

LEHRSTUHL FÜR AERODYNAMIK UND STRÖMUNGSMECHANIK
TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Aerodynamik von Wirbelschleppen bei hochmanövrierfähigen Flugzeugen

Jan-Ulrich Klar

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen
Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. F. Holzapfel

Prüfer der Dissertation:

1. apl. Prof. Dr.-Ing. Chr. W. M. Breitsamter
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. R. Luckner, Technische Universität Berlin
3. Univ.-Prof. Dr.-Ing. H.-J. Kaltenbach

Die Dissertation wurde am 28.02.2012 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 25.09.2012 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Aerodynamik und Strömungsmechanik der Technischen Universität München. Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn apl. Prof. Dr.-Ing. Christian Breitsamter für die ausgezeichnete Betreuung und die vielen wertvollen Ratschläge. Ebenfalls bedanke ich mich bei Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Robert Luckner und Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Hans-Jakob Kaltenbach, die die Aufgabe des Zweit- bzw. Drittprüfers übernommen haben. Für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes danke ich Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Florian Holzapfel.

Außerdem gilt mein Dank Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Nikolaus Adams, der mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit am Lehrstuhl durchzuführen.

Für die überaus angenehme Atmosphäre und die wertvollen fachlichen Diskussionen möchte ich allen Kollegen Dank sagen. Besonders erwähnen möchte ich hier die Lehrstuhlwerkstatt und Herrn Dipl.-Phys. Roman Reiß, die einen großen Anteil am Gelingen des experimentellen Teils der Arbeit hatten.

Herzlich bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern und besonders bei meiner Lebensgefährtin Kamilla für die unschätzbare Unterstützung.

Garching, Dezember 2012

Jan-Ulrich Klar

Übersicht

In der vorliegenden Arbeit wird eine Analysekette vorgestellt, die es ermöglicht, instationäre Luftkräfte an einem hochmanövrierfähigen Flugzeug zu bestimmen, das sich im Einflussbereich des Nachlaufwirbelsystems eines vorausfliegenden Flugzeugs befindet. Die zeitlich veränderliche Anströmung am einfliegenden Flugzeug resultiert zum einen aus der relativen Bewegung der Flugzeuge zueinander und zum anderen aus den Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb des Nachlaufs. Die zeitliche und räumliche Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems einer Delta-Canard-Konfiguration wird mit Hilfe von experimentellen und numerischen Methoden bestimmt. Unter Anwendung der Hitzdrahtanemometrie wird die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb einer Querströmungsebene an verschiedenen Stromabpositionen ermittelt. Diese Messergebnisse werden zur Initialisierung von Grobstruktursimulationen verwendet, die es ermöglichen, das Strömungsfeld des Nachlaufwirbelsystems in einer Entfernung von bis zu 50 Spannweiten stromab zu analysieren. Für eine Berechnung der detaillierten Luftkräfte für beliebige Einflugmanöver werden die notwendigen Transformationen vorgestellt, die das Geschwindigkeitsfeld vom Koordinatensystem des vorausfliegenden in das des nachfolgenden Flugzeugs überführen. Die instationären Luftkräfte werden mit einem neuentwickelten Verfahren auf Grundlage der stationären Tragflächentheorie bestimmt.

Abstract

In the present study, an analysis chain is presented, which allows to determine unsteady aerodynamic loads on a high agility aircraft that is in control of the wake vortex system of a preceding aircraft. The unsteady flow on the encountering aircraft results on the one hand from the relative motion of the aircraft and on the other hand from the velocity fluctuations within the wake. The spatial and temporal evolution of the wake vortex system of a delta canard configuration is determined using experimental and numerical methods. Using the hot-wire anemometry, the velocity distribution is obtained within a cross-flow section at various downstream positions. These measurement results are used for initialization of Large Eddy Simulations which allow to analyze the flow field of the wake vortex system at a distance of up to 50 spans downstream. For a detailed calculation of the unsteady loads of any ingress maneuver the necessary transformations are presented that transform the velocity field corresponding to the coordinate system of the preceding into the coordinate system of the following aircraft. The unsteady aerodynamic loads are determined with a newly developed method based on the steady lifting surface method.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-------------|
| Tabellenverzeichnis | xi |
| Abbildungsverzeichnis | xiii |
| 1 Einführung | 1 |
| 1.1 Motivation und Problemstellung | 1 |
| 1.2 Stand der Forschung | 3 |
| 1.3 Beitrag dieser Arbeit | 6 |
| 2 Grundlagen | 9 |
| 2.1 Geschwindigkeitsfeld, Rotation und Zirkulation | 9 |
| 2.2 Auftrieb und induzierter Widerstand | 13 |
| 2.3 Wirbelsysteme an realen Flugzeugkonfigurationen | 17 |
| 2.4 Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems | 19 |
| 2.5 Größen zur Beschreibung des Nachlaufwirbelsystems | 19 |
| 2.6 Auswertung des experimentell und numerisch bestimmten Strömungsfeldes | 21 |
| 2.7 Kinematik des Nachlaufproblems | 22 |
| 2.7.1 Kreuzen des Nachlaufs – Diskretes Nachlaufproblem (DNP) | 24 |
| 2.7.2 Fliegen im Nachlauf – Kontinuierliches Nachlaufproblem (KNP) | 25 |
| 3 Messverfahren und Versuchsdurchführung | 27 |
| 3.1 Hitzdrahtmesstechnik | 28 |
| 3.2 Versuchsdurchführung | 34 |
| 3.2.1 Windkanalmodell | 35 |
| 3.2.2 Messebenen | 36 |
| 3.2.3 Windkanal | 39 |
| 3.2.4 Messumfang | 40 |
| 3.2.5 Ähnlichkeit und Kennzahlen | 42 |
| 4 Numerische Simulation | 45 |
| 4.1 Turbulente Einströmgrößen | 48 |
| 4.2 Simulationsdurchführung | 49 |
| 4.2.1 Gittergenerierung | 49 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4.2.2 | Rekonstruktion der Einströmgrößen | 52 |
| 5 | Ergebnisse des Nahfelds | 55 |
| 5.1 | Wirbelstrukturen am Flugzeug | 55 |
| 5.2 | Experimentelle Ergebnisse | 56 |
| 5.2.1 | Geschwindigkeitsfeld | 56 |
| 5.2.2 | Wirbelstärke und Zirkulation | 63 |
| 5.2.3 | Räumliche Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems | 74 |
| 5.2.4 | Turbulenzintensitäten und Amplitudenspektren | 75 |
| 5.2.5 | Geschwindigkeitsprofile und Wirbelmodell | 87 |
| 5.3 | Validierung der LES | 90 |
| 5.4 | Einfluss der Modellhalterung auf das Nachlaufwirbelsystem | 97 |
| 6 | Rechnerische Freiflugergebnisse | 99 |
| 6.1 | Geschwindigkeitsfeld | 99 |
| 6.2 | Wirbelstärke und Zirkulation | 103 |
| 6.3 | Turbulenzintensität | 108 |
| 6.4 | Räumliche Entwicklung | 112 |
| 6.5 | Geschwindigkeitsverlauf und Wirbelmodell | 115 |
| 7 | Luftkräfte beim Einfliegen in das Nachlaufwirbelsystem | 117 |
| 7.1 | Potentialtheoretisches Verfahren | 117 |
| 7.1.1 | Flügelgeometrie und Wahl der Aufpunkte | 118 |
| 7.1.2 | Erweiterung zur Berücksichtigung von instationären Effekten | 119 |
| 7.2 | Diskretes Nachlaufproblem | 124 |
| 7.2.1 | Gerades Kreuzen mit einem Lastfaktor von $1g$ | 128 |
| 7.2.2 | Kreuzen mit einem Lastfaktor $> 1g$ | 133 |
| 7.2.3 | Vertikales Kreuzen mit einem Lastfaktor $> 1g$ | 136 |
| 7.3 | Kontinuierliches Nachlaufproblem | 140 |
| 8 | Zusammenfassung und Ausblick | 149 |
| A | Anhang | 161 |
| A.1 | Böenproblem | 161 |
| A.2 | Wirbelverschmelzung und Instabilitäten | 162 |
| A.3 | Kontinuierliches Nachlaufproblem – Machzahleinfluss | 164 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|--|----|
| 3.1 | Anströmgeschwindigkeiten und -winkel bei der Hitzdrahtkalibrierung . . . | 30 |
| 3.2 | Geometriedaten des Windkanalmodells | 35 |
| 3.3 | Betriebsdaten und Kenngrößen des Windkanals C | 40 |
| 3.4 | Position der gemessenen Querströmungsebenen | 42 |
| 4.1 | Räumliche Auflösung des Rechengitters der Validierungs- und Freiflugrechnungen | 51 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Gefährdungspotenzial durch Nachlaufwirbelsysteme | 2 |
| 1.2 | Kontinuierliche und diskrete Turbulenz | 3 |
| 1.3 | Experimentell und numerisch erfassbare Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems | 6 |
| 2.1 | Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit V_{Θ} an einem realen Wirbel | 11 |
| 2.2 | Tragflügel mit flächenhafter Wirbelbelegung | 13 |
| 2.3 | Idealisierte Zirkulationsverteilung und Aufrollvorgang des Nachlaufwirbelsystems | 14 |
| 2.4 | Überlagertes Geschwindigkeitsfeld der zwei entgegengesetzt drehenden freien Wirbel | 16 |
| 2.5 | Aufrollvorgang des Nachlaufwirbelsystems an einer Transportflugzeugkonfiguration [14] | 18 |
| 2.6 | Wirbelsystem der Delta-Canard-Konfiguration | 18 |
| 2.7 | Flugzeugfeste Koordinatensysteme des voraus- und einfliegenden Flugzeugs | 23 |
| 2.8 | Anstellwinkelschwankung beim Kreuzen des Nachlaufs | 24 |
| 2.9 | Anstellwinkelschwankung beim Fliegen innerhalb des Nachlaufs | 25 |
| 3.1 | Vollmodell der Delta-Canard-Konfiguration (links) bzw. Halbmodell einer Transportkonfiguration (rechts) im Windkanal C | 27 |
| 3.2 | Blockschaltbild der Hitzdrahtmesskette, vgl. [14] | 29 |
| 3.3 | Drehung der 4-Drahtsonde während der Kalibrierung | 30 |
| 3.4 | Stützstellen der Kalibration | 32 |
| 3.5 | Kalibrierpunkte in räumlicher Darstellung | 33 |
| 3.6 | Vergleich der 3- bzw. 4-Drahtsonde anhand der dimensionslosen Axialgeschwindigkeit \bar{u}/U_{∞} bei $x^* = 2.0$ und $\alpha = 8^{\circ}$ | 34 |
| 3.7 | Vergleich der 3- bzw. 4-Drahtsonde anhand der dimensionslosen axialen Wirbelstärke ξ bei $x^* = 2.0$ und $\alpha = 8^{\circ}$ | 34 |
| 3.8 | Messstrecke des Windkanal C | 35 |
| 3.9 | Skizze des Windkanalmodells | 35 |
| 3.10 | Halterung des Windkanalmodells | 36 |
| 3.11 | Messebenen bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 15^{\circ}$ | 37 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.12 | Bestimmung des Drehpunkts | 38 |
| 3.13 | Korrektur der Messebenen für sämtliche Anstellwinkel | 39 |
| 3.14 | Windkanal C | 39 |
| 3.15 | Dimensionslose Wirbelstärke ξ bei $\alpha = 8^\circ$ in der Messebene $x^*=8.0$ | 41 |
| 4.1 | Rechenraum für den Validierungsfall bei $\alpha = 8^\circ$ | 50 |
| 4.2 | Rechennetz des Freiflugsfalls bei $\alpha = 8^\circ$ und Verteilung der mittleren axialen Geschwindigkeit \bar{u} in der Einströmebene | 51 |
| 4.3 | Dimensionslose mittlere laterale Geschwindigkeit $\frac{\bar{v}}{U_\infty}$ in der Einströmebene für die Validierungsrechnung bei $\alpha = 8^\circ$ | 52 |
| 4.4 | Modellierung der Querströmungsgeschwindigkeit mit Hilfe von Potentialwirbeln innerhalb der Einströmebene | 53 |
| 4.5 | gemessene(links) und korrigierte axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ | 54 |
| 4.6 | gemessene(links) und korrigierte axiale Turbulenzintensität u_{rms}/U_∞ | 54 |
| 5.1 | Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ für die Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ und $\alpha = 15$ an der Stromabposition $x^* = 0.5$ | 55 |
| 5.2 | Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0,$ und 4.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ | 57 |
| 5.3 | Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 8.0, 12.0$ und 16.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ | 58 |
| 5.4 | Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0,$ und 4.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ | 60 |
| 5.5 | Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 8.0$ und 12.0 und $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ | 61 |
| 5.6 | Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$ und $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ | 62 |
| 5.7 | Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 8.0, 12.0$ und $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ | 63 |
| 5.8 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$ und $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ | 64 |
| 5.9 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 8.0, 12.0, 16.0$ und $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ | 65 |
| 5.10 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$ | 68 |
| 5.11 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 8.0, 12.0$ | 69 |
| 5.12 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$ | 70 |
| 5.13 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 8.0$ | 71 |
| 5.14 | Auf die Gesamtzirkulation Γ_0 bezogene Zirkulation Γ des CLVs und des WLVs in Abhängigkeit der Stromabposition x^* für die drei Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ, \alpha = 15^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$ | 72 |

