

EINFLUSS DER FORMGEBUNG VON TRAGFLÜGELSPITZEN AUF DAS RÄUMLICH-ZEITLICHE GESCHWINDIGKEITSFELD VON FLÜGEL-RANDWIRBELN

R. M. Buffo, R. Hörnschemeyer, R. Henke
Institut für Luft- und Raumfahrt, RWTH Aachen
Wüllnerstraße 7, 52062 Aachen, Germany

Zusammenfassung

Der Aufrollvorgang von Flügelrandwirbeln ist geprägt durch eine Kopplung von tangentialen und axialen Geschwindigkeitskomponenten. Die sich im Zuge der Umlagerung der Scherschichten vergrößernde Zirkulation der Randwirbel führt zu einem radialen Druckgradienten im Wirbel, der wiederum einen Druckgradienten entlang der Wirbelachse hervorruft. Bei genügend großem Auftrieb und geringen allgemeinen Verlusten kann dies während des Aufrollens zu einer Beschleunigung der Strömung, einem sogenannten "jet", führen. Bei geringerem Auftrieb und hinzukommenden größeren Verlusten tritt insgesamt eine verlangsamte Geschwindigkeit, ein sogenannter "wake", auf. In dieser Arbeit werden diejenigen Einflüsse beleuchtet, die von der Flügelspitzengeometrie ausgehen. Je nach Form können unterschiedlich starke axiale Geschwindigkeitskomponenten erzeugt werden. Dazu werden Messungen mit der stereographischen Particle Image Velocimetry (3C-PIV) in einem Wassenumlaufkanal vorgestellt. Es wird ein rechteckiges Flügelhalbmodell mit Clark-Y-Profil und einer Flügeltiefe von $c = 80$ mm bei einer Streckung von $\Lambda = 5$ für die Anstellwinkel $\alpha = \{5^\circ, 7^\circ, 10^\circ\}$ in 7 Schnitten von $x/c = 0,25$ bis $9,5$ hinter dem Flügel vermessen. Die auf die Flügeltiefe bezogene Reynoldszahl beträgt $Re_c = 200\,000$. Die Tragflügelspitzen (Tfs) sind zum einen gut gerundet und zum anderen flach endend ausgeführt. Durch die Zunahme der mit steigendem Anstellwinkel maximalen Axialgeschwindigkeit im flügelnahen Bereich bestätigt sich die Abhängigkeit von der Zirkulation. Die runde Tragflügelspitzengeometrie erzeugt im Allgemeinen einen Wirbel mit kleinerem Durchmesser und höherer Tangential- und Axialgeschwindigkeit. Die Ergebnisse zeigen, dass sich für beide Geometrien vier Pole um den Kern ausbilden, von denen jeweils zwei durch eine Über- und zwei durch eine Untergeschwindigkeit charakterisiert sind. Es handelt sich also hier nicht um eine homogen verteilte Struktur wie etwa eine gaußsche Verteilung mit nur einem Pol. Visualisierungsaufnahmen legen nahe, dass die Form der Tragflügelspitzengeometrie und das damit in Zusammenhang stehende Maß an Dissipation für die Ausprägung der Axialgeschwindigkeit verantwortlich sind.

1. EINLEITUNG

Der Aufrollvorgang eines Flügelrandwirbels beginnt im Allgemeinen mit der Umspülung der Tragflügelspitze (Tfs) und endet mit dem voll ausgebildeten Wirbel maximaler Zirkulation. Dass der Wirbel nicht nur planar ist, sondern auch axiale Strömungen in sich birgt, ist spätestens seit einer Beschreibung von Batchelor [1] bekannt. Aus den Bewegungsgleichungen achsensymmetrischer Linien-Wirbel hat er geschlossen, dass es innerhalb eines Flügelrandwirbels eine axiale Geschwindigkeit gibt, die gegenüber der freien Außenströmung beschleunigt oder verzögert sein kann. Somit wird der Aufrollvorgang und die Ausprägung der Axialgeschwindigkeit als ein energetisches Gleichgewicht zwischen allgemeinen dissipativen Einflüssen und dem Gradienten der radialen Zirkulation verstanden: Sind die dissipativen Einflüsse schwach gegenüber dem radialen Zirkulationsgradienten, so ergibt sich eine axiale Übergeschwindigkeit. Entsprechend gilt für einen geringen Gradienten im Vergleich zur Dissipation, dass eine Untergeschwindigkeit entsteht. Dieses Verhalten wird in Gleichung 1 beschrieben.

$$(1) \quad u_x^2 = U^2 + \int_r^\infty \frac{1}{r} \frac{\partial C^2}{\partial r} dr - 2\Delta H$$

Im Zuge numerischer [2] und experimenteller Arbeiten [3,4] konnte der Aufrollvorgang im Nahfeld besser verstanden werden. Die Ergebnisse zeigen Untergeschwindigkeiten bis zu $0,8 U_\infty$ sowie Übergeschwindigkeiten bis zu $1,7 U_\infty$. Die Versuche waren hinsichtlich der Wahl der Parameter wie Anstellwinkel, Streckung, Reynoldszahl, Entfernung hinter dem Flügel und Geometrie der Tragflügelspitze stark unterschiedlich. Daher fällt es schwer die Ergebnisse direkt einander gegenüber zu stellen.

Anderson [5] gelingt mit dem von Spalart [6] vorgeschlagenen dimensionslosen Zirkulationsparameter $\Gamma / (U b)$ die Harmonisierung dieser Ergebnisse. Er zeigt, dass zwei fundamentale Kriterien erfüllt sein müssen, um eine axiale Übergeschwindigkeit zu erreichen:

- Einfluss des Auftriebs:
Mit steigendem Anstellwinkel nimmt die Zirkulation und damit auch der von Batchelor erfasste radiale Zirkulationsgradient zu. Das gilt unter der Voraussetzung, dass die Größe des Wirbelkerns mit steigendem Anstellwinkel nicht bedeutsam zunimmt. Versuche von Vitting [7] belegen dies. Es besteht somit ein direkter Zusammenhang zwischen dem Anstellwinkel und der Axialgeschwindigkeit.
- Einfluss der Tragflügelspitzengeometrie:
Es kann beobachtet werden, dass flach endende Tragflügelspitzen einen größeren Wirbelkern erzeugen als gut gerundete. Wenn man für beide Geometrien eine gleiche Zirkulation und Dissipation annimmt, führt dies zu einer größeren Zirkulationsintensität bzw. einem größeren radialen Zirkulationsgradienten im Kernbereich. Die gut gerundete Tragflügelspitzengeometrie induziert also eine stärkere axiale Geschwindigkeit.

Es stellt sich heraus, dass der Kerndurchmesser eine wichtige Skalierungsgröße darstellt. Anderson bestimmt einen vom Radius und damit von der Tragflügelspitze unabhängigen Zirkulationsparameter, durch den die Axialgeschwindigkeiten zusammenfallen. Dabei bleibt ungeklärt, warum unterschiedlich geformte Tragflügelspitzengeometrien unterschiedliche Kernradien erzeugen. Eine Vermutung ist, dass entlang der scharfen Kanten einer senkrecht endenden Geometrie viele kleine Einzelwirbel ablösen und in der Nähe der Stirnseite zunächst ein chaotisches Wirbelsystem ausbilden. Dieses dürfte von starken Drehungen geprägt sein, welche zu einer Aufdickung des Kerns führen. Bippes [8] zeigt anhand von Visualisierungen in Wasserkanalversuchen Aufdickungen des Kerns aufgrund von sich in den Wirbel einrollende Scherschichten, die aus abgelösten Flügelgrenzschichten stammen.

