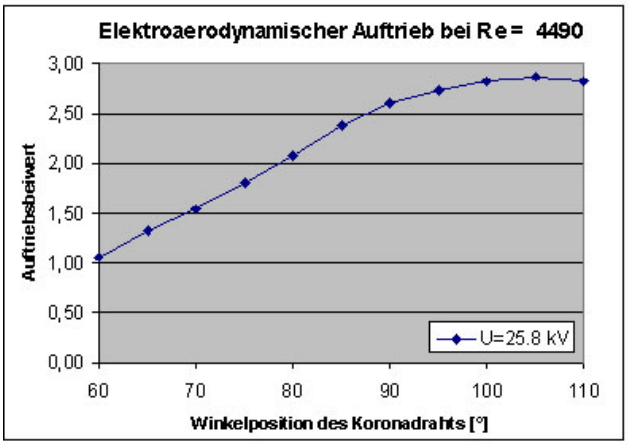

BILD 9. Auftriebsbeiwerte bei u = 1,1 m/s.

3.2.2 Ionenwindgeschwindigkeit etwas kleiner als Anströmgeschwindigkeit

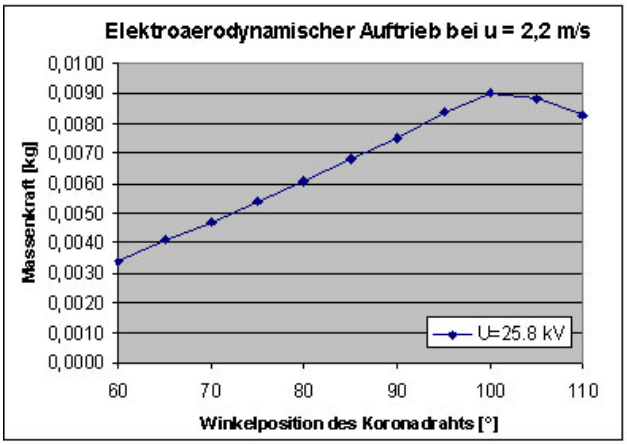

BILD 10. Auftriebsmassenkräfte bei u = 2,2 m/s.

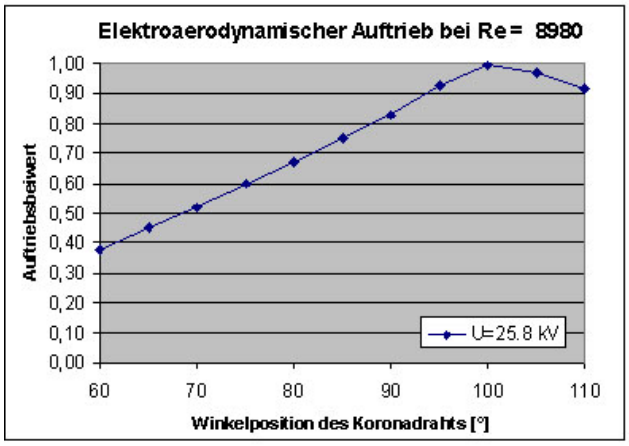

BILD 11. Auftriebsbeiwerte bei u = 2,2 m/s.

3.2.3 Ionenwindgeschwindigkeit viel kleiner als Anströmgeschwindigkeit

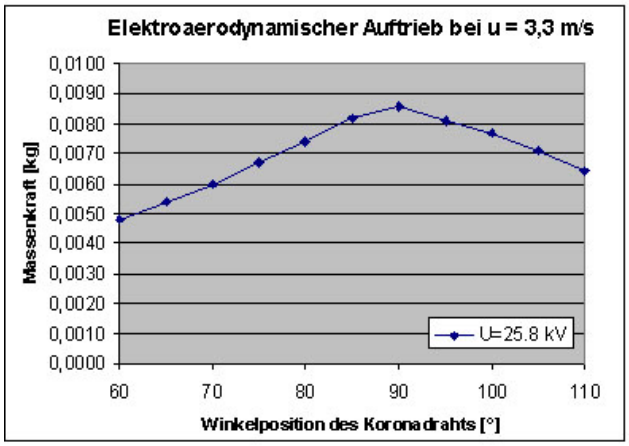

BILD 12. Auftriebsmassenkräfte bei u = 3,3 m/s.