| | | |
|------|---|----|
| 5.15 | Lastfaktor s der Gesamtkonfiguration in Abhängigkeit der Stromabposition x^* für die drei Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$, $\alpha = 15^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$ | 73 |
| 5.16 | Trajektorien des WLVs und des CLVs in der x - z -Ebene für die drei Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$, $\alpha = 15^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$ | 74 |
| 5.17 | Trajektorien des WLVs und des CLVs in der y - z -Ebene für die drei Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$, $\alpha = 15^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$ | 75 |
| 5.18 | Verteilung der vertikalen Turbulenzintensitäten w_{rms}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$ | 77 |
| 5.19 | Verteilung der vertikalen Turbulenzintensitäten w_{rms}/U_∞ $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 8.0, 12.0, 16.0$ | 78 |
| 5.20 | Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 16.0$ im Wirbelzentrum | 80 |
| 5.21 | Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 16.0$ in einem Abstand von $\frac{1}{4}r_v$ vom Wirbelzentrum | 80 |
| 5.22 | Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 16.0$ in einem Abstand von $\frac{1}{2}r_v$ vom Wirbelzentrum | 80 |
| 5.23 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$. | 81 |
| 5.24 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 8.0, 12.0$ | 82 |
| 5.25 | Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 12.0$ im Wirbelzentrum | 83 |
| 5.26 | Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 12.0$ in einem Abstand von $\frac{1}{4}r_v$ vom Wirbelzentrum | 83 |
| 5.27 | Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 12.0$ in einem Abstand von $\frac{1}{4}r_v$ vom Wirbelzentrum | 83 |
| 5.28 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$. | 84 |
| 5.29 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 8.0$ | 85 |
| 5.30 | Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 8.0$ im Wirbelzentrum | 86 |
| 5.31 | Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 8.0$ in einem Abstand von $\frac{1}{4}r_v$ vom Wirbelzentrum | 86 |
| 5.32 | Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 8.0$ in einem Abstand von $\frac{1}{2}r_v$ vom Wirbelzentrum | 86 |
| 5.33 | Geschwindigkeitsprofil des WLVs bei $x^* = 16.0$ und einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ | 87 |
| 5.34 | Geschwindigkeitsprofil des WLVs bei $x^* = 8.0$ und einem Anstellwinkel von $\alpha = 15^\circ$ | 88 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.35 | Geschwindigkeitsprofil des WLVs bei $x^* = 8.0$ und einem Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$ | 88 |
| 5.36 | Verteilung der dimensionslosen axialen Wirbelstärke ξ bei $x^* = 4.0$ und 8.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$ | 90 |
| 5.37 | Verteilung der dimensionslosen axialen Wirbelstärke ξ bei $x^* = 12.0$, und 16.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$ | 90 |
| 5.38 | Verteilung der dimensionslosen vertikalen Geschwindigkeit \bar{w}/U_∞ bei $x^* = 4.0, 8.0, 12.0$, und 16.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$ | 92 |
| 5.39 | Verteilung der dimensionslosen vertikalen Turbulenzintensität w_{rms}/U_∞ bei $x^* = 4.0, 8.0, 12.0$, und 16.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$ | 92 |
| 5.40 | Dimensionslose vertikale Geschwindigkeit \bar{w}/U_∞ für einen Schnitt durch das Wirbelzentrum für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$ | 94 |
| 5.41 | Dimensionslose vertikale Turbulenzintensität w_{rms}/U_∞ für einen Schnitt durch das Wirbelzentrum für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$ | 94 |
| 5.42 | Dimensionslose Zirkulation Γ/Γ_0 der WLW und CLV bei $x^* = 4.0, 8.0, 12.0$, and 16.0 für das Experiment und die Simulation | 95 |
| 5.43 | Trajektorien der WLVs und CLVs in der x - z -Ebene für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$ | 96 |
| 5.44 | Trajektorien der WLVs und CLVs in der y - z -Ebene für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$ | 96 |
| 5.45 | Verteilung der dimensionslosen axialen Wirbelstärke ξ bei $x^* = 4.0$ und 8.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$ | 97 |
| 5.46 | Verteilung der dimensionslosen axialen Wirbelstärke ξ bei $x^* = 12.0$ und 16.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$ | 97 |
| 6.1 | Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 2.0, 4.0, 8.0, 12.0$ | 100 |
| 6.2 | Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 16.0, 20.0, 25.0, 30.0$ | 101 |
| 6.3 | Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 35.0, 40.0, 45.0, 50.0$ | 102 |
| 6.4 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke ξ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 2.0, 4.0, 8.0, 12.0$ | 104 |
| 6.5 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke ξ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 16.0, 20.0, 25.0, 30.0$ | 105 |
| 6.6 | Dimensionslose axiale Wirbelstärke ξ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 35.0, 40.0, 45.0, 50.0$ | 106 |
| 6.7 | Bezogene Zirkulation Γ/Γ_0 des CLVs und des WLVs in Abhängigkeit von der Stromabposition x^* | 107 |

| | | |
|------|--|-----|
| 6.8 | Verteilung der vertikalen Turbulenzintensitäten w_{rms}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 2.0, 4.0, 8.0, 12.0$ | 108 |
| 6.9 | Verteilung der vertikalen Turbulenzintensitäten w_{rms}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 16.0, 20.0, 25.0, 30.0$ | 109 |
| 6.10 | Verteilung der vertikalen Turbulenzintensitäten w_{rms}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 35.0, 40.0, 45.0, 50.0$ | 110 |
| 6.11 | Trajektorien in der x - y -Ebene | 113 |
| 6.12 | Trajektorien in der x - z -Ebene | 113 |
| 6.13 | Trajektorien in der y - z -Ebene | 113 |
| 6.14 | Abstand $d_{WLV-CLV}$ des CLVs und WLVs in Abhängigkeit von der Stromabposition x^* | 114 |
| 6.15 | Kernradien r_c und r_v des WLVs in Abhängigkeit der Stromabposition x^* | 115 |
| 6.16 | Geschwindigkeitsprofil des WLVs bei $x^* = 4.0$ und 12.0 bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ | 116 |
| 6.17 | Geschwindigkeitsprofil des WLVs bei $x^* = 20.0$ und 40.0 bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ | 116 |
| 7.1 | Verteilung der Aufpunkte nach Multhopp | 118 |
| 7.2 | Verteilung der Aufpunkte nach Truckenbrodt | 118 |
| 7.3 | Auftriebs- und Nickmomentenverteilung längs Spannweite ($\alpha = 1rad$) nach Truckenbrodt bzw. Laschka | 119 |
| 7.4 | Änderung der gebundenen Zirkulation und abschwimmenden Wirbelschicht während eines instationären Manövers | 120 |
| 7.5 | Das Biot-Savartsche Gesetz für eine gerade Wirbellinie mit veränderlicher Zirkulation | 121 |
| 7.6 | Zeitlicher Verlauf des Auftriebsbeiwertes eines Rechteckflügels mit einer Streckung $\Lambda = 2, 6$ und ∞ bei einem Anstellwinkelsprung | 124 |
| 7.7 | Gerades Kreuzen des Nachlaufs mit einem Lastfaktor von $1g$ [62] | 126 |
| 7.8 | Kreuzen des Nachlaufs im Kurvenflug [62] | 126 |
| 7.9 | Kreuzen des Nachlaufs beim Hochziehen [62] | 126 |
| 7.10 | Horizontales Kreuzen im Kurvenflug [62] | 126 |
| 7.11 | Kreuzen des Nachlaufwirbelsystems mit einem Einflugwinkel von $\gamma = 30^\circ$ bei identischer Fluggeschwindigkeit an einer Stromabposition von $x^* = 4.0$ | 128 |
| 7.12 | Zeitlicher Verlauf des Anstellwinkels an drei ausgewählten Aufpunkten des einfliegenden Flugzeugs | 128 |
| 7.13 | Zeitlicher Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M während des geraden Kreuzens des Nachlaufs | 130 |

| | | |
|------|--|-----|
| 7.14 | Dimensionslose spannweiteige Auftriebs- und Nickmomentenverteilung $\gamma(\eta)$ und $\mu(\eta)$, sowie die Druckverteilung Δc_p zum Zeitpunkt des Auftriebsminimum, $\tau = 3.75$ | 131 |
| 7.15 | Dimensionslose spannweiteige Auftriebs- und Nickmomentenverteilung $\gamma(\eta)$ und $\mu(\eta)$, sowie die Druckverteilung Δc_p zum Zeitpunkt des Rollmomentenmaximums, $\tau = 3.18$ | 131 |
| 7.16 | Kreuzen des Nachlaufwirbelsystems mit einem Einflugwinkel von $\gamma = 30^\circ$ und einem Hängewinkel von $\phi = 30^\circ$ bei identischer Fluggeschwindigkeit an einer Stromabposition von $x^* = 4.0$ | 133 |
| 7.17 | Zeitlicher Verlauf des Anstellwinkels an drei ausgewählten Aufpunkten des einfliegenden Flugzeugs | 133 |
| 7.18 | Zeitlicher Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M während des geraden Kreuzens des Nachlaufs mit einem Lastfaktor $> 1g$ | 135 |
| 7.19 | Dimensionslose spannweiteige Auftriebs- und Nickmomentenverteilung $\gamma(\eta)$ und $\mu(\eta)$, sowie die Druckverteilung Δc_p zum Zeitpunkt des Auftriebsminimum, $\tau = 3.78$ | 136 |
| 7.20 | Dimensionslose Auftriebs- und Nickmomentenverteilung $\gamma(\eta)$ und $\mu(\eta)$, sowie die Druckverteilung Δc_p zum Zeitpunkt des Rollmomentenmaximums, $\tau = 3.07$ | 136 |
| 7.21 | Kreuzen des Nachlaufwirbelsystems von unten mit einem Einflugwinkel von 30° und bei identischen Fluggeschwindigkeiten an einer Stromabposition von $x^* = 8.0$ | 137 |
| 7.22 | Zeitlicher Verlauf des Anstellwinkels an drei ausgewählten Aufpunkten des einfliegenden Flugzeugs | 137 |
| 7.23 | Zeitlicher Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M während des geraden Kreuzens des Nachlaufs mit einem Lastfaktor $> 1g$ | 139 |
| 7.24 | Dimensionslose Auftriebs- und Nickmomentenverteilung, sowie die Druckverteilung Δc_p zum Zeitpunkt des Auftriebsminimum | 140 |
| 7.25 | Dimensionslose Auftriebs- und Nickmomentenverteilung, sowie die Druckverteilung Δc_p zum Zeitpunkt des Rollmomentenmaximums | 140 |
| 7.26 | Relative Lage des vorausfliegenden und des nachfolgenden Flugzeugs bei einem axialen Abstand von 8 bzw. 16 Spannweiten | 141 |
| 7.27 | Vergleich der Amplitudenspektren $A_{w'}$ für das Experiment und die Freiflugsimulation im Wirbelzentrum bei einer Stromabposition von $x^* = 8.0$ | 142 |
| 7.28 | Vergleich der Amplitudenspektren $A_{w'}$ für das Experiment und die Freiflugsimulation im Wirbelzentrum bei einer Stromabposition von $x^* = 16.0$ | 142 |
| 7.29 | Zeitlicher Verlauf des Anstellwinkels α an drei ausgewählten Aufpunkten bei einem axialen Abstand von 8 Spannweiten | 143 |

| | | |
|------|---|-----|
| 7.30 | Zeitlicher Verlauf des Anstellwinkels α an drei ausgewählten Aufpunkten bei einem axialen Abstand von 16 Spannweiten | 143 |
| 7.31 | Zeitlicher Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M bei einem axialen Abstand von acht Spannweiten | 145 |
| 7.32 | Dimensionslose spannweitige Auftriebs- und Nickmomentenverteilung bei Erreichen des minimalen Auftriebs an einer Stromabposition von $x^* = 8.0$. | 146 |
| 7.33 | Dimensionslose spannweitige Auftriebs- und Nickmomentenverteilung bei Erreichen des maximalen Rollmoments an einer Stromabposition von $x^* = 8.0$ | 146 |
| 7.34 | Zeitlicher Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M bei einem axialen Abstand von 16 Spannweiten | 147 |
| 7.35 | Dimensionslose spannweitige Auftriebs- und Nickmomentenverteilung bei Erreichen des maximalen Auftriebs an einer Stromabposition von $x^* = 16.0$ | 148 |
| 7.36 | Dimensionslose spannweitige Auftriebs- und Nickmomentenverteilung bei Erreichen des maximalen Nickmoments an einer Stromabposition von $x^* = 16.0$ | 148 |
| A.1 | Diskrete 1-Kosinus Böe | 161 |