Eine weitere Unbekannte stellt das radiale Profil der Axialgeschwindigkeitsverteilung dar. Während für die Tangentialgeschwindigkeit viele theoretische Modellvorstellungen aus experimentellen Ergebnissen entwickelt worden sind, gibt es für die Axialgeschwindigkeit bislang nur eine, die auf einer Gauß-Verteilung basiert. Hierbei ist jedoch die Messmethode zu beachten, die solchen Modellvorstellungen zu Grunde gelegt wird: Beim Einsatz von ortsfesten Sonden und auch berührungsfreien Messverfahren wie etwa LDA kann es aufgrund von Spiralbewegungen des Wirbelkerns bei der Mittelung dazu kommen, dass Geschwindigkeitsprofile zu flach und breit erscheinen. Vitting [7] konnte durch eine spezielle Kopplung von LDA und Visualisierungstechnik den Einfluss dieses Mäanderns ausschließen. Seine Ergebnisse zeigen eine konvexe Verteilung, die mit einer Gauß-Verteilung angenähert werden kann, mit dem Maximum der Axialgeschwindigkeit auf der Wirbelachse. Anderson [5] hingegen kann keine eindeutige radiale Verteilung bestimmen, sondern benennt lediglich den Mindest- und Maximalwert aus einem gegebenen Streufeld. Dieses wird in seiner Ausdehnung größer, sobald abgelöste Gebiete sich im Wirbel einfinden. Bippes [8] macht das Geschwindigkeitsprofil durch Wasserstoff Bläschenkettensichtbar. Er berichtet von zum Rand hin auslaufenden konkaven, tütenartigen Verläufen, die im Falle einer Untergeschwindigkeit zur Mitte hin auf eine Spitze in der Verteilung hinführen. Abgerundete Verläufe im Bereich des Maximums entdeckt er nicht. Im Falle von Übergeschwindigkeiten bilden sich

diese wider Erwarten nicht an der Wirbelachse aus, sondern um einen Ring um diese herum. Impulsverluste aus der Grenzschicht werden hier als Erklärung herangezogen.

Unklar ist weiterhin, wie man die Ursache der Dissipation, die für eine Verlangsamung der Axialgeschwindigkeit verantwortlich ist, genauer benennen kann. Batchelor führt vor allen Dingen die Wirkung von impulsverlustbehafteten Grenzschichten an, nennt aber keine Kriterien wie z. B. den Zustand derselben. Es liegt nahe, auch andere Ursachen für Verluste mit einzubeziehen, also auch abgelöste Grenzschichten oder solche nach einer laminaren Ablöseblase sowie solche Impulsverluste, die mit der Umströmung der Seitenkante in Verbindung stehen und andere. Im Zusammenhang mit dieser Frage ist bisher nicht bekannt, welchen Verlauf die abnehmende Axialgeschwindigkeit hinter dem Flügel nimmt. Vitting [7] berichtet von einem stetigen Übergang von Über- zu Untergeschwindigkeit, während Bippes in der Nähe von $V_x = U_\infty$ einen abrupten Abfall feststellt. Dies muss auf einen spontanen Zuwachs an Dissipation zurückzuführen sein.

Des Weiteren gibt es bislang noch keine systematische Herangehensweise, wie man Tragflügelspitzengeometrien klassifiziert und in ihrer Wirkung einordnet. Während der Begriff der flach endenden Tragflügelspitze eindeutig ist, fehlt es bei der "gut gerundeten" Tragflügelspitze noch an genauen geometrischen Merkmalen. Bisher ist keine Übertragungsfunktion von Geometrie auf das Wirbelbild bekannt.

2. EXPERIMENTELLES

2.1. Versuchsaufbau

Die hier beschriebenen Versuche wurden in einem Wassermesskanal mit einer horizontalen Messstrecke der Größe $1000 \times 540 \times 540 \text{ mm}^3$ durchgeführt. Das Kontraktionsverhältnis beträgt $1 : 1,8$, der Turbulenzgrad bewegt sich in einem Bereich zwischen 2-3 %, die Geschwindigkeit der Anströmung kann in einem Bereich zwischen 0-4 m/s stufenlos verstellt werden. Alle Versuche wurden bei einer Geschwindigkeit zwischen 2,1-2,4 m/s durchgeführt.

Der Flügel wurde in einer Einspannung im Deckel der Messstrecke befestigt. Mit Hilfe von wasserfester Knete wurden alle Lücken verschlossen. Eine umlaufende Kehl-naht zwischen Flügelwurzel und Kanaldeckel vermindert die Wirkung von Interferenzen.

Die Verstellung der Flügelposition in Strömungsrichtung ist über austauschbare Segmente möglich, welche in den die Messstrecke abschließenden Deckel eingelassen werden. Die Segmente sind unterschiedlich lang, so dass die Position des Flügels in Schritten zu je $x/c = 0,25$ verstellt werden können.

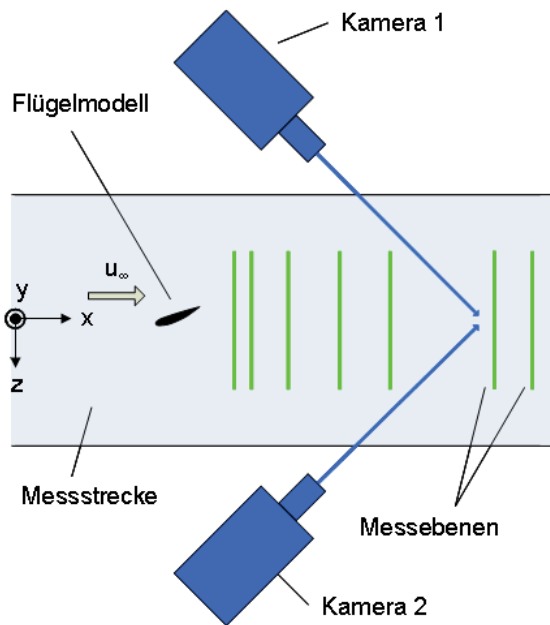


BILD 1. Schematische Draufsicht des Versuchsaufbaus mit Koordinatensystem

Um eine konstante Reynoldszahl während der Messungen zu gewährleisten, wurde die Kanalgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Wassertemperatur und der kinematischen Zähigkeit eingestellt.

Der Flügel hat einen rechteckigen Grundriss und ist mit einem Clark-Y-Profil versehen. Zwei verschiedene Tragflügelspitzen (Tfs) wurden untersucht. Zum einen eine senkrecht endende und zum anderen eine gut gerundete. Bild 2 zeigt die Abmessungen der flach endenden sowie der abgerundeten Variante. Der Grundriss der abgerundeten Variante weist einen Radius von 20 mm an der Vorderkante auf. Des Weiteren sind die obere und untere Stirnkante mit Radien versehen. Aufgrund der Profilform ändern sich diese Stirnradien entlang der Sehne. Auf diese Weise entsteht eine gerade Stirnkantenlinie, wie im Bild 2 zu sehen ist. Die Tragflügelspitzen werden über Passungen und Magnete in Position gehalten. Diese Art der Anbringung ermöglicht störungsfreie Oberflächen und eine schnelle Umrüstung.