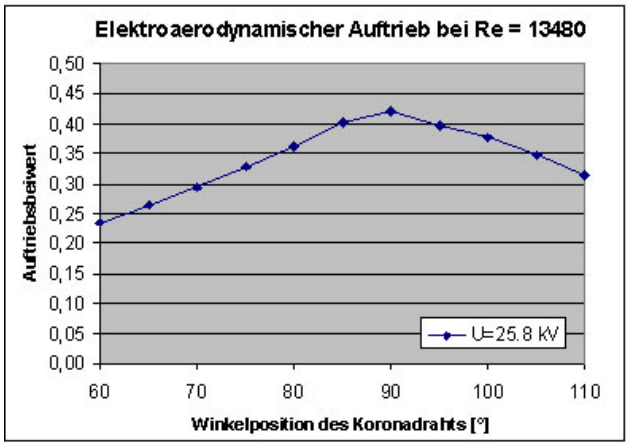

BILD 13. Auftriebsbeiwerte bei u = 3,3 m/s.

Bild 14 zeigt die zusammenfassende Darstellung der Auftriebsbeiwerte bei den drei untersuchten Anströmgeschwindigkeiten bzw. zugehörigen Reynoldszahlen.

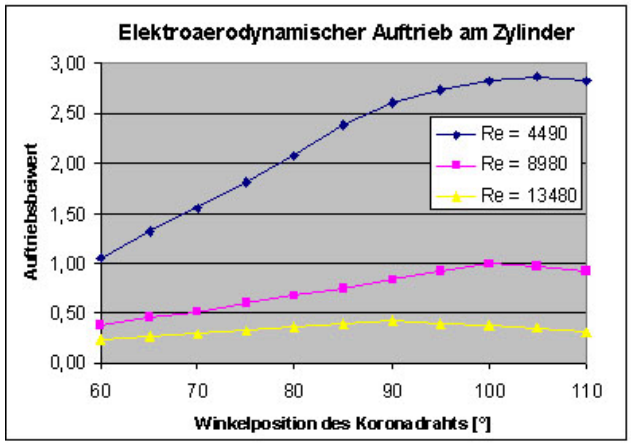

BILD 14. Auftriebsbeiwerte am kleinen Zylinder.

4 DISKUSSION

Je nach Position des Koronadrahtes kann die ablösende laminare Strömung verschieden stark an der Zylinderoberseite kontrolliert werden. Die daraus folgende Asymmetrie im Strömungsbild verursacht Auftrieb.

1. Bei Nullanströmung erzeugte der mit 25 kV geladene Zylinder einen Auftrieb von 1,2 – 1,4 g. Dies entspricht einer Schubkraft des Ionenwindes von 14 mN.

2. Bereits bei kleiner Anströmung deutlich kleiner als 1 m/s steigt der maximale Wert auf 2,5 – 3,0 g. Dies lässt sich vereinfacht mit potentialtheoretischen Überlegungen zur Auftriebserzeugung erklären. In diesem Fall ist die Ionenwindgeschwindigkeit um ein Vielfaches größer als die Anströmgeschwindigkeit. Der Auftriebsbeiwert erreicht bei u = 0,5 m/s (Re = 2042) und 3,0 g einen maximalen Wert von 6,4.

3. Bei einer Anströmgeschwindigkeit von u = 1,1 m/s (Re = 4490) im Bereich der Ionenwindgeschwindigkeit wird maximaler Auftriebsbeiwert von knapp 2,9 erreicht (siehe Bild 9).

5. Bei einer Anströmgeschwindigkeit von u = 2,2 m/s (Re = 8980) etwas größer als die Ionenwindgeschwindigkeit wird maximaler Auftriebsbeiwert von etwa 1 erreicht (siehe Bild 11).