Bezeichnungen und Abkürzungen

Abkürzungen

| | |
|------|--|
| ALDM | Adaptive Local Deconvolution Method |
| CCA | Constant Current Anemometer |
| CFD | Computational Fluid Dynamics |
| CFL | Courant-Friedrichs-Lewy Zahl |
| CLV | Primärwirbel des Canards (Canard Leading Edge Vortex) |
| CTA | Constant Temperature Anemometer |
| CTV | Randwirbel des Canards (Canard Tip Vortex) |
| DLM | Doublet Lattice Methode |
| DNP | Diskretes Nachlaufproblem |
| DNS | Direkt Numerical Simulation |
| FCS | Flight Control System |
| FW | Rumpfnachlauf (Fuselage wake) |
| IFM | Indicial Function Methode |
| IITV | Iteratives instationäres Tragflächenverfahren |
| ILES | Implicit Large Eddy Simulation |
| KNP | Kontinuierliches Nachlaufproblem |
| KOSE | Koordinatensystem des einfliegenden Flugzeugs |
| KOSG | Koordinatensystem des vorausfliegenden Flugzeugs |
| LDA | Laser-Doppler-Anemometrie |
| LES | Large Eddy Simulation |
| PIV | Particle Image Velocimetry |
| PSD | Power Spectral Density |
| SGS | Subgrid Scale |
| SLW | Seitenleitwerk |
| UVLM | Unsteady Vortex Lattice Method |
| VLM | Vortex Lattice Method |
| WBP | Waagenbezugspunkt |
| WTV | Randwirbel des Deltaflügels (Wing Tip Vortex) |
| WLV | Primärwirbel des Deltaflügels (Wing Leading Edge Vortex) |

Arabische Symbole

| | |
|----------------------|--|
| A | Auftrieb |
| $b = 2s$ | Spannweite |
| b_0 | Lateraler Abstand der aufgerollten Nachlaufwirbel |
| \tilde{b}_0 | Laterale Schwerpunktlage der freien Zirkulation bei Mehrwirbelsystemen |
| B | Rotationsmatrix |
| c | Flügelwurzeltiefe |
| c_a | spannweitige Auftriebsverteilung |
| c_p | Druckbeiwert |
| C_A | Auftriebsbeiwert |
| C_{A0} | Nullauftriebsbeiwert |
| $C_{A\alpha}$ | Auftriebsanstieg |
| C_L | Rollmomentenbeiwert |
| C_M | Nickmomentenbeiwert |
| C_W | Widerstandsbeiwert |
| d | Abstand; Durchmesser; Dicke |
| d_W | Durchmesser des Hitzdrahtes |
| D | Drehmatrix |
| E | Hitzdrahtspannung |
| e | Gesamtfehler der LES |
| E_1, E_2, E_3, E_4 | Drahtspannungen der Quadrupelfühlersonde |
| E_G | Gegenspannung |
| f | Frequenz |
| F | Flügelfläche |
| \mathbf{F} | Flussfunktion |
| g | Erdbeschleunigung |
| h | charakteristische Netzgröße, Höhe |
| h_0, h_1 | Druckansatzfunktion |
| k | reduzierte Frequenz |
| k_y, k_z | Komponenten der Wirbeldichte |
| l | Flügeltiefe, Länge |
| l_μ | Bezugsflügeltiefe |
| Ma | Machzahl |
| n | Lastfaktor |
| p | Druck, Ortsvektor des Ursprungs von KOSE |
| q | Staudruck |
| r | Radius |

| | |
|-----------------------------|---|
| \vec{r} | Abstandsvektor |
| r_c | innerer Radius, viskoser Kernradius |
| r_v | äußerer Radius, Wirbelstärkekern |
| Re | Reynoldszahl |
| s | Halbspannweite, Lastfaktor der Zirkulationsverteilung |
| t | Zeit |
| \mathbf{u}, \vec{u} | Geschwindigkeitsvektor |
| u, v, w | Geschwindigkeitskomponenten in x -, y - und z -Richtung |
| $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ | Gemittelte Geschwindigkeitskomponenten in x -, y - und z -Richtung |
| u', v', w' | Geschwindigkeitsfluktuationen in x -, y - und z -Richtung |
| U_∞ | Geschwindigkeit der ungestörten Anströmung, Geschwindigkeit des vorausfliegenden Flugzeugs |
| V_∞ | Geschwindigkeit des einfliegenden Flugzeugs |
| V_θ | Umfangsgeschwindigkeit |
| V_S | Signalverstärkung |
| W_i | induzierter Widerstand |
| x, y, z | rechtwinklige Koordinaten |
| x_v, x_h | Koordinaten der Flügelvorder- bzw. -hinterkante |

Griechische Symbole

| | |
|---------------|---|
| α | Anstellwinkel, Drehwinkel x -Achse |
| α_{20} | Temperaturkoeffizient |
| β | Gierwinkel, Drehwinkel y -Achse |
| γ | Dimensionslose Zirkulation, Drehwinkel z -Achse |
| Γ | Zirkulation |
| Γ_0 | Wurzelzirkulation |
| $\eta = y/s$ | dimensionslose Koordinate in Spannweitenrichtung |
| λ | Flügelzuspitzung, Wellenlänge |
| Λ | Flügelstreckung |
| μ | dynamische Viskosität, dimensionsloses Nickmoment |
| ν | kinematische Viskosität |
| ξ | dimensionslose Wirbelstärke |
| ρ | Dichte |
| σ | Anfachungsrate |
| τ | dimensionslose Zeit für die Wirbelentwicklung, dimensionslose Zeit für den Wirbeleinflug |
| φ | Flügelpeilung |

| | |
|--------------------------------|--|
| ω | Kreisfrequenz |
| $\omega, \vec{\omega}$ | Winkelgeschwindigkeitsvektor |
| $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ | Komponenten des Winkelgeschwindigkeitsvektor |

Subskript

| | |
|----------------|---------------------------|
| <i>db</i> | Diskrete Böe |
| <i>exp</i> | Experiment |
| <i>kt</i> | Kontinuierliche Turbulenz |
| <i>Kal</i> | Kalibrierung |
| <i>N</i> | Diskretisierung |
| <i>i, j, k</i> | Richtungsindex |
| <i>Pot</i> | Potential |
| <i>s</i> | Schwerpunkt |
| <i>rms</i> | root mean square |
| <i>WK</i> | Windkanal |
| <i>A/C</i> | Flugzeug |

Superskript

| | |
|---------------------|---------------------------|
| $\hat{}$ | Größen in KOSE |
| $\bar{}$ | zeitlich gemittelte Größe |

1 Einführung

1.1 Motivation und Problemstellung

Der Begriff „Turbulenzen“ wird häufig im Zusammenhang mit der „unruhigen“ Bewegung eines Fluggeräts verwendet. Dabei handelt es sich nicht um Steuereingaben des Piloten, sondern um zeitlich schwankende Anströmverhältnisse am Flugzeug. Meistens sind atmosphärische Phänomene, wie beispielsweise Fall- und Scherwinde, in die das Flugzeug einfliegt, dafür verantwortlich. Neben diesen natürlichen Turbulenzen gibt es jedoch auch Geschwindigkeitsschwankungen, die durch andere Luftfahrzeuge verursacht werden. Alle Fluggeräte, die schwerer als Luft sind und ihren Auftrieb mit Hilfe von Tragflächen oder Rotoren erzeugen, schleppen zwangsläufig ein Wirbelsystem hinter sich her [74]. Die Entstehung dieses Nachlaufwirbelsystems kann sich in Abhängigkeit von der Flügelgeometrie stark unterscheiden, was in der Regel wiederum zu unterschiedlichen Wirbelstrukturen im Nachlauf führt. Ein Flugzeug, das dieses Wirbelsystem durchfliegt bzw. sich über längere Zeit darin aufhält, ist auf verschiedene Weise davon beeinflusst, vgl. Abb. 1.1. Beispielsweise kann es zu Auftriebsverlust oder zu einem induzierten Rollmoment kommen, das bis hin zum Verlust der stabilen Fluglage führen kann [41]. Neben den Problemen, die die Steuerbarkeit betreffen, erfährt die elastische Struktur des Flugzeugs eine erhöhte dynamische Belastung. Ein tragisches Ereignis war der Absturz eines Airbus A-300 im November 2001 über New York, der in die Wirbelschleppen eines vorausfliegenden „Jumbo-Jets“ (B-747) geriet. Der Kopilot reagierte mit Seitenruderausschlägen auf die durch den Wirbel induzierten Luftturbulenzen, was aufgrund der hohen Fluggeschwindigkeit zu einer kritischen Strukturbeanspruchung führte. Dadurch kam es zum Verlust des Seitenleitwerks, wodurch die Kontrolle über das Flugzeug verloren ging [3]. Um diese gefährlichen Situationen zu vermeiden, wird in der zivilen Luftfahrt mit Hilfe von minimalen Staffelungsabständen versucht, das Einfliegen in ein starkes Nachlaufwirbelsystem grundsätzlich auszuschließen. Militärische Fluggeräte können im Gegensatz dazu keinen Einschränkungen bezüglich ihrer Staffelung unterworfen werden. Missionsabschnitte wie Formationsflug, Luftbetankung und Luftkampf beinhalten das Fliegen in unmittelbarer Nähe eines anderen Flugzeugs. Bei Abfangmanövern kommt es häufig vor, dass der Nachlauf des vorausfliegenden Flugzeugs unter einem bestimmten Winkel gekreuzt wird. Zeitabhängige Luftkräfte entstehen in diesem Fall aufgrund der Relativbewegung der beiden Flugzeuge zueinander, da das Strömungsfeld in das eingeflogen wird, inhomogen ist [80].

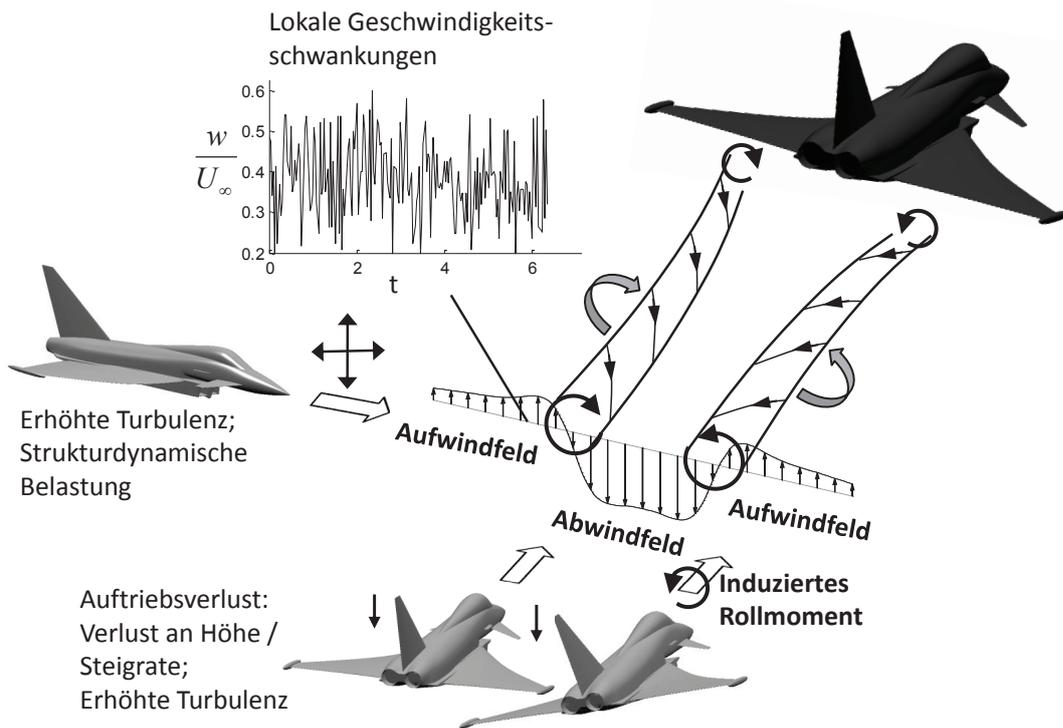


Abb. 1.1: Gefährdungspotenzial durch Nachlaufwirbelsysteme

Aber auch bei fehlender Relativbewegung, wie dem Formationsflug, können instationäre Luftkräfte auftreten, da die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Wirbelsystem selbst stark schwanken kann. Hinzu kommt eine Antwort der elastischen Struktur, die ebenfalls zu zeitlich schwankenden Luftkräften führt, wodurch Struktur und Luftkräfte in Wechselwirkung miteinander stehen.