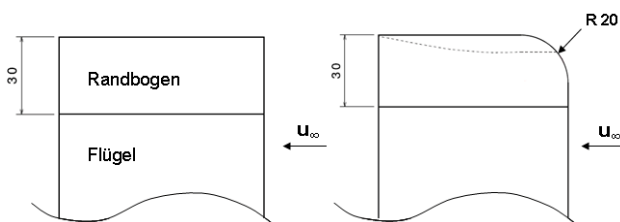


BILD 2. Skizzierte Draufsicht der untersuchten Flügelspitzen mit flach endender und gut gerundeter Tfs

Folgende Parameter wurden für die Untersuchungen eingestellt:

- Tragflügelspitzengeometrie:
gut gerundet; senkrecht abgeschnitten
- $\Lambda = 5$
- $Re_c = 200\,000$
- Messschnitte bei $x/c = \{0,25; 0,5; 1; 2; 3; 5; 9,5\}$
- $\alpha = \{5^\circ; 7^\circ; 10^\circ\}$

Um eine Strömungsablösung von der Hinterkante her zu vermeiden, wurde der Anstellwinkel während der Messung nur bis $\alpha = 10^\circ$ geführt.

2.1.1. Stereographisches PIV

Die stereographische PIV erlaubt das berührungsfreie Messen aller drei Geschwindigkeitskomponenten und ermöglicht daher die Vermessung von empfindlichen Wirbelstrukturen.

Als Messausrüstung standen ein Puls laser vom Typ Nd:YAG mit einer Leistung von 120 mJ und einer effektiven Wellenlänge von 532 nm zur Verfügung sowie 2 CCD-Kameras mit einer Auflösung von $2048 \times 2048 \text{ px}^2$ und zwei Scheimpflugadapter. Pro Aufnahmeserie wurden 500 Aufnahmen bei einer Frequenz von 1 Hz aufgenommen. Die Größe des Messfeldes betrug $200 \times 200 \text{ mm}^2$ bei einer Brennweite der Objektive von $f = 50 \text{ mm}$. Im Postprocessing wurden Auswertefenster der effektiven Größe von $28 \times 28 \text{ px}^2$ erstellt, was einer Auflösung von $2,7 \times 2,7 \text{ mm}^2$ pro Auswertefenster entspricht. Bei den hier angestellten Untersuchungen wurde ein kleinster Wirbelkern Durchmesser von 7 mm ermittelt. Somit wird der Kern mindestens mit insgesamt ca. 7 Fenstern aufgelöst.

2.1.1.1. Experimentelle Unsicherheiten

Die Aufnahmen einer Serie wurden direkt gemittelt. Da es zu Schwankungen der Wirbelachse kommen kann, können dadurch Ungenauigkeiten entstehen, wenn die Wirbelzentren zuvor nicht überlagert werden. Mögliche Folgen sind zu kleine Geschwindigkeitsspitzen und breiter ausladende Geschwindigkeitsprofile. In vorausgegangenen Versuchen, konnte der Wirbelkern durch eine feine Kette von Luftbläschen sichtbar gemacht werden. Es wurde ein maximaler Schwankungsbereich des Kerns von 1,8 mm in y-Richtung festgestellt.

Da es möglich war, die Position des Flügels in Strömungsrichtung zu verändern, konnte die Kalibrierung der Messebene für alle Versuche gleicher Streckung beibehalten werden.

Alle Versuche wurden bei einer $Re_c = 200\,000$ durchgeführt. Um dies zu gewährleisten, wurde vor jeder Messung die Wassertemperatur ermittelt und der entsprechende Wert der Zähigkeit bestimmt. Alle gemittelten Werte wurden mit der ungestörten Anströmung normiert, welche in einem Bereich außerhalb des Flügels ermittelt wurde.

2.1.2. Sichtbarmachung

Zur Sichtbarmachung des Wirbels wurde austretende Farbe aus der Flügelspitze verwendet. Dazu werden verschiedene Flüssigkeitsbehälter mit Luftdruck beaufschlagt und sorgen dadurch für einen gleichmäßigen Ausfluss der Farbe. Über Kupferröhrchen im Flügelkörper gelangt die Farbmischung von den Flüssigkeitsbehältern zu den Tragflügelspitzen. Beide Flügelspitzen wurden in einem metallischen Schichtverfahren hergestellt. Dadurch konnten 7 geschwungene Zuleitungen innerhalb der Tragflügelspitze realisiert werden. Bild 3 illustriert die Form der Zuleitungen in der gut gerundeten Tragflügelspitze.

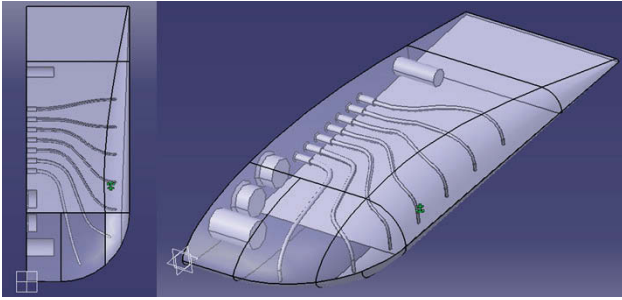


BILD 3. Zuleitungen in der gut gerundeten Tfs

Die Zuleitungen in der Tragflügelspitze verjüngen sich von einem Durchmesser von $d_{fa} = 1,3 \text{ mm}$ auf $d_{fe} = 0,6 \text{ mm}$. Eine derartige Düsenströmung hat eine laminarisierende Wirkung auf das austretende Fluid. Die Bahnen der Kanäle verlaufen so, dass der Austritt tangential zur Oberfläche erfolgt. Der Abstand der Austritte von der Sehnenkante beträgt in der Flügelsehnenebene durchgehend 3 mm . Die Lochabstände sind jeweils von der Flügelvorderkante aus für beide Geometrien gleich.

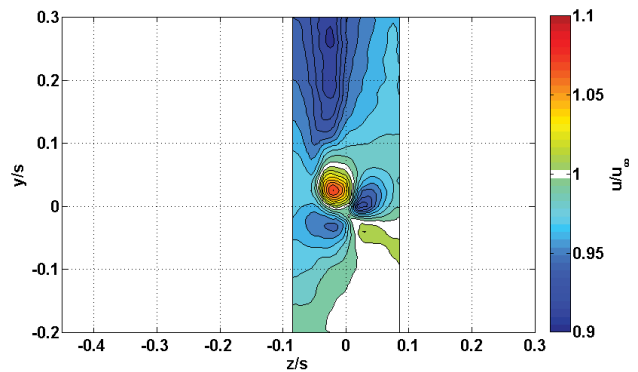
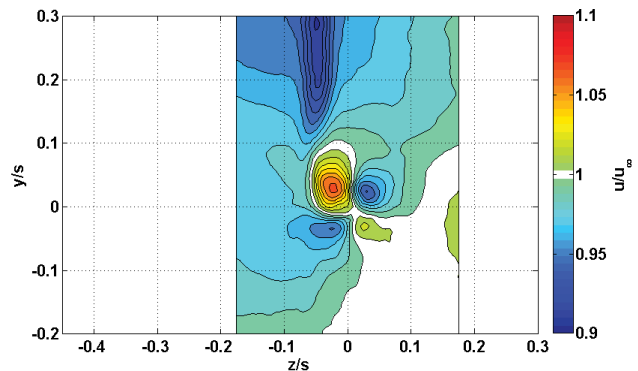
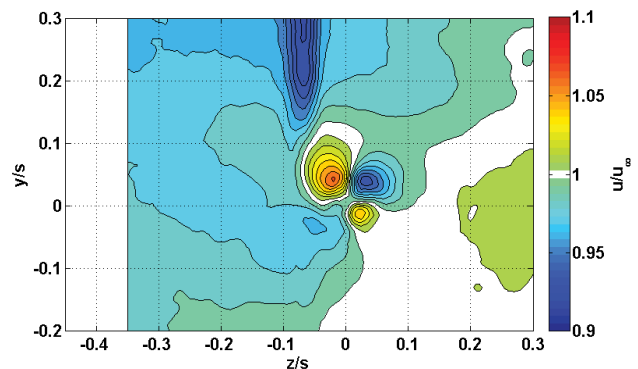
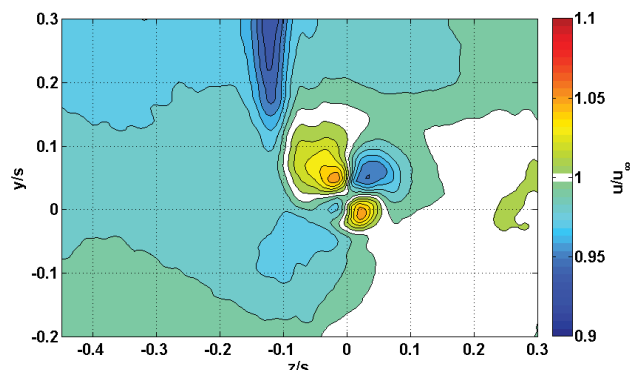
Das Fluid zur Sichtbarmachung ist eine Mischung aus Wasser, Milch 1,5%igen Fettgehaltes, Farbstoffen und Alkohol. Das Mischungsverhältnis ist so gewählt, dass das Fluid wasserähnliche Eigenschaften aufweist. Durch die Zugabe von Stärke werden langkettige Moleküle im Wasser gelöst, was dazu beiträgt, dass die Farbfäden später dissipieren und ein homogener Zusammenhalt erhalten bleibt.