6. Bei Anströmgeschwindigkeiten deutlich größer als die Ionenwindgeschwindigkeit sinkt der maximale Auftriebsbeiwert in den Bereich um 0,40 – 0,50 (siehe Bild 7 und Bild 13).

Die vorgestellte Methode ist analog zum Strahlklappen-Effekt.

Eine Skalierung zu höheren Ionenwindgeschwindigkeiten kann durch höhere und damit aber auch gefährlichere Ströme im Bereich von einigen mA erreicht werden [4] - [8]. Bei hohen Gleichspannungen liegt der kritische Wert bei 0,5 mA. Bei hohen Wechselspannungen im Frequenzbereich oberhalb von 5 kHz hingegen liegt die lethale Stromgrenze bei etwa 20 – 30 mA. Im Ausblick wird kurz auf die hochfrequenten Plasmaverfahren wie dielektrische Barriereentladung eingegangen. Es werden auch weitere Kontrollmethoden durch elektroviskose Effekte diskutiert.

5 AUSBLICK

Im Fall dielektrischer Barrierentladungen kann die Luft bei Atmosphärendruck mit deutlich niedrigeren Spannungen (schon ab 400 V Amplitude) ionisiert werden. Im Gegensatz zur Gleichspannungsmethode sind hier die Ströme größer im Bereich von einigen mA (siehe auch Bild 15). Am Institut für Bionik und Evolutionstechnik konnte mit dieser Methode bereits eine Ionenwindgeschwindigkeit von 2,4 m/s und mehr gemessen werden [9].

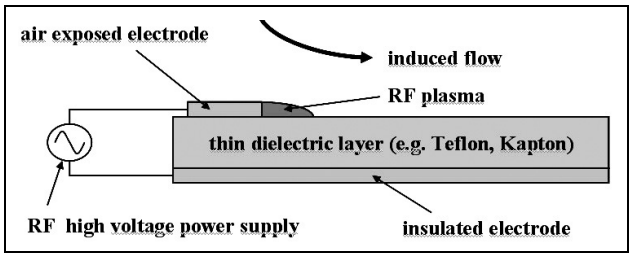

BILD 15. Prinzip der dielektrischen Barriereentladung [8].

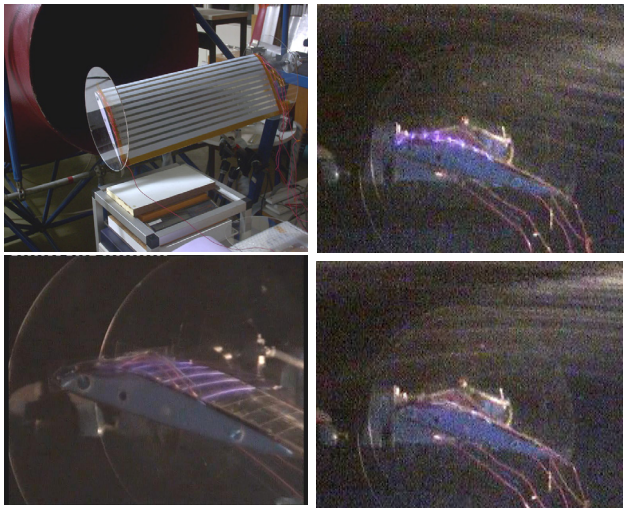

BILD 16. Tragflügelmodell mit flächigen Plasmazonen [9].

In bisherigen Versuchen wurde in erster Linie die aktive Wirkung tangentialer Ionenwinde auf die Strömung untersucht. Im Prinzip stellt dies eine elektrodynamische Nachahmung der tangentialen Ausblasung dar.