Für eine Bestimmung der resultierenden instationären Luftkräfte ist eine detaillierte Kenntnis der zeitlichen und räumlichen Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Nachlaufwirbelsystems nötig. Diese hängt von der Flugzeugkonfiguration ab und unterscheidet sich aufgrund der unterschiedlichen Flügelgeometrien bei zivilen Transportflugzeugen und militärischen Hochleistungsflugzeugen erheblich. Während bei Transportflugzeugen eine Minimierung des Widerstands angestrebt wird, steht bei Hochleistungsflugzeugen das Erfliessen von Manövern im hohen Anstellwinkelbereich bzw. mit hohen Lastvielfachen im Vordergrund. Da von der Flügelgeometrie die Auftriebsverteilung in Spannweitenrichtung bestimmt wird, weisen auch die Nachlaufwirbelsysteme in Abhängigkeit der Konfiguration Unterschiede auf. Dies spiegelt sich ebenfalls in der räumlichen Entwicklung, sowie dem Zerfallsprozess des Nachlaufwirbelsystems wider.

1.2 Stand der Forschung

Für die Zulassung eines Flugzeugs muss nachgewiesen werden, dass die im Rahmen der Flugenveloppe auftretenden Lasten keinen Schaden an der Struktur hervorrufen. Die Flugenveloppe beschreibt dabei in Abhängigkeit des Flugzustandes (Flughöhe, Machzahl), der Massenkonfiguration und der Anregung (z.B. Manöver, Böen, dynamische Landung) die Grenzen des sicheren Fliegens. Für große Transportflugzeuge sind die zu erfüllenden Anforderungen in Abschnitt 25 der FAR/JAR [33] bzw. CS [32] und für militärische Fluggeräte in MIL [1] bzw. [2] aufgeführt. Während für Transportflugzeuge die Böenlasten das Kriterium für die Auslegung darstellen, sind bei Kampfflugzeugen Manöverlasten in der Regel der begrenzende Faktor. Dennoch können bestimmte Bereiche der Flugzeugstruktur, wie beispielsweise die Flügelspitzen oder Pylons, hohen Beanspruchungen beim Einflug in eine Böe ausgesetzt sein [68]. Ähnlich wie atmosphärische Turbulenzen oder Böen stellen Nachlaufwirbelsysteme plötzliche Luftbewegungen dar, die an einem einfliegenden Flugzeug zu hohen Lasten führen können. Die Vorgehensweise bei der Bestimmung der Lasten beim Einflug in ein Nachlaufwirbelsystem wird sich daher eng an der des Böenproblems orientieren. Dabei werden grundsätzlich zwei unterschiedliche Arten von instationärer Anströmung unterschieden, (vgl. Abb. 1.2).

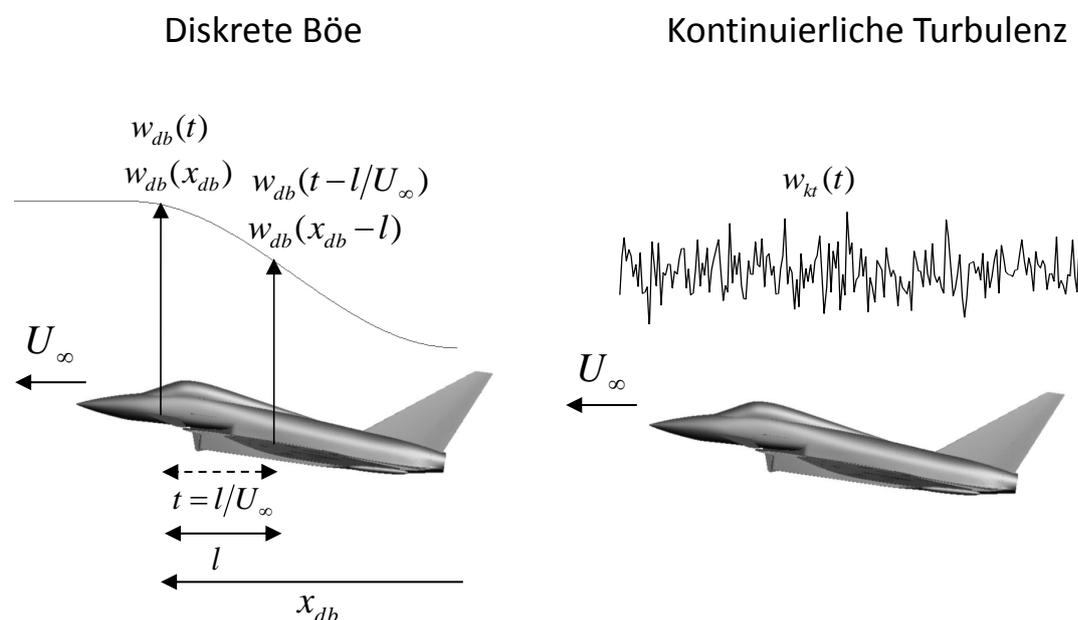


Abb. 1.2: Kontinuierliche und diskrete Turbulenz

Bei der sogenannten diskreten Böe schwankt die Böengeschwindigkeit in einer deterministischen Weise, während bei der kontinuierlichen Turbulenz zufällige Geschwindigkeitsschwankungen auftreten. Dabei gibt es keine Einschränkung bezüglich der Wirkungsrichtung der Turbulenz oder Böe. Je nachdem, ob es sich um eine vertikale oder horizontale Böe handelt, werden unterschiedliche Teile der Struktur beansprucht [68]. Zufälli-

ge kontinuierliche Turbulenz erfordert in der Regel eine Berechnung im Frequenzraum, wobei sogenannte „Power Spectral Density (PSD)“ Verfahren zur Anwendung kommen [11, 39, 40, 81]. Im Gegensatz dazu wird das diskrete Böenproblem häufig über eine sogenannte 1-cos-Böe im Zeitbereich modelliert. Dabei wird die sogenannte „tuned gust“ gesucht, die eine 1-cos-Böe mit einer bestimmten Wellenlänge darstellt, bei der die höchsten Beanspruchungen am Flugzeug auftreten. Diese Böe wird durch Rechnungen mit unterschiedlicher Wellenlänge bestimmt. Die dabei angewandten Verfahren zur Berechnung der Lasten unterscheiden sich teilweise deutlich bezüglich ihrer Komplexität [53, 58, 61, 81]. Die Grundlage bildet dabei in der Regel ein Finite-Element-Modell der Flugzeugstruktur, das die Steifigkeiten und die Massenverteilung für den entsprechenden Fall beinhaltet [11]. Für dieses Modell kann die Verteilung der stationären oder instationären aerodynamischen Lasten in Abhängigkeit des Flugzustandes bestimmt werden. Zusätzlich kann der Einfluss des „Flight Control System“ (FCS) berücksichtigt werden, welches die Ausschläge der Steuerflächen für den gegenwärtigen Flugzustand beeinflusst. Wichtige Eigenschaften des Gesamtsystems, wie beispielsweise die Übertragungsfunktion der Aktuatoren, müssen ebenfalls in die Modellierung aufgenommen werden, um die Reaktion und Strukturlasten auf äußere Anregungen oder Steuereingaben des Piloten mit der entsprechenden Genauigkeit vorausszusagen. Aufgrund der hohen Anzahl von verschiedenen Lastfällen bzw. der häufigen Modifikation des Strukturmodells während der frühen Entwicklungsphase wird ein robustes und wenig zeitintensives Verfahren für die Berechnung der aerodynamischen Lasten benötigt. Aufwändige und rechenintensive CFD-Verfahren sind daher nicht weit verbreitet, wohingegen die robusten und einfachen Verfahren auf Basis der Potentialtheorie Anwendung finden. Häufig genügt es lediglich quasistationäre Luftkräfte zu berücksichtigen, die beispielsweise mit der „Vortex Lattice Methode (VLM)“ [44] bestimmt werden. Bei plötzlichen Manövern oder dem Einfliegen in Böen spielen jedoch auch instationäre Effekte eine Rolle, die mit Hilfe von „Indicial Functions (IFM)“, wie der Wagner- oder Küssner-Funktion, oder der instationären „Doublet Lattice Method (DLM)“ [4] berücksichtigt werden. Mit der Zunahme der verfügbaren Rechnerleistungen in den letzten Jahrzehnten gewinnen jedoch aufwändige CFD-Simulationen immer mehr an Bedeutung. Vor allem im transonischen nichtlinearen Geschwindigkeitsbereich sind nur Verfahren auf Grundlage der Euler- oder Navier-Stokes-Gleichungen in der Lage verwertbare Ergebnisse zu liefern [60, 65, 66, 80]. Ein weiterer Ansatz für die Reduzierung der Strukturbelastung aufgrund von Turbulenzen sind sogenannte „Gust Load Allevation Systems“. Ein solches System erkennt die Beschleunigungen, die aus der Böe oder Turbulenz resultieren und wirkt diesen gezielt entgegen [7, 42, 64]. Neben der Strukturbelastung ist hier ein weiterer Aspekt der Flugkomfort. Fliegt man über längere Zeit in einem kontinuierlichen Turbulenzfeld, müssen die „bumps per minute“ auf ein erträgliches Maß beschränkt werden. Für Piloten von Hochleistungsflugzeuge liegt die Grenze des Zumutbaren bei 12 Schlägen mit $1/2$ g pro Minute [7].

Wie Flugversuche zeigten, können die bisher bekannten maximalen Böengeschwindigkeiten durch Windgeschwindigkeiten innerhalb eines Nachlaufwirbelsystems überschritten werden [62]. Durch gezieltes Einfliegen in den Nachlauf wurde mit Hilfe von Beschleunigungsaufnehmern auf die dynamische Antwort der elastischen Flugzeugstruktur geschlossen, die zum Teil auf kritische Belastungen hindeuteten. Dabei wurde ähnlich dem diskreten Böenproblem die „Wellenlänge“ des Nachlaufs variiert, indem das Wirbelsystem unter verschiedenen Winkeln gekreuzt wurde. Diese Versuche lieferten Hinweise auf Strukturlasten, jedoch keine Informationen über die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Nachlaufwirbelsystems. Während „Wirbelschleppen“ an militärischen Hochleistungsflugzeugen bisher wenig untersucht wurden, spielt die Wirbelschleppenproblematik im Bereich der zivilen Luftfahrt schon seit Jahrzehnten eine bedeutende Rolle. So wurden zahlreiche Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet durchgeführt [18–20, 23, 31, 37, 51, 52, 70, 76]. Die Beantwortung grundlegender Fragen, die beispielsweise Instabilitäten [10, 24–28] und Instationaritäten im Nachlauf betreffen, standen u.a. im Vordergrund. Darüberhinaus wurde nach Wegen gesucht, die eine Vorhersage der räumlichen Entwicklung von Wirbelsystemen ermöglichte [9].

Die Forschungsgebiete können grundsätzlich in drei Kategorien eingeteilt werden:

- Das frühzeitige Erkennen einer Wirbelschleppe beim Einfliegen mittels geeigneter Detektoren [29, 43].
- die Vorhersage der Trajektorien und Stärke der Nachlaufwirbel in Abhängigkeit der Flugzeugtypen und der Atmosphärenbedingungen [36, 38, 54–57, 67, 69, 71]
- und die Abminderung durch konfigurative Maßnahmen [5, 14].