Die Zugabe von Fluiden erzeugt im Allgemeinen Streichlinien, die nur in stationären Strömungen gleich den Stromlinien sind. Stromlinien sind die zu einem Zeitpunkt verbundenen Geschwindigkeitsvektoren einzelner Teilchen in der Strömung. Im Gegensatz dazu ist eine Streichlinie die Verbindungslinie von an einem festen Ort vorbei geflossenen Teilchen. Im Bereich kurz hinter der Hinterkante des Flügels kann man im linearen Anstellwinkelbereich nach Beobachtungen von einer stationären Strömung ausgehen.

Um eine hohe Reflexion des Streulichts der Farbspuren zu erhalten, werden Farben mit fluoreszierenden Anteilen verwendet. Mit einer Digitalkamera werden Aufnahmen der Saugseite des Flügels sowie des Strömungsfeldes kurz hinter der Tragflügelspitze gemacht. Die Scheinwerfer wurden unterhalb der Messstrecke sowie seitlich angebracht. Auf diese Weise ergaben sich eine gleichmäßige Ausleuchtung und maximale Reflexion der Farbe. Ein Blitz wird nicht verwendet.

3. ERGEBNISSE

Zunächst wird die Struktur der Geschwindigkeitsverteilung in Strömungsrichtung für verschiedene Schnitte senkrecht zur Strömung betrachtet. Die Bilder 4 bis 10 stellen diese für den Fall der gut gerundeten Tragflügelspitze dar. Der Punkt $y/s = 0$ und $z/s = 0$ markiert die Position der Flügelspitze bei $\alpha = 0^\circ$; es gilt das Koordinatensystem in Bild 1.

BILD 4. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 0,25$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs gut gerundetBILD 5. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 0,5$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs gut gerundetBILD 6. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 1$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs gut gerundetBILD 7. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 2$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs gut gerundet

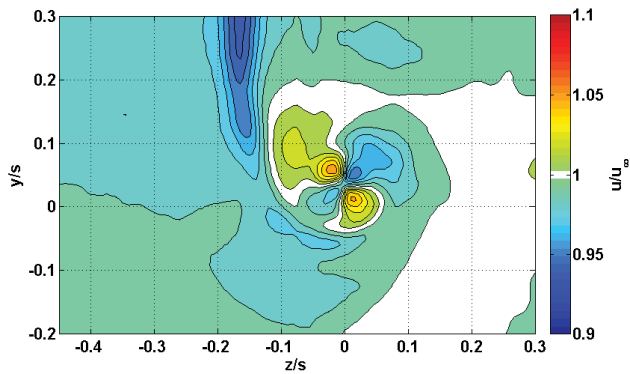


BILD 8. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 3$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs gut gerundet

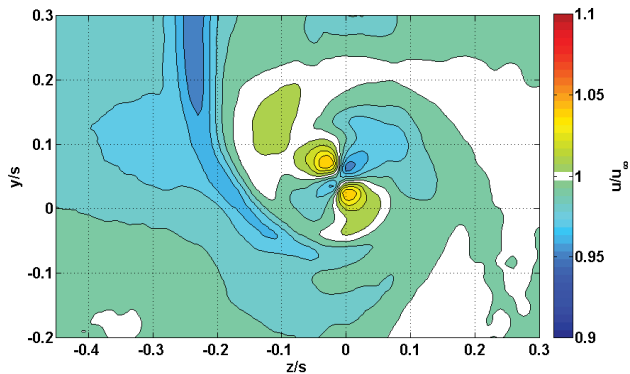


BILD 9. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 5$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs gut gerundet

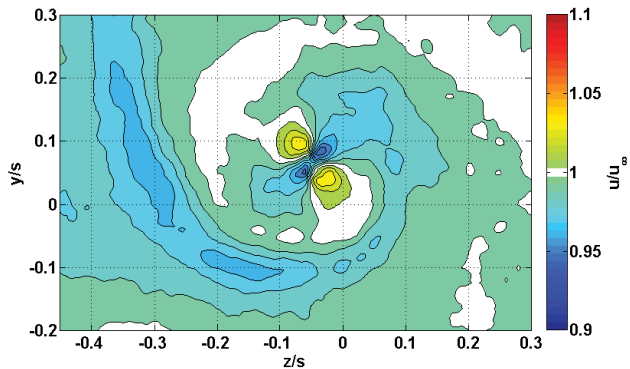


BILD 10. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 9,5$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs gut gerundet

Die Stellen u/u_∞ sind weiß gekennzeichnet. Das axiale Strömungsfeld in unmittelbarer Nähe zur Flügelspitze ist von 4 Polen verschiedener axialer Geschwindigkeiten geprägt. Hierbei stehen sich zwei Pole gleicher Geschwindigkeit immer paarweise gegenüber, wobei ein Polpaar eine Untergeschwindigkeit, ein anderes Polpaar eine Übergeschwindigkeit ausprägt. Die Anordnung ist zeitlich konstant, da sie in x-Richtung ortsfest ist und nicht von den Bewegungen der Rotation beeinflusst wird. Das Polpaar mit axialer Übergeschwindigkeit hat kurz hinter dem Flügel seine maximale Geschwindigkeit, welche auf sehr kleiner Fläche konzentriert ist. Mit zunehmendem Abstand vom Flügel nimmt die Geschwindigkeit ab, wobei die Pole breiter werden und offenbar ihre Energie an die Umgebung abgeben, statt einen Geschwindigkeitsausgleich mit den Polen axialer Untergeschwindigkeit zu suchen. Diese scheinen für alle Abstände hinter dem Flügel von Betrag und Ausdehnung konstant zu bleiben.