Die passive Wirkung eines Plasmas auf die Strömung wurde bisher nur unzureichend untersucht. Es ist bereits bekannt, dass eine Leitkantenaufheizung die Transitionslage eines Profils oder einer ebenen Platte günstig verändern kann [4]. Sehr wenig bekannt ist hingegen die Wirkung eines kalten Plasmas auf die Viskosität des Fluids [1], [2], [3], [4]. Das Plasma in der Strömungsgrenzschicht kann regelrecht kristallisieren und eine Plasma-Matrix bilden, so dass die dynamische Viskosität bei nahezu konstanter Dichte erhöht wird.

Stuetzer kannte in den 50er Jahren noch nicht das in den 90er Jahren entdeckte Phänomen der Plasma-Kristalle, hatte aber in empirischen Experimenten festgestellt, dass durch Zufügen von Raumladungen die Viskosität in Luft dramatisch erhöht und damit die effektive Reynoldszahl gemindert werden kann, ohne die Strömungsgeschwindigkeit zu verändern [1]-[3].

„Eine Reduzierung der effektiven Reynoldszahl durch elektroviskose Effekte entspricht einer Erhöhung der kritischen Reynoldszahl der freien Strömung. Daher ist die elektroaerodynamische Methode in seiner Wirkung mit der thermischen Beeinflussung vergleichbar“. [4]

„Die Erhöhung der Viskosität führt in laminaren Strömungen zu einer Erhöhung der Wandschubspannung. In der turbulenten Strömung zeigt Stuetzer, dass die effektive Wandschubspannung bei Ladungsinjektion sinkt. Dies entspricht einer Transition in den laminaren Zustand.“ [4]

Es entspricht zumindestens einer Turbulenzdämpfung durch die passive Präsenz eines kalten Plasmas und könnte eine breite Anwendung in der Luftfahrt finden.

In weiteren Experimenten soll daher auch die passive Wirkung atmosphärischer Niedertemperaturplasmen auf Zylinder- und Tragflügelumströmungen untersucht werden.

6 LITERATUR

[1] Stuetzer, O. M. (1961) Apparent Viscosity of a Charged Fluid. *Phys. Fluid* 4 (10), pp. 1226-1231.

[2] Stuetzer, O. M. (1962) Magnetohydrodynamics and Electrohydrodynamics. *Phys. Fluid* 5 (5), pp. 534-544.

[3] Stuetzer, O. M. (1963) *Electrohydrodynamic flow control*. SC-M-69-366, Sandia Corporation, Albuquerque, New Mexico.

[4] Göksel, B. (1997) *Studie über Anwendungen elektrischer Felder in der Aerodynamik*. Studienarbeit, Institut für Luft und Raumfahrt, TU Berlin, 120 Seiten.

[5] Noger, C.; Touchard, G.; Chang, J. S. (1997) Active Controls of Electrohydrodynamically Induced Secondary Flow in a Corona Discharge Reactor. In Proceedings of the Second International Symposium on *Non-Thermal Plasma Technology for Gaseous Pollution Control.* Eds. J. S. Chang, J. L. Ferreira, pp. 136-141.

[6] Leger, L.; Moreau, E.; Touchard, G. (2002) Electrohydrodynamic Airflow Control Along a Flat Plate by a DC Surface Corona Discharge – Velocity Profile and Wall Pressure Measurements. AIAA 2002-2833.

[7] Artana, G.; Sosa, R.; Moreau, E.; Touchard, G. (2003) Control of the Near-Wake Flow Around a Circular Cylinder with Electrohydrodynamic Actuators. *Experiments in Fluids* 35, pp. 580-588.

[8] Göksel, B.; Rechenberg, I. (2004) Active Flow Control by Surface Smooth Plasma Actuators. In *Proceedings of the International Symposium of the German Working Group in Fluid Mechanics STAB*, Bremen, Germany.

[9] Göksel, B.; Rechenberg, I. (2005) Experiments to Plasma Assisted Flow Control on Flying Wing Models. Fachvortrag akzeptiert zur *CEAS/KATnet Conference on Aerodynamic Technologies to Meet the Challenges of the European 2020 Vision*. Bremen (http://www.kat-net2005.com/).