Vor allem der stetig angestiegene zivile Luftverkehr bzw. die Entwicklung immer größerer Flugzeuge waren die treibende Kraft dieser Forschungen, da durch eine präzisere Vorhersage bzw. eine Abminderung der Wirbelschleppen die Flughafenkapazitäten erhöht werden können. Instabilitätsmechanismen, Wirbelmodelle und aktive Klappen, die den Wirbelzerfall beschleunigen, waren die Ergebnisse dieser Forschungsarbeiten. Aber auch die Auswirkungen, die ein Einfliegen in das Nachlaufwirbelsystem haben kann, wurden in verschiedenen Arbeiten untersucht [59]. Parallel dazu ist die numerische Strömungsmechanik durch die Verwendung von Hochleistungsrechnern in der Lage, Strömungen bei hohen Reynoldszahlen vorherzusagen. Vor allem die Grobstruktursimulation, die über einen großen Bereich des Turbulenzspektrums auf den Einsatz von Modellen verzichtet, stellt ein Werkzeug dar, mit dem Nachlaufwirbelsysteme auch weit stromab berechnet werden können [34, 35, 45, 72]. Dreidimensionale LES, die die Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems zeitlich und räumlich ermöglichen, wurden bisher in nur sehr begrenztem Umfang durchgeführt [30]. Stumpf [78] berechnete das Nachlaufwirbelsystem einer Transportkonfiguration auf Grundlage von Eulerrechnungen, die die Initialisierungsdaten lieferten. Mit

der rasanten Steigerung der Leistungsfähigkeit von „Supercomputern“ ist in naher Zukunft mit deutlich mehr Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet zu rechnen.

1.3 Beitrag dieser Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung der zeitabhängigen Luftkräfte an einer hochagilen Flugzeugkonfiguration beim Kreuzen bzw. beim Fliegen innerhalb des Nachlaufs eines vorausfliegenden Flugzeugs. Grundlage dafür ist die Kenntnis der räumlichen und zeitlichen Geschwindigkeitsverteilung im Nachlauf des vorausfliegenden Flugzeugs. Zu diesem Zweck wird das Nachlaufwirbelsystem an einer hochagilen Delta-Canard-Konfiguration mit Hilfe von experimentellen und numerischen Methoden bestimmt, (vgl. Abb. 1.3).

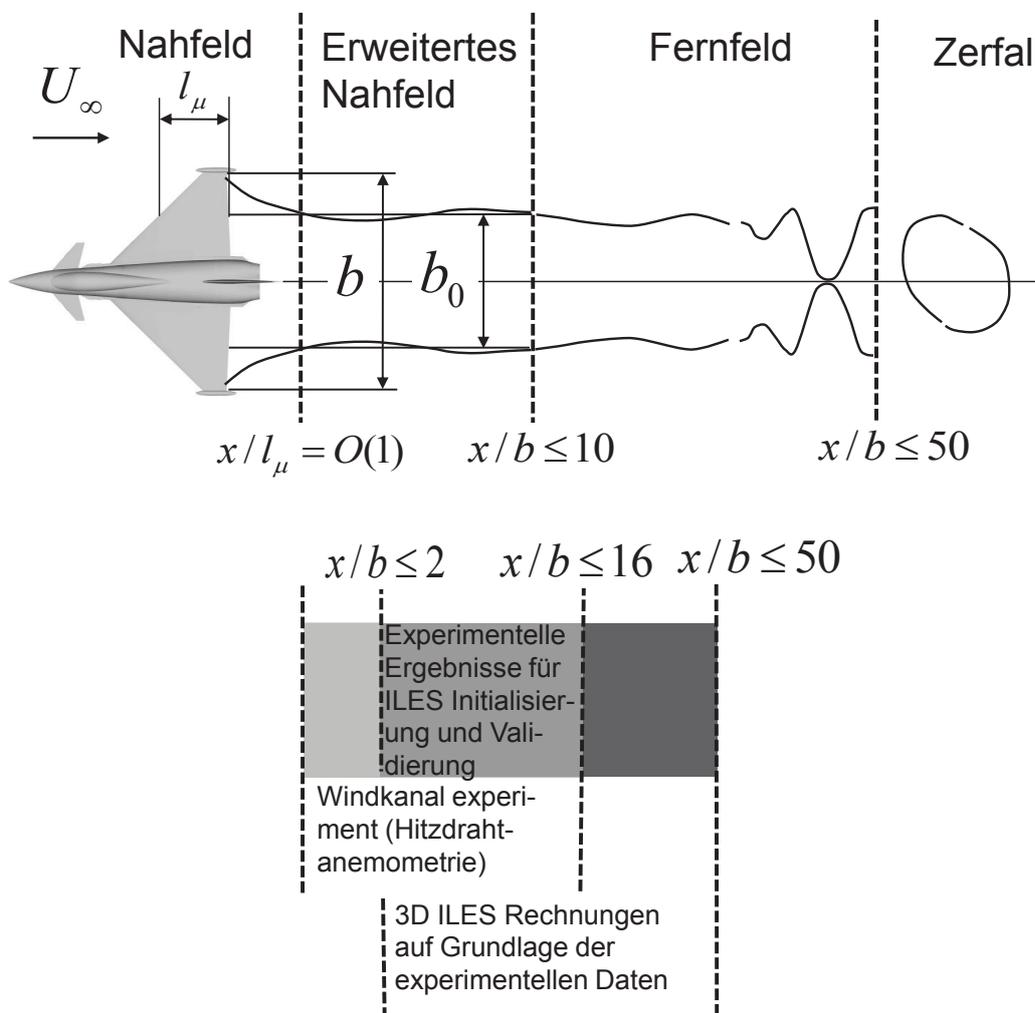


Abb. 1.3: Experimentell und numerisch erfassbare Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems

Windkanaluntersuchungen, in deren Rahmen Querströmungsebenen an verschiedenen Stromabpositionen vermessen werden, dienen zum Initialisieren als auch zum Validieren der

Grobstruktursimulationen. Bei den benötigten Initialisierungsgrößen handelt es sich um mittlere Strömungsgeschwindigkeiten als auch Turbulenzintensitäten, die mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie bis über das erweiterte Nahfeld hinaus bestimmt werden können. Für eine realistische Abbildung eines freifliegenden Flugzeugs werden an den experimentellen Ergebnissen Korrekturen vorgenommen, die den Einfluss des Versuchsaufbaus innerhalb der Simulation weitestgehend unterdrücken.

Die verwendete Implementierung für die Grobstruktursimulationen (LES „Large-Eddy Simulation“) basiert auf implizierter Turbulenzmodellierung. Simulationen dieser Art ermöglichen mit Stromabpositionen von bis zu 50 Spannweiten die Untersuchung des Nachlaufwirbelsystems bis in das Fernfeld. Auf Grundlage der Simulationsergebnisse werden für den Flügelgrundriss der Delta-Canard-Konfiguration die aerodynamischen Lasten beim Einfliegen in das Nachlaufwirbelsystem bestimmt. Dabei werden verschiedene Szenarien berücksichtigt, die sich durch die Art des Einfliegens unterscheiden. Bewegen sich die beiden Flugzeuge relativ zueinander, spielen Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb des Nachlaufs eine untergeordnete Rolle. Der zeitabhängige Anstellwinkel resultiert hier aus dem Durchfliegen des inhomogenen Geschwindigkeitsfelds. Im Gegensatz dazu ist das Auftreten von instationären Luftkräften bei einer vernachlässigbaren Relativbewegung ausschließlich in den Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb des Nachlaufwirbelsystems begründet.

Das verwendete Verfahren zur Berechnung der aerodynamischen Lasten basiert auf dem stationären Tragflächenverfahren von Truckenbrodt [79]. Um auch instationäre Effekte berücksichtigen zu können, wurden jedoch umfangreiche Erweiterungen vorgenommen.

Neben der Bestimmung der instationären Luftkräfte werden die experimentellen und numerischen Ergebnisse auch für eine ausführliche Diskussion der Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems einer hochagilen Flugzeugkonfiguration verwendet. Wert gelegt wird hier auf einen Vergleich mit vorhandenen Ergebnissen aus Untersuchungen an Transportflugzeugen [14], um den Einfluss der unterschiedlichen Flügelgeometrien zu bestimmen. Im Vordergrund steht hier die Anwendbarkeit von Wirbelmodellen, die für Nachlaufwirbelsysteme an Transportflugzeugen entwickelt wurden, auf die vorliegende Delta-Canard-Konfiguration.

2 Grundlagen

Für eine Bestimmung der aerodynamischen Lasten an einem Flugzeug, das sich im Einflussbereich eines Nachlaufwirbelsystems befindet, müssen verschiedene Disziplinen der Aerodynamik kombiniert werden. Einerseits müssen Begriffe definiert und Zusammenhänge deutlich gemacht werden, die die Entstehung von Nachlaufwirbelsystemen erklären und deren Analyse ermöglichen. Dabei wird versucht, sich an Begriffen und Definitionen zu orientieren, die im Rahmen von Nachlaufuntersuchungen an Transportflugzeugen entwickelt wurden. Unabhängig vom Verfahren, das zur Bestimmung der instationären Luftkräfte verwendet wird, ist die Kenntnis der Anströmung am einfliegenden Flugzeug erforderlich. Die dazu notwendigen kinematischen Beziehungen, die eine Transformation des Strömungsfeldes vom Koordinatensystem des vorausfliegenden in das des einfliegenden Flugzeugs ermöglichen, werden am Ende dieses Abschnitts hergeleitet.

2.1 Geschwindigkeitsfeld, Rotation und Zirkulation

Bei der Untersuchung von Strömungsvorgängen steht in der Regel die Bestimmung des Geschwindigkeitsvektors $\vec{u} = \mathbf{u}$ mit den Komponenten $\mathbf{u} = (u, v, w)$ und des statischen Drucks p im Vordergrund. Kann das strömende Medium als Kontinuum aufgefasst werden, was mit einer ausreichend hohen Dichte ρ der Fall ist, erhält man ein Gleichungssystem, das sich aus der Formulierung des Impulssatzes und der Massenerhaltung ergibt. Legt man zusätzlich ein dichtebeständiges bzw. inkompressibles Fluid ohne Berücksichtigung von Gewichtskräften zugrunde, so folgt aus der Massenerhaltung die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.1)$$

und aus dem Impulssatz die Navier-Stokes-Gleichung

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (2.2)$$

Der Geschwindigkeitsvektor hat dabei in Indexschreibweise die Komponenten u_i und ist eine Funktion der Zeit t und des Raums, der durch die Achsen (x_1, x_2, x_3) bzw. (x, y, z) bestimmt ist. Die vier Unbekannten, nämlich der statische Druck p und die Geschwindigkeitskomponenten (u, v, w) können mit Hilfe der Gl. 2.1 und 2.2 bestimmt werden. Als

weitere Variable tritt in Gl. 2.2 die Dichte ρ auf, die über die thermische oder kalorische Zustandsgleichung berechnet werden kann.

Bei der Analyse von Nachlaufwirbelsystemen spielt eine bestimmte Eigenschaft des Strömungsfelds eine entscheidende Rolle. Dem Vektor- bzw. Geschwindigkeitsfeld $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ kann die sogenannte Rotation zugeordnet werden, die sich aus der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega} = \boldsymbol{\omega}$

$$\boldsymbol{\omega} = \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{u} = \frac{1}{2} \text{rot } \mathbf{u} \quad (2.3)$$

mit den Komponenten

$$\omega_x = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (2.4)$$

$$\omega_y = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (2.5)$$

$$\omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2.6)$$

ergibt. Anschaulich gibt die Rotation an, ob Fluidteilchen sich bei ihrer Bewegung um sich selbst drehen. Man spricht von einem drehungsbehafteten Geschwindigkeitsfeld, sofern $\text{rot } \mathbf{u} \neq 0$ erfüllt ist. Dies kann für verschiedenste Strömungen gelten, wie beispielsweise Grenzschichtströmungen oder Strömungen mit schrägen Verdichtungsstößen (Crocco'scher Wirbelsatz). Bei letzteren wird Rotation im Inneren des Strömungsfeldes erzeugt, während bei inkompressibler Strömung die Rotation von den Rändern über Reibung in das Innere des Strömungsfelds gelangt [77]. Bei einer weiteren Kategorie von Strömungen ist das Vorhandensein von Rotation bereits aufgrund des Namens offensichtlich. Dabei handelt es sich um sogenannte Wirbelströmungen, innerhalb derer Bereiche existieren, an denen sich Fluidteilchen bei der Rotation um ein gemeinsames Zentrum auch um sich selbst drehen. Druck- und Reibungskräfte sorgen dafür, dass die massenbehafteten Fluidteilchen innerhalb des Wirbels auf den Umlaufbahnen gehalten werden. Für einen Wirbel, dessen Achse in x-Richtung zeigt, gilt $\text{rot } \mathbf{u} \parallel \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}^T$. In der Querströmungsebene ($x = \text{konst}$) kann die Umfangsgeschwindigkeit $V_\Theta = \sqrt{v^2 + w^2}$ definiert werden, deren typische Verteilung für einen idealisierten Einzelwirbel in Abb. 2.1 dargestellt ist. Die Umfangsgeschwindigkeit V_Θ nimmt zunächst ähnlich einer Starrkörperrotation mit steigender Entfernung vom Wirbelzentrum zu. Im Abstand r_c vom Wirbelzentrum gibt es für die Umfangsgeschwindigkeit V_Θ ein Maximum, das die Ausdehnung des sogenannten viskosen Kerns begrenzt. Der rotationsbehaftete Bereich des Wirbels erstreckt sich vom Wirbelzentrum bis zum Radius r_v . Das Verhältnis r_c/r_v und damit die Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit innerhalb eines Wirbels hängt stark von dessen Entstehung und der Umgebungsströmung ab. Ein Wirbel entsteht in der Regel durch das Aufeinandertreffen von Fluidschichten, die unterschiedliche Geschwindigkeiten oder verschiedene