Derjenige Pol axialer Übergeschwindigkeit, der dem Flügelnachlauf am nächsten steht, scheint in seiner Umgebung den Impulsverlust des Nachlaufs zu kompensieren, da man sonst den Abdruck des Nachlaufs bis $z/s = 0$ sehen müsste. Mit zunehmendem Abstand vom Flügel schwimmt der Nachlauf aufgrund der induzierenden Geschwindigkeiten des Abwindes zu negativen z -Werten. Es ist zu erkennen, dass das Einrollen der Scherschichten um den Kern herum offenbar erst dann beginnt, wenn der Nachlauf das Polfeld passiert hat. Ab einem Abstand von $x/c = 3$ ist nun das erste Einrollen der Scherschicht um den Wirbel herum zu erkennen. Offenbar geht also von den Polen eine Wirkung aus, die den Aufrollprozess verzögert. Die folgenden Bilder 11 bis 17 stellen den Vergleich mit der flach endenden Tragflügelspitze dar. Im Vergleich zur gut gerundeten Tragflügelspitze sind sehr ähnliche Strömungsstrukturen zu sehen. Man kann beobachten, dass die Verläufe im Allgemeinen sehr viel unruhiger zu sein scheinen, was auf den Einfluss von Ablösungen an den scharfen Kanten zurückzuführen sein mag. Bei Betrachtung der Pole fällt auf, dass die Pole mit Übergeschwindigkeit deutlich schwächer sind und stärker abzunehmen scheinen. Die Pole mit Untergeschwindigkeit sind von Beginn an stark ausgeprägt und bleiben wieder konstant in Betrag und Ausdehnung. Ein Unterschied im Verhalten der Pole in Bezug auf die Verzögerung oder Beschleunigung des Aufrollvorgangs ist hier jedoch nicht erkennbar.

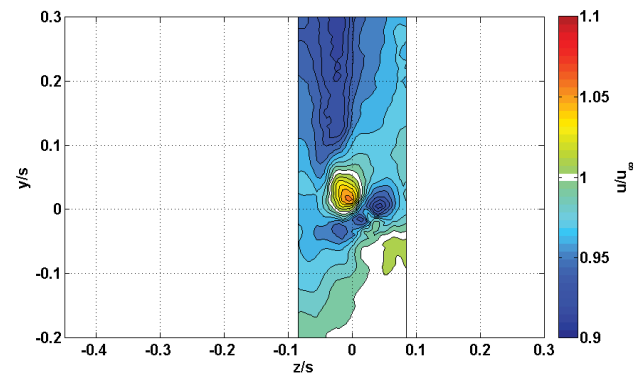


BILD 11. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 0,25$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs flach endend

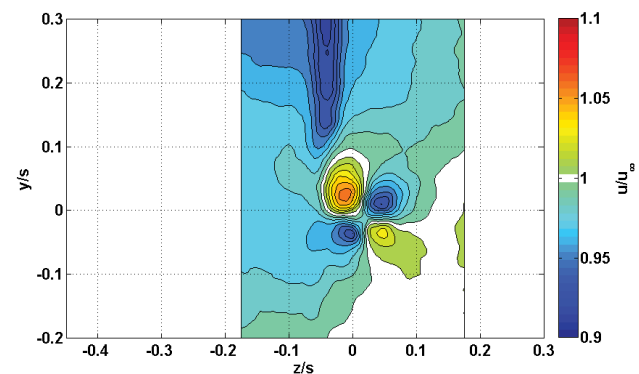


BILD 12. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 0,5$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs flach endend

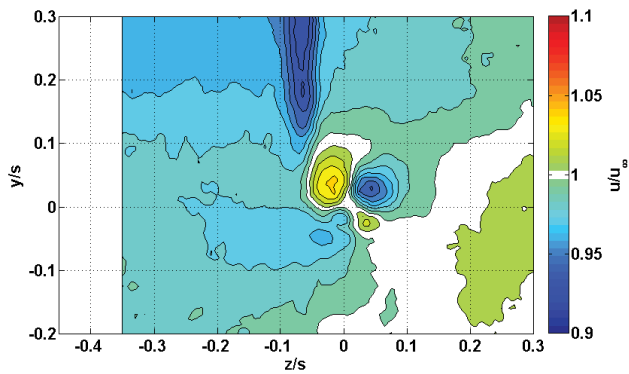


BILD 13. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 1$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs flach endend

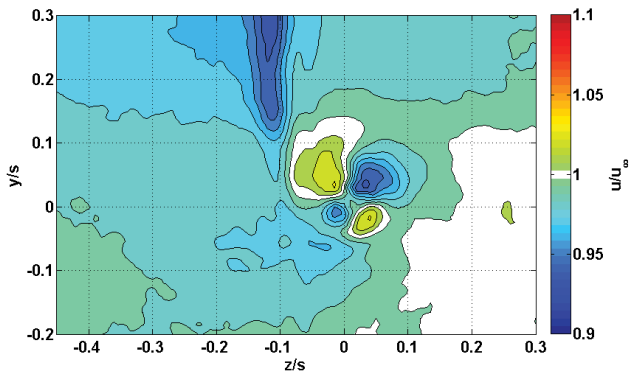


BILD 14. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 2$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs flach endend

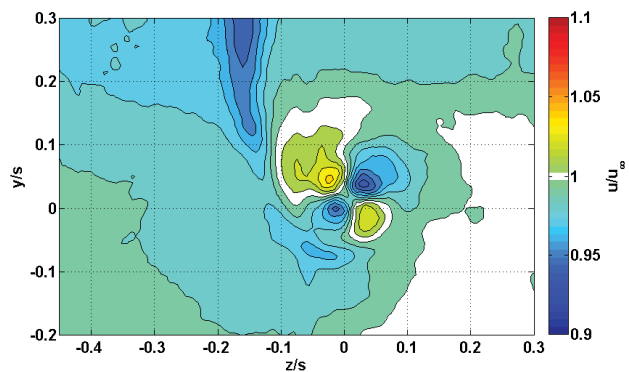


BILD 15. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 3$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs flach endend

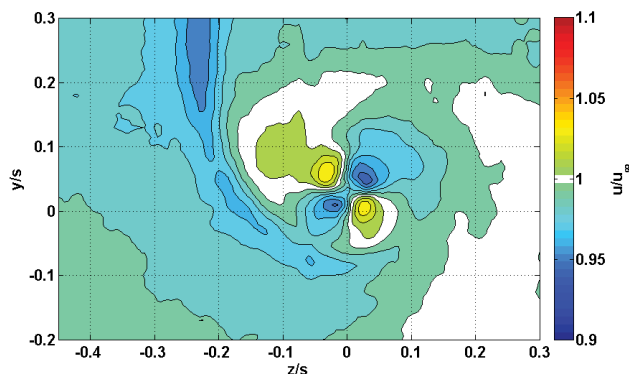


BILD 16. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 5$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs flach endend

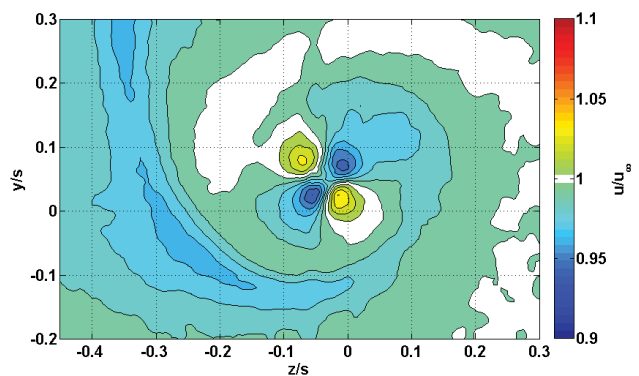


BILD 17. Axialgeschwindigkeitsverteilung u/u_∞ an der Stelle $x/c = 9,5$; $\alpha = 10^\circ$; Tfs flach endend

Der Verlauf der maximalen axialen Übergeschwindigkeit in Strömungsrichtung ist der charakteristischste Unterschied, wenn man beide Tragflügelspitzen vergleicht. Bild 18 zeigt zunächst die Abhängigkeit der maximalen Axialgeschwindigkeit vom Anstellwinkel für den Fall der gut gerundeten Spitze. Die aufgetragene Axialgeschwindigkeit stammt aus dem Pol, der der Flügelspitze am nächsten liegt, Bild 18. Dieser scheint eine dominante Rolle einzunehmen.