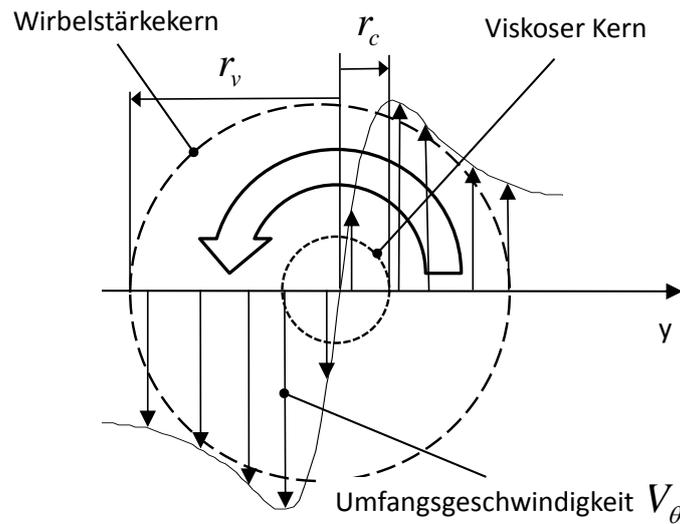


Abb. 2.1: Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit V_Θ an einem realen Wirbel

Richtungen aufweisen. Dadurch bildet sich eine Scherschicht, die sich unter dem Einfluss von Reibung in stabile Wirbel aufrollt. Neben der Beschaffenheit der Scherschichten spielt vor allem mögliche Turbulenz innerhalb der Scherschicht eine Rolle. Diese wirkt wie eine erhöhte Viskosität und hat damit einen deutlichen Einfluss auf die Wirbelbildung und -entwicklung. Der Begriff Wirbelstärke wird in der Literatur nicht eindeutig verwendet [77]. Häufig wird er, wie auch in dieser Arbeit, für die Rotation $\text{rot } \mathbf{u}$ verwendet, die jedoch keine Aussage über die Intensität eines Wirbels ermöglicht. Ein Wirbel mit sehr kleinem Wirbelstärkekern r_v kann örtlich sehr hohe Werte für den Drehungsvektor $\boldsymbol{\omega}$ aufweisen, obwohl der Drehimpuls des gesamten Wirbels eher gering ist. Führt man den Begriff Zirkulation Γ ein, der das Äquivalent zum Drehimpuls der Festkörpermechanik darstellt, können Wirbel bezüglich ihrer Intensität eingeordnet werden. Die Zirkulation Γ innerhalb einer geschlossenen Raumkurve K erhält man mit

$$\Gamma = \oint_{(K)} \mathbf{u} dx. \quad (2.7)$$

Das gleiche Ergebnis folgt aus der Integration der Rotation $\text{rot } \mathbf{u}$ über der von der Raumkurve K eingeschlossenen Fläche F

$$\Gamma = \iint_{(F)} \text{rot } \mathbf{u} dF. \quad (2.8)$$

Für ein reibungsfreies und barotropes Fluid kann der auch als Thomsonscher Wirbelsatz oder Kelvinsches Zirkulationstheorem bekannte Satz formuliert werden. Er besagt, dass

für eine geschlossene materielle Linie die zeitliche Änderung der Zirkulation verschwindet:

$$\frac{d\Gamma}{dt} = 0 \quad (2.9)$$

Dieser Satz hat fundamentale Bedeutung in der Aerodynamik, wenn es um die Interpretation von Wirbelbewegungen geht. Darüberhinaus steht das Theorem im Zusammenhang mit den drei Helmholtzschen Wirbelsätzen [77]:

1. „Die Zirkulation einer Wirbelröhre ist längs dieser Röhre konstant.“
2. „Eine Wirbelröhre besteht immer aus den selben Flüssigkeitsteilchen.“
3. „Die Zirkulation einer Wirbelröhre bleibt zeitlich konstant.“

Diese Sätze werden später bei der Erklärung des Auftriebs und der Entstehung des Nachlaufwirbelsystems verwendet werden.

Mit Hilfe der Zirkulation Γ und den Radien r_c bzw. r_v ist es möglich, die Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit V_Θ mit analytischen Wirbelmodellen anzugeben [6]. Die bekanntesten sind hier der sogenannte Rankine-Wirbel und der Lamb-Oseen-Wirbel. Breitsamter schlägt in [14] das sogenannte modifizierte Zweiskalen-Modell vor, das mit einer einzigen Beziehung

$$V_\theta = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left\{ \frac{r^2}{[R_{cv}^4 r_v^4 + r^4]^{\frac{1+n}{4}} [r_v^4 + r^4]^{\frac{1-n}{4}}} \right\} \quad \text{mit} \quad R_{cv} = \frac{r_c}{r_v} \quad (2.10)$$

für den gesamten Wirbelbereich auskommt. Die Modellierung der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Wirbelstärkekerns unterscheidet sich bei den verschiedenen Wirbelmodellen. Außerhalb davon gleicht sie jedoch bei sämtlichen Modellen immer der eines Potentialwirbels mit

$$V_{\Theta Pot} = \frac{\Gamma_0}{2\pi r}. \quad (2.11)$$

Ein Potentialwirbel stellt eine Elementarlösung von sogenannten Potentialströmungen dar. Dabei werden die Gl. 2.1 und 2.2 dahingehend vereinfacht, dass die Strömung als reibungsfrei ($\mu = 0$) und drehungsfrei ($\text{rot } \mathbf{u} = 0$) angenommen wird. Das erfordert, dass die Zirkulation Γ im Wirbelzentrum, das eine singuläre Stelle darstellt, konzentriert ist. Schließt man diese singuläre Stelle vom Definitionsbereich aus, ergibt sich kein Widerspruch bezüglich der geforderten Drehungsfreiheit für Potentialströmungen. Anschaulich bedeutet das, dass sich die Fluidteilchen zwar um das Wirbelzentrum bewegen, sich dabei aber nicht um sich selbst drehen. Aufgrund der Vereinfachung im Hinblick auf Reibung sind abgelöste Strömungen als auch Grenzschichtströmungen auf Grundlage der Potentialtheorie nicht zu bestimmen. Dagegen haben Potentialströmungen in der Aerodynamik

eine fundamentale Bedeutung, da sie lange Zeit die einzige Möglichkeit darstellten, Luftkräfte an Tragflügeln vorherzusagen.

2.2 Auftrieb und induzierter Widerstand

Um das Entstehen von Auftrieb zu erklären, wurden zahlreiche Modelle im Rahmen der Potentialtheorie entwickelt [15]. Ein sehr anschauliches ergibt sich aus der Tragflächentheorie [79], bei der der Flügel durch eine flächenhafte Potentialwirbelschicht ersetzt wird, vgl. Abb. 2.2. Diese Wirbelschicht weist sowohl eine Komponente in Spannweitenrichtung

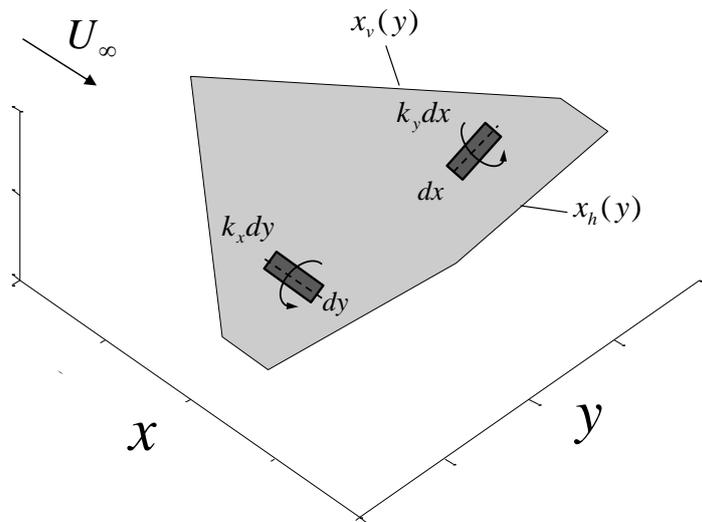


Abb. 2.2: Tragflügel mit flächenhafter Wirbelbelegung

k_y als auch in Längsrichtung k_x auf. Setzt man einen positiven Auftrieb voraus, ist der Drehsinn der k_y -Wirbelschicht dabei so gerichtet, dass die Strömung auf der Oberseite über große Bereiche beschleunigt bzw. auf der Unterseite verzögert wird. Das Integrieren dieser Wirbelschicht in Tiefenrichtung führt auf die spannweite Zirkulationsverteilung

$$\Gamma(y) = \int_{x_v(y)}^{x_h(y)} k_y(x, y) dx. \quad (2.12)$$

Die Beschleunigung bzw. Verzögerung ist gleichbedeutend mit einem Unterdruck auf der Oberseite und einem Überdruck auf der Unterseite. Darüber hinaus ist die Verteilung innerhalb dieser Wirbelschicht so gestaltet, dass den Randbedingungen an der Vorder- und Hinterkante Rechnung getragen wird und die Strömung an der Kontur anliegt [15]. Eine weitere Bedingung ist, dass an den Seitenkanten ein Druckausgleich zwischen der Ober- und Unterseite stattfindet, was sich in einer Umströmung der Seitenkanten bzw. einem Verschwinden der Zirkulation äußert, vgl. Abb. 2.3. Die Stromfäden auf der Oberseite erfahren eine Ablenkung nach innen, während die Stromfäden auf der Unterseite eine Ab-

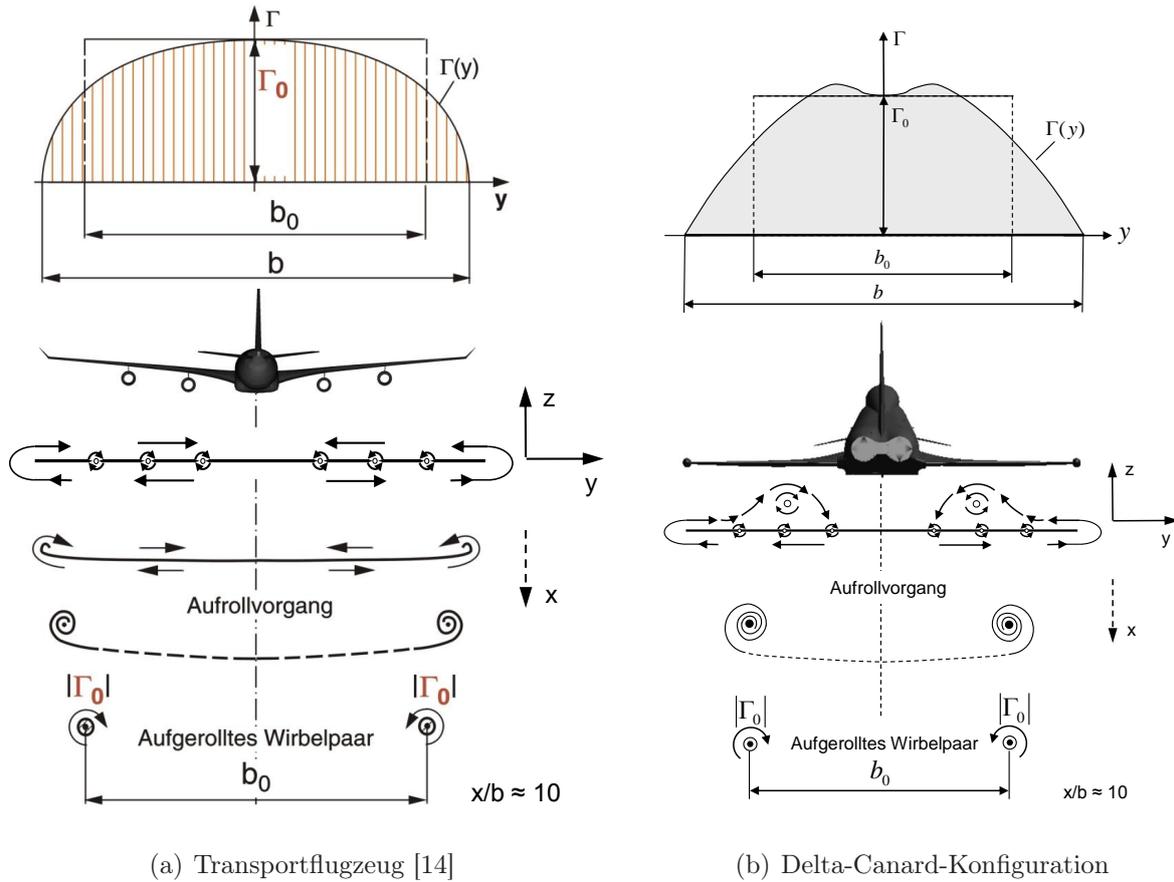


Abb. 2.3: Idealisierte Zirkulationsverteilung und Aufrollvorgang des Nachlaufwirbelsystems

lenkung nach außen erfahren. Hinter dem Flügel treffen die Stromfäden wieder zusammen und weisen nun einen Richtungsunterschied auf. Dadurch kommt es zur Bildung einer sogenannten Trennungsfläche, die das Bestreben hat, sich weiter stromabwärts in zwei freie Wirbel mit entgegengesetztem Drehsinn aufzurollen, vgl. Abb. 2.3. Der Druckausgleich kann aber bereits auf dem Flügel in Form der veränderlichen Zirkulation in Spannweitenrichtung beobachtet werden. Ausgehend vom Flügelmittelschnitt, in dem die gebundene sogenannte Wurzelzirkulation Γ_0 herrscht, reduziert sich die Zirkulation entlang der Spannweite bis sie schließlich an der Seitenkante völlig verschwindet. Diese veränderliche Zirkulation in Spannweitenrichtung ist nach dem Helmholtzschen Wirbelsatz nur zulässig, so lange eine Wirbelschicht nach hinten abschwimmt, deren spannwitige Verteilung dem Gradienten $d\Gamma(y)/dy$ entspricht. Diese Wirbelschicht ist identisch mit der Trennungsfläche aufgrund des Richtungsunterschieds der Stromfäden, die von der Ober- bzw. Unterseite hinter dem Flügel wieder zusammentreffen. In Abhängigkeit der spannwitigen Zirkulationsverteilung $\Gamma(y)$ kann der Abstand der freien Wirbel b_0 über

$$b_0 = \frac{2}{\Gamma_0} \int_0^{b/2} \Gamma(y) dy \quad (2.13)$$

bestimmt werden. Zwischen der spannweitigen Zirkulationsverteilung $\Gamma(y)$ und dem Auftrieb kann über den Satz von Kutta-Joukowski ein Zusammenhang hergestellt werden.

$$dA = \rho_\infty U_\infty \Gamma(y) dy \quad \text{bzw.} \quad A = \rho_\infty U_\infty \int_{-b/2}^{+b/2} \Gamma(y) dy. \quad (2.14)$$

Mit Hilfe von Beziehung 2.13 führt dies auf

$$A = \rho_\infty U_\infty \Gamma_0 b_0. \quad (2.15)$$

Anhand von Gl. 2.15 wird deutlich, dass während der verschiedenen Abschnitte einer Mission die Zirkulation innerhalb des Nachlaufwirbelsystems nicht konstant ist. Setzt man einen stationären Horizontalflug voraus, bei dem die Gewichtskraft G durch die betragsgleiche entgegenwirkende Auftriebskraft A kompensiert wird, so muss bei einer Verringerung der Fluggeschwindigkeit die Zirkulation Γ_0 ansteigen. Auch bei unterschiedlichen Luftdichten ρ_∞ , was in der Regel einer Änderung der Flughöhe entspricht, muss sich die gebundene Zirkulation am Flügel ebenfalls ändern, sofern die Fluggeschwindigkeit konstant gehalten wird. Muss hingegen bei stark reduzierter Fluggeschwindigkeit, wie beispielsweise bei Start oder Landung, der erforderliche Auftrieb erzeugt werden, gelingt dies nur durch Erhöhung der Zirkulation. Um dies zu verdeutlichen wird ein weiterer Zusammenhang für den Auftrieb eingeführt

$$A = q_\infty C_A F = \frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 C_A F. \quad (2.16)$$

Durch Gleichsetzen von Gl. 2.15 und G. 2.16 erhält man

$$\Gamma_0 = \frac{U_\infty C_A F}{2b_0}. \quad (2.17)$$

Neben einer Erhöhung der Fluggeschwindigkeit U_∞ oder der Flügelfläche F beeinflusst vor allem der Auftriebsbeiwert C_A die Zirkulation. Er spiegelt dabei die Eigenschaften des Flügelgrundrisses als auch des Flügelprofils wider. Dies wird deutlich, wenn eine weitere Aufspaltung in Form von

$$C_A = C_{A0} + C_{A\alpha} \cdot \alpha \quad (2.18)$$

vorgenommen wird. Während durch eine Wölbung des Flügelprofils bereits bei fehlender Anstellung α ein Auftrieb durch Vorhandensein des Nullauftriebsbeiwertes C_{A0} entsteht, verschiebt beispielsweise eine vergrößerte Streckung Λ den Auftriebsanstieg $C_{A\alpha}$ ebenfalls zu höheren Werten, mit dem Grenzwert $C_{A\alpha} = 2\pi$ für $\Lambda \rightarrow \infty$, was dem ebenen Fall entspricht. In diesem Fall fehlt die Umströmung der Seitenkante bzw. die Zirkulation in Spannweitenrichtung ist unveränderlich $\frac{d\Gamma}{dy} = 0$. Die Wirbelschicht, durch die

der Flügel modelliert wird, besteht ausschließlich aus k_y -Anteilen. Dadurch verschwindet der induzierte Abwind w_i bzw. der induzierte Anstellwinkel α_i auf dem Flügel, und damit der induzierte Widerstand W_i . Der effektive Auftrieb A_{eff} weist ausschließlich eine Komponente senkrecht zur Anströmung U_∞ auf, wodurch der maximale Auftriebsanstieg $C_{A\alpha} = 2\pi$ erzielt werden kann. Das Entstehen des induzierten Widerstandes W_i ist somit auf dreidimensionale Effekte zurückzuführen und kann auch anhand der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Nachlaufwirbelsystems beobachtet werden. Dazu wird das Geschwindigkeitsfeld der zwei entgegengesetzt drehenden Einzelwirbel überlagert, vgl. Abb. 2.4. Die Vertikalgeschwindigkeit w weist auf einer horizontalen Linie durch

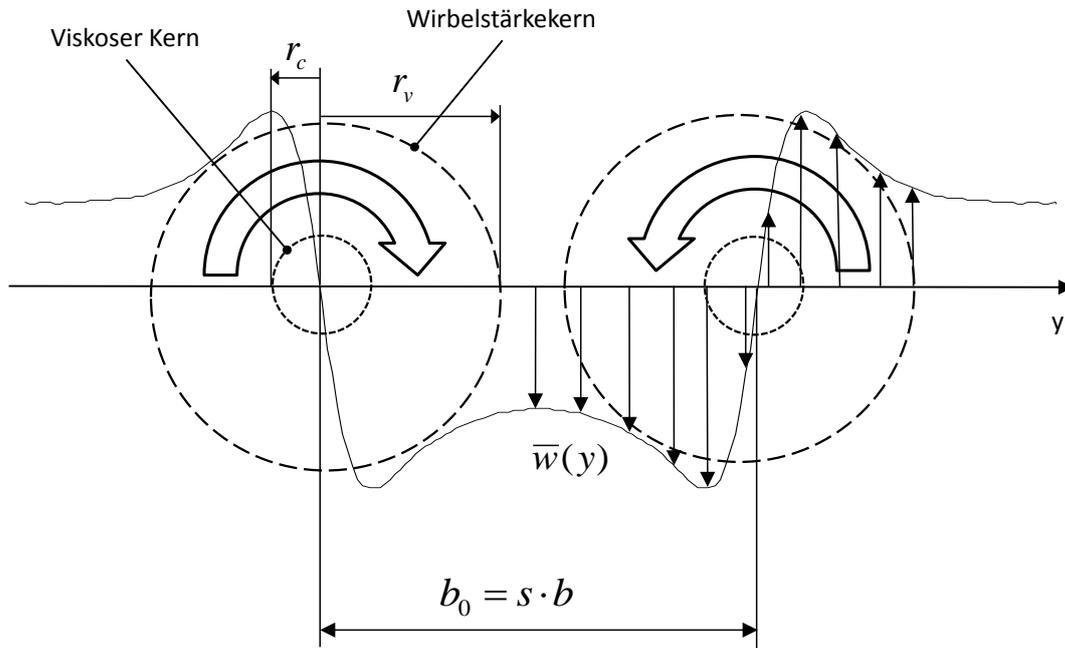


Abb. 2.4: Überlagertes Geschwindigkeitsfeld der zwei entgegengesetzt drehenden freien Wirbel

die Wirbelzentren einen Abwind auf, während im Außenbereich Aufwind herrscht. Auf horizontalen Schnitten ober- oder unterhalb der Wirbelzentren existieren zusätzlich Lateralgeschwindigkeiten v . Bei Kenntnis der Geschwindigkeitsverteilung im Nachlauf ist es möglich, den Auftrieb bzw. induzierten Widerstand W_i zu berechnen. Man erhält ihn beispielsweise durch Integration der Quer- bzw. Umfangsgeschwindigkeit über die gesamte Querströmebene F_G des Nachlaufgebietes

$$W_i = \frac{\rho}{2} \iint_{(F_G)} (v^2 + w^2) dF. \quad (2.19)$$

2.3 Wirbelsysteme an realen Flugzeugkonfigurationen

An einer realen Flugzeugkonfiguration ist das Entstehen des Nachlaufwirbelsystems wesentlich komplexer, da es an verschiedenen Bauteilen bereits lokal zur Wirbelbildung kommen kann. So löst zum Beispiel die Strömung unmittelbar an der Seitenkante ab, und es entsteht ein sogenannter Randwirbel, der sich weiter stromab ebenfalls mit der Trennungsfläche in den freien Wirbel aufrollt, vgl. Abb. 2.5 bzw. 2.6. Der Charakter des Nachlaufs ist zusätzlich von den gewünschten Eigenschaften des Flugzeugs und der damit verbundenen Flügel-, Leitwerks- und Rumpfgeometrie beeinflusst. Bei Transportflugzeugen, die über Flügel mit großer Streckung und mäßiger Pfeilung verfügen, steht der Wunsch nach möglichst geringem Widerstand im Vordergrund. Bis hin zum Maximalauftrieb liegt die Strömung über weite Bereiche an, was sich in einem linearen Auftriebsverhalten widerspiegelt. Im Gegensatz dazu werden Konfigurationen mit kleiner Streckung und großer Pfeilung dann eingesetzt, wenn es um das Erfliegen von extremen Manövern geht. Die Strömung löst hier bereits bei geringen Anstellwinkeln an der Vorderkante ab, und es kommt zur Ausbildung von Vorderkantenwirbeln, die auch als Primärwirbel bezeichnet werden, vgl. Abb. 2.6. Bei der dargestellten Delta-Canard-Konfiguration treten diese Primärwirbel sowohl am Canard als auch am Flügel auf. Dadurch werden Übergeschwindigkeiten auf der Flügeloberseite induziert, die zu einem nichtlinearen Auftriebsanstieg führen. Dieser Einfluss kann auch an den Zirkulationsspitzen in Abb. 2.3 (b) beobachtet werden. Im Gegensatz zu Flügelgeometrien mit hoher Streckung und geringer Pfeilung reduziert sich der Auftrieb an Deltaflügeln nicht aufgrund von großflächiger Ablösung, sondern aufgrund des sogenannten Wirbelaufplatzens. Dieser Aufplatzvorgang zeigt sich in einem plötzlichen Divergieren der Wirbelstromlinien um einen Bereich stark verzögerter Strömung. Dabei wächst der Wirbelquerschnitt schlagartig an, und es kommt zu starken turbulenten Bewegungen innerhalb des Wirbelkerns [13]. Die Aufplatzstelle wandert mit steigendem Anstellwinkel stromauf, bis sie schließlich den Flügel erreicht.