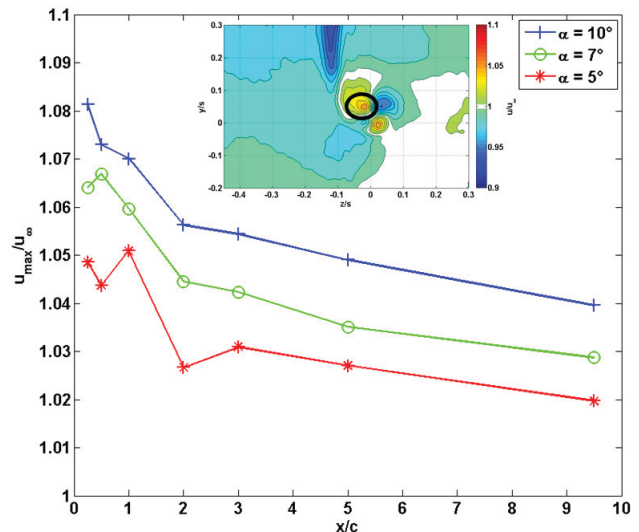


BILD 18. Maximale Axialgeschwindigkeit u_{max}/u_∞ im Pol bei unterschiedlichen Anstellwinkeln; Tfs gut gerundet

Die unmittelbare Abhängigkeit der Axialgeschwindigkeit vom Anstellwinkel wird deutlich und deckt sich mit den bisherigen Erkenntnissen von Anderson [5]. Der in dieser Arbeit betrachtete stärkste Pol behält seine axiale Übergeschwindigkeit für alle Abstände hinter dem Flügel und ist direkt hinter dem Flügel am stärksten. Für den Fall der flach endenden Spitze ergibt sich ein ähnlicher aber schwächerer Verlauf der Axialgeschwindigkeit. Bild 19 macht den Unterschied der beiden Geometrien deutlich. Hier wird der Fall für $\alpha = 10^\circ$ betrachtet:

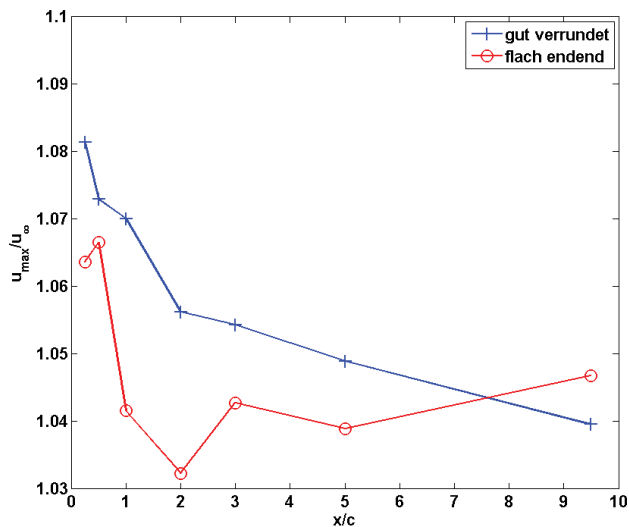


BILD 19. Maximale Axialgeschwindigkeit u_{\max}/u_{∞} im Pol bei unterschiedlichen Anstellwinkeln; Tfs gut gerundet und flach endend; $\alpha = 10^\circ$

Es ist zu erkennen, dass die flach endende Tragflügelspitze im Bereich zwischen $x/c = 0 - 5$ eine kleinere maximale Axialgeschwindigkeit im Pol produziert. Für die kleineren Anstellwinkel fallen die Unterschiede geringer aus. Bei der flach endenden Spitze sind Schwankungen zu erkennen, was auf die Scharfkantigkeit der Stirn zurückzuführen sein mag. Laut Batchelor [1] ist dieses über einen Vergleich der Zirkulationsgradienten sowie der Dissipation zu bewerten. Der Gradient kann aus der Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit und dem Kernradius abgeschätzt werden: Bild 20 zeigt die Entwicklung der tangentialen Geschwindigkeitskomponente für den Fall der runden und Bild 21 für den Fall der senkrecht endenden Spitze bei $x/c = 0,25$ und $x/c = 3$.

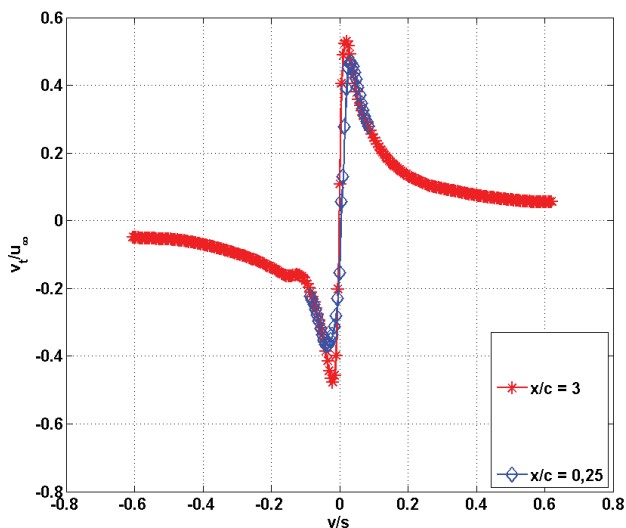


BILD 20. Tangentialgeschwindigkeitsverteilung v_t/u_{∞} ; Tfs gut gerundet; $\alpha = 10^\circ$; $x/c = 0,25$ und $x/c = 3$

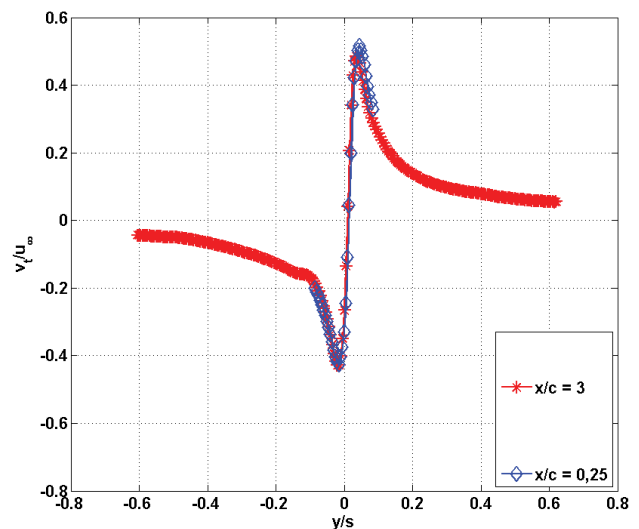


BILD 21. Tangentialgeschwindigkeitsverteilung v_t/u_{∞} ; Tfs flach endend; $\alpha = 10^\circ$; $x/c = 0,25$ und $x/c = 3$

Aus allen Schnitten x/c war ersichtlich, dass beide Geometrien bei $x/c = 3$ ihre jeweiligen maximalen Tangentialgeschwindigkeiten ausbilden. Der Übersichtlichkeit halber sind lediglich die Kurven für $x/c = 0,25$ und $x/c = 3$ aufgetragen. Aus dem Vergleich beider Spitzen an der Stelle $x/c = 0,25$ wird deutlich, dass die gut gerundete Spitze erst etwa 88 % ihres Maximalwertes erreicht hat. Währenddessen hat die flach endende Spitze an dieser Stelle schon die maximale Tangentialgeschwindigkeit erreicht. Offenbar läuft der Aufrollvorgang bei der gut gerundeten Tragflügelspitze langsamer ab als bei der flach endenden.

Bild 22 stellt die Entwicklung der Kernradien für beide Geometrien gegenüber, wobei die gut gerundete Spitze bis $x/c = 5$ erwartungsgemäß einen kleineren Kern produziert. Dieser hat bei $x/c = 3$ etwa 73 % des Wertes der flach endenden Spitze. Hierbei bezeichnet s die halbe Flügelspannweite und r_k den halben Abstand zwischen den Orten der maximalen Tangentialgeschwindigkeiten.

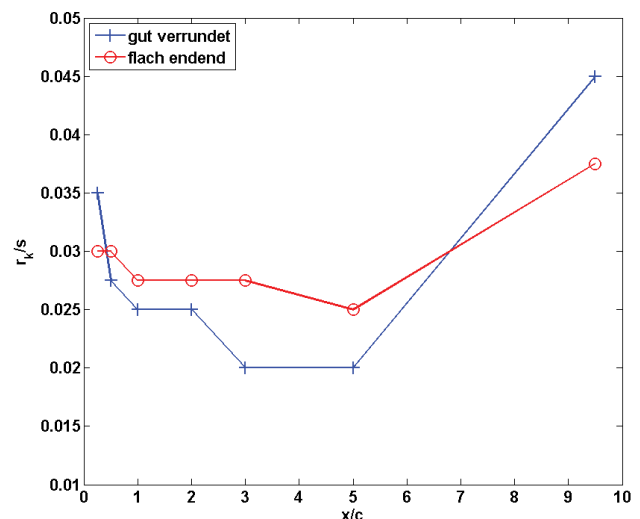


BILD 22. Verlauf der Kernradien r_k/s ; Tfs gut gerundet und flach endend; $\alpha = 10^\circ$

Insgesamt bildet die gut gerundete Spitze im flügelnahen Bereich bis zu $x/c = 3$ also kleine Kernradien und in der-

selben Größenordnung befindliche kleinere Tangentialgeschwindigkeiten aus, woraus sich schließen lässt, dass die der verrundeten Spitze bis zu dieser Position gebildete Zirkulation zwar geringer ist, jedoch der Zirkulationsgradient für beide Geometrien in derselben Größenordnung sein müsste. Laut Batchelor bedeutet dies, dass bei der flach endenden Spitze eine vermehrte Produktion an Verlusten dazu führt, dass diese Geometrie kleinere Axialgeschwindigkeiten produziert. Dies könnte auf die Wirkung von drehungsbehaftete Strukturen an den Kanten der Stirnseite von flach endenden Spitzen zurückzuführen sein. Sie führen zu einer Vergrößerung des Kernbereichs und einer Abnahme der Zirkulationsintensität.

Es wurde bereits gezeigt, dass die Axialgeschwindigkeit eine mit dem Anstellwinkel skalierbare Größe ist. Es wurde ebenfalls gezeigt, dass für den Fall $\alpha = 10^\circ$ der Zirkulationsgradient für beide Geometrien in derselben Größenordnung sein müsste. Die Bilder 23 und 24 zeigen nun, dass die Kernradien bis $x/c = 5$ keinem wesentlichen Einfluss durch den Anstellwinkel unterliegen. Daraus lässt sich schließen, dass der Zirkulationsgradient der gut gerundeten Spitze für jeden Anstellwinkel etwa gleich dem der flach endenden Spitze ist. Dies bedeutet wiederum, dass das Maß der sich mit dem Anstellwinkel erhöhenden Axialgeschwindigkeit beim Vergleich der beiden Spitzen im Wesentlichen auf die mit dem Anstellwinkel zunehmende Dissipation zurückzuführen ist.

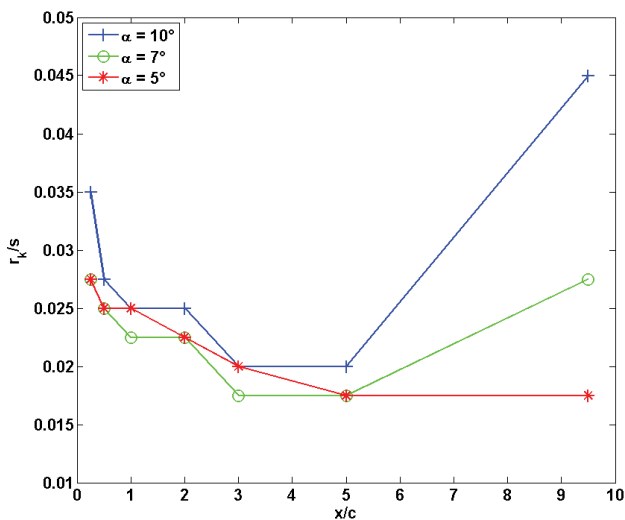


BILD 23. Verlauf der Kernradien r_k/s ; Tfs gut gerundet für verschiedene α

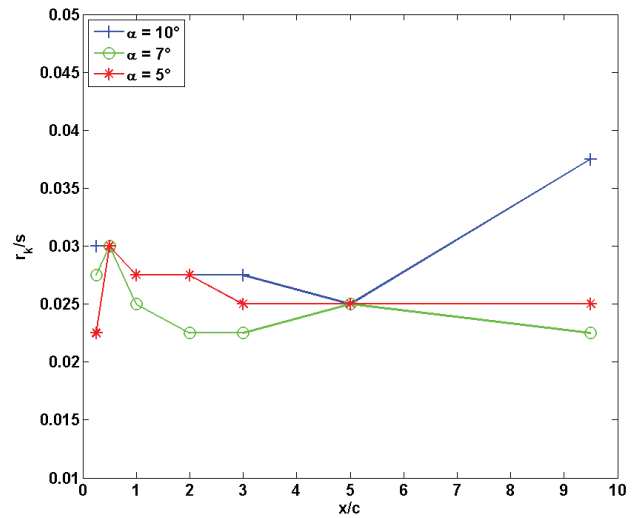


BILD 24. Verlauf der Kernradien r_k/s ; Tfs flach endend für verschiedene α

Die Erkenntnisse über die Struktur und die Dynamik des flügelnahen Aufrollvorgangs lassen sich mit seiner Sichtbarmachung bestätigen. Bilder 25 und 26 zeigen für $Re_c = 200\,000$ den Aufrollprozess für die gut gerundete bzw. flach endende Spitze. Anhand der verschiedenen Steigungen in der sich aufrollenden Spirale wird deutlich, dass der Wirbel sich bei der flach endenden Spitze schneller entwickelt. Des Weiteren kann man in der Nähe der Tragflügelspitze beobachten, dass sich bei der flach endenden Flügelspitze unruhigere Strukturen ausbilden, die wie eine Überlagerung von verschiedenen segmentierten Scherschichten aussehen. Insgesamt lassen sich die Annahmen über erhöhte Aufrollgeschwindigkeit und Neigung zu erhöhter Dissipation für die flach endende Spitze bestätigen.

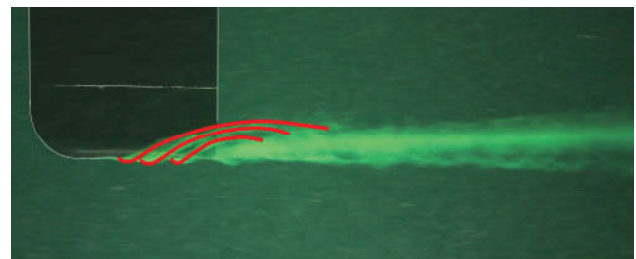


BILD 25. $\alpha = 10^\circ$; Tfs gut gerundet; $Re_c = 200\,000$

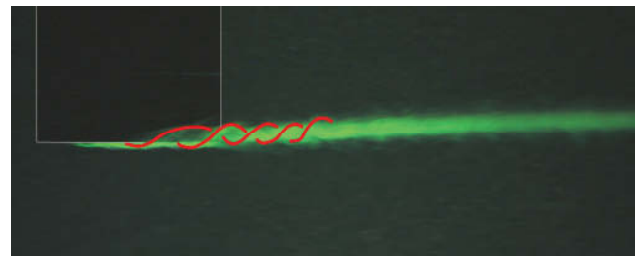


BILD 26. $\alpha = 10^\circ$; Tfs flach endend; $Re_c = 200\,000$

4. FAZIT UND AUSBLICK

Es wurden Versuche in einem Wasserrumlaufkanal vorge stellt. Hierbei wurden im flügelnahen Wirbelnachlauf die Geschwindigkeitsverteilungen während des Aufrollens mit der stereographischen PIV-Messtechnik ermittelt. Als Versuchsflügel stand ein rechteckiges Flügelhalbmodell mit Clark-Y-Profil und einer Flügeltiefe von $c = 80$ mm zur Verfügung. Die Messungen wurden bei einer Streckung von $\Lambda = 5$ für die Anstellwinkel $\alpha = \{5^\circ, 7^\circ, 10^\circ\}$ in 7 Schnitten von $x/c = 0,25$ bis 9,5 hinter dem Flügel ausgeführt. Die Reynoldszahl betrug $Re_c = 200\,000$. Die Tragflügelspitzen sind zum einen gut gerundet und zum anderen flach endend ausgeführt.

Durch die Zunahme der mit steigendem Anstellwinkel maximalen Axialgeschwindigkeit im flügelnahen Bereich bestätigt sich die Abhängigkeit von der Zirkulation. Die runde Tragflügelspitzengeometrie erzeugt im Allgemeinen einen Wirbel mit kleinerem Durchmesser und höherer Tangential- und Axialgeschwindigkeit. Die Ergebnisse zeigen, dass sich für beide Tragflügelspitzengeometrien vier Pole um den Kern ausbilden, von denen jeweils zwei durch eine Über- und zwei durch eine Untergeschwindigkeit charakterisiert sind. Es handelt sich also nicht um eine homogen verteilte Struktur wie etwa eine gaußsche Verteilung mit nur einem Pol. Visualisierungsaufnahmen legen nahe, dass die Form der Tragflügelspitzengeometrie und das damit in Zusammenhang stehende Maß an Dissipation für die Ausprägung der Axialgeschwindigkeit verantwortlich sind.

Versuche mit stereographischer PIV-Messtechnik in einem Wasserrumlaufkanal konnten den Aufrollvorgang an einem rechteckigen Clark-Y Flügelhalbmodell in besonderer Abhängigkeit der Tragflügelspitzengeometrie zeigen. Besonders der Einfluss der Geometrie auf die sich ausbildende Axialgeschwindigkeitskomponente wurde ersichtlich.

Eine 4-polige Struktur der Axialgeschwindigkeit konnte festgestellt werden, welche sich kranzförmig um den Wirbelkern legt. Die Struktur ist für alle Entfernungen hinter dem Flügel ortsfest. Die Pole axialer Über- bzw. Untergeschwindigkeit liegen sich für alle Entfernungen von $x/c = 0,25 - 9,5$ paarweise gegenüber, wobei der Pol der größten axialen Übergeschwindigkeit allmählich an Stärke verliert. Die gut gerundete Tragflügelspitze neigt dazu, eine größere Axialgeschwindigkeit in einem kleineren Pol auszubilden als die flach endende. Der größte Pol axialer Untergeschwindigkeit ist bei der flach endenden Spitze von Beginn an wesentlich stärker ausgeprägt und bleibt in Betrag und Ausdehnung annähernd konstant.

Die Axialgeschwindigkeit ist eine mit dem Anstellwinkel skalierbare Größe. Es stellt sich heraus, dass der Aufrollvorgang bei verrundeten Spitzen wesentlich langsamer und ruhiger abläuft und zunächst kleinere Kernradien ausgebildet werden. Es konnte abgeschätzt werden, dass der Zirkulationsgradient für beide Geometrien bis zu $x/c = 3$ hinter dem Flügel annähernd gleich ist. Dies führt zu der Annahme, dass eine vermehrte Dissipation bei der flach endenden Kappe dafür verantwortlich ist, dass diese von vorne herein eine geringere Axialgeschwindigkeit ausbildet. Die Ursache für diese erhöhte Dissipation wird in der Wirkung der Scharfkantigkeit der Spitze gesehen, da hier von festen Orten aus verstärkt Ablösungen in

Gang gesetzt werden. Der Eindruck eines vermehrt unruhigeren Aufrollens unterstützt diese Annahme.

Für weitere Untersuchungen sollte die Ursache für Dissipation näher betrachtet werden. Eine Möglichkeit wäre die Erhöhung des Anstellwinkels über 10° hinaus. Ab hier wären zusätzliche Verluste aufgrund abgelöster Strömungen an der Hinterkante zu erwarten aber auch eine erhöhte Zirkulationsintensität. Fraglich bleibt, ob diese Verluste zu einem frühen Stadium schon in den Wirbelkern gelangen. Interessanter scheint es, weitere Geometrien zu untersuchen, die deutlich geringere Verluste und höhere Axialgeschwindigkeiten erzeugen können. Hierzu müsste die Verrundung der Stirnseite maximiert werden. Auf diese Weise wird es insgesamt möglich, die Wirkung der Parameter, die die Geometrie der Tragflügelspitze charakterisieren, auf den Wirbel zu identifizieren und ihre Auswirkungen gezielt untersuchen zu können. In einem weiteren Schritt möge eine determinierte Einstellung beliebiger Geometrien in Abhängigkeit gegebener Randbedingungen zu einer Vorhersagbarkeit des flügelnahen Wirbelnachlaufs führen, um so einer Klassifizierung von Tragflügelspitzengeometrien näher zu kommen.

5. LITERATURANGABEN

- [1] Batchelor, G. K., "Axial Flow in Trailing Line Vortices", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 20, 1964, pp. 645-658
- [2] Khorrami, M. R., Singer, B. A., Radeztsky, R. H., "Reynolds-Averaged Navier-Stokes Computations of a Flap-Side-Edge Flowfield", *AIAA Journal*, Vol. 37, No. 1, 1999, pp. 14-22
- [3] Devenport, W. J., Rife, M. C., Liapis, S. I., Follin, G. J., "The Structure and Development of a Wing-Tip Vortex", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 312, 1996, pp. 67-106
- [4] Chow, J. S., Zilliac, G. G., Bradshaw, P., "Mean and Turbulence Measurements in the Near Field of a Wingtip Vortex", *AIAA Journal*, Vol. 35, No. 10, 1997, pp. 1561-1567
- [5] Anderson, E. A., "Correlation Between Vortex Strength and Axial Velocity in a Trailing Vortex", *Journal of Aircraft*, Vol. 40, No. 4, 2003
- [6] Spalart, P. R., "Airplane Trailing Vortices", *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 30, 1998, pp. 107-138
- [7] Vitting, T.: "Struktur von Flügelrandwirbeln und Maßnahmen zur Wirbelabschwächung", *Forschungsberichte VDI*, Reihe 7: Strömungstechnik, Nr. 185, 1991
- [8] Bippes, H.: "Experimente zur Entwicklung der freien Wirbel hinter einem Rechteckflügel", *Acta Mechanica* 26, S. 223-245, 1977