Die beschriebene Konfiguration ist in zahlreichen äußerst manövrierfähigen Hochleistungsflugzeugen, wie der Dassault Rafale, dem EF-2000 und der X-31 wiederzufinden. Die Gründe dafür sind die günstigen aerodynamischen Eigenschaften im hohen Anstellwinkelbereich. Hierdurch können kontrollierte Manöver mit sehr niedrigen Kursänderungszeiten bzw. Kurvenradien erfolgen werden. Da sich diese Arbeit mit der Entwicklung des Nachlaufs weit stromab beschäftigt, ist die Entstehung des Vorderkantenwirbelsystems eher von untergeordneter Bedeutung. Für Einzelheiten hierzu wird auf [13] verwiesen.

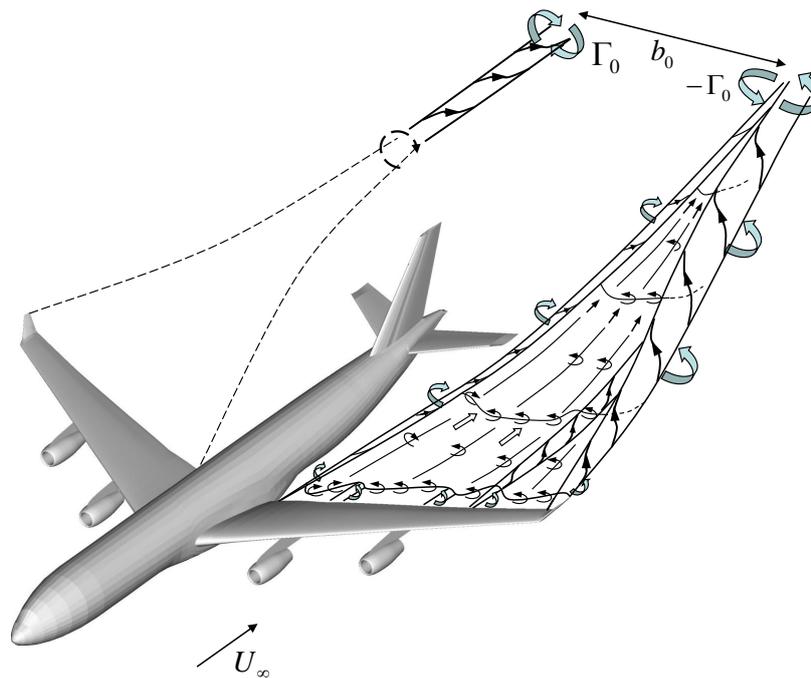
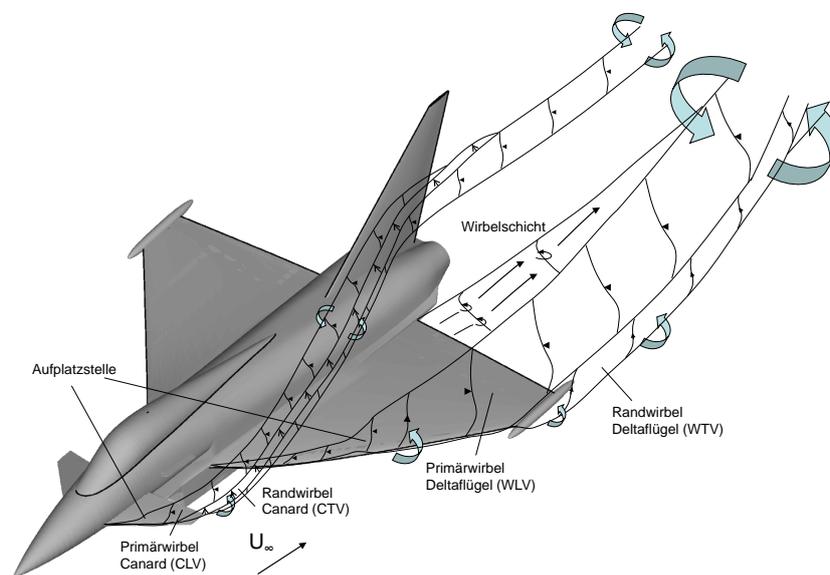


Abb. 2.5: Aufrollvorgang des Nachlaufwirbelsystems an einer Transportflugzeugkonfiguration [14]



WLV Primärwirbel des Deltaflügels (Wing leading edge vortex) **CLV** Primärwirbel des Canards (Canard leading edge vortex)

WTV Randwirbel des Deltaflügels (Wing tip vortex) **CTV** Randwirbel des Canards (Canard tip vortex)

Abb. 2.6: Wirbelsystem der Delta-Canard-Konfiguration

2.4 Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems

Die Entwicklung eines Nachlaufwirbelsystems wird üblicherweise in vier verschiedene Bereiche unterteilt, (vgl. Abb. 1.3).

1. **Nahfeld $x/l_\mu = 0(1)$): Wirbelschicht und Einzelwirbel.** Das Nahfeld erstreckt sich von der Flügelhinterkante bis zu einer Entfernung, die etwa der Größenordnung der Bezugsflügeltiefe l_μ oder Halbspannweite $b/2$ entspricht.
2. **Erweitertes Nahfeld: Aufrollvorgang und Verschmelzen von Wirbeln.** Aufgrund von Eigeninduktion rollt sich die Wirbelschicht von der Hinterkante ausgehend auf. Der Primär- und der Randwirbel des Flügels verschmelzen dabei mit der Wirbelschicht. Für die weiter innen gelegenen Wirbel des Canards gilt dies über einen großen Bereich des Anstellwinkels nicht.
3. **Fernfeld:** Nach dem Aufrollvorgang existieren im Nachlauf jeweils ein Paar gegenseitig drehender WLVs und CLVs. Mit steigender Lauflänge dissipieren die kleineren Canardwirbel deutlich schneller als die WLVs. Dabei kommt es auch zu einem Übergang von Zirkulation auf den Flügelwirbel.
4. **Zerfall:** Von einer Anfangsstörung ausgehend kommt es aufgrund der gegenseitigen Induktionswirkung zu einer sinusförmigen Verwerfung der Wirbeltrajektorien [27]. Diese Auslenkung nimmt mit der Lauflänge exponentiell zu, bis es zu einem Kontakt der Wirbelröhren kommt. Dies bedingt einen Austausch von Zirkulation unterschiedlichen Vorzeichens, was das Aufbrechen der Wirbelröhren zur Folge hat. Es kommt zur Bildung von Ringwirbeln, die rasch in kleinere Strukturen zerfallen und schließlich dissipieren. Der Fortbestand des Nachlaufwirbelsystems kann in Abhängigkeit von atmosphärischen Bedingungen Unterschiede aufweisen, da die notwendigen atmosphärischen Störungen in ihrer Intensität und Bandbreite stark variieren [28].

2.5 Größen zur Beschreibung des Nachlaufwirbelsystems

Die bisher verwendeten physikalischen Größen dienten dazu, die grundsätzlichen Zusammenhänge in Bezug auf Nachlaufwirbelsysteme zu erläutern. Darüberhinaus existieren weitere wichtige Größen, die bei der Charakterisierung von Nachlaufwirbelsystemen hilfreich sind. Im Zusammenhang mit der spannwitigen Zirkulationsverteilung wird häufig der sogenannte Lastfaktor s verwendet. Er gibt das Verhältnis der Spannweite b zum Abstand der freien Wirbel b_0 an und ist über

$$s = \frac{1}{b} \int_{-b/2}^{+b/2} \frac{\Gamma(y)}{\Gamma_0} dy = \frac{b_0}{b} \quad (2.20)$$

definiert. Soll der Lastfaktor s anhand experimenteller oder numerischer Ergebnisse bestimmt werden, gelingt dies durch die Berechnung der Schwerpunktlage (y_s, z_s) des axialen Wirbelstärkefeldes. Dazu wird die Querströmungsebene an der Symmetrieebene des Flugzeugs in zwei Halbebenen mit der Fläche F_H aufgeteilt. Der Ort (y_s, z_s) , an dem die Zirkulation konzentriert ist, kann über

$$y_s = \frac{1}{\Gamma_0} \iint_{F_H} y \omega_x dF \quad (\text{a}); \quad z_s = \frac{1}{\Gamma_0} \iint_{F_H} z \omega_x dF \quad (\text{b}) \quad (2.21)$$

bestimmt werden. Die Wurzelzirkulation Γ_0 ergibt sich aus

$$\Gamma_0 = \iint_{F_H} 2\omega_x dF \quad (2.22)$$

und der Lastfaktor dann aus

$$s = \frac{2y_s}{b} = \frac{b_0}{b}. \quad (2.23)$$

Um den Abwind w_0 zu bestimmen, den die beiden freien Wirbel mit den Zirkulationen $|\Gamma_1| = |\Gamma_2| = |\Gamma_0|$ induzieren, wird Gl. 2.11 mit $r = b_0$ angesetzt

$$w_0 = \frac{\Gamma_0}{2\pi b_0}. \quad (2.24)$$

w_0 gibt dabei an, mit welcher Geschwindigkeit das Wirbelsystem absinkt. Verwendet man anstelle des Wirbelabstandes b_0 den, der sich bei einer elliptischen Auftriebsverteilung¹ ($s = \pi/4$) ergeben würde, erhält man die Absinkgeschwindigkeit

$$w_0^* = \frac{\Gamma_0^*}{2\pi(\pi/4)b} = \frac{4C_A U_\infty}{\pi^3 \Lambda}. \quad (2.25)$$

Für eine Charakterisierung des Nachlaufwirbelsystems ohne Berücksichtigung der Umgebungsbedingungen, wie der freien Anströmung U_∞ oder der Modellgröße, eignen sich dimensionslose Größen. Als erstes soll hier die dimensionslose axiale Wirbelstärke ξ

$$\xi = \frac{\omega_x b}{U_\infty} \quad (2.26)$$

genannt werden. Eine vom Auftriebsbeiwert C_A unabhängige Darstellung ξ^* erhält man mit

$$\xi^* = \xi \frac{\pi^3 \Lambda}{4C_A}. \quad (2.27)$$

Anstelle der Anströmgeschwindigkeit U_∞ wird hier die Absinkgeschwindigkeit w_0^* für die dimensionslose Darstellung verwendet. Um das „Wirbelalter“ zu kennzeichnen, wird die dimensionslose Zeit τ eingeführt. Sie ergibt sich aus dem Verhältnis von $t = x/U_\infty$ und

¹* elliptische Auftriebsverteilung

$$t_0 = b_0/w_0$$

$$\tau = \frac{t}{t_0} = \frac{x}{b} \frac{b}{U_\infty t_0} = x^* \frac{w_0}{U_\infty} \frac{1}{s} = x^* \frac{1}{s^3} \frac{C_A}{4\pi\Lambda}. \quad (2.28)$$

$x^* = x/b$ kennzeichnet dabei den dimensionslosen Abstand stromab, wobei $x^* = 0$ an der Hinterkante der Flügelspitze festgelegt ist. Verwendet man für die Berechnung des Zeitmaßes $t_0 = t_0^*$ den Lastfaktor, der sich bei einer elliptischen Zirkulationsverteilung ergibt, so folgt für

$$t_0^* = \frac{\pi^4}{16} \frac{\Lambda b}{C_A U_\infty}. \quad (2.29)$$

Für die dimensionslose Zeit τ^* gilt dann

$$\tau^* = \frac{t}{t_0^*} = x^* \frac{16C_A}{\pi^4\Lambda} = \left(\frac{s}{\pi/4}\right)^3 \tau. \quad (2.30)$$

2.6 Auswertung des experimentell und numerisch bestimmten Strömungsfeldes

Bei der experimentellen und numerischen Untersuchung liegen die Ergebnisse in Form von Geschwindigkeitszeitreihen an diskreten Orten vor. Die Länge n der Zeitreihe ergibt sich im Experiment aus der Abtastrate f_M und der Messdauer t_M , und in der Simulation aus der Anzahl der Zeitschritte. Die mittlere Geschwindigkeit $\bar{\mathbf{u}}$ ergibt sich aus dem arithmetischen Mittel

$$\bar{\mathbf{u}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \mathbf{u}_i. \quad (2.31)$$

Führt man im Anschluss eine Aufspaltung der Zeitreihe in einen mittleren und fluktuierenden Anteil

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad (2.32)$$

durch, so können die bezogenen Turbulenzintensitäten

$$u_{rms} = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_\infty}, \quad v_{rms} = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{U_\infty}, \quad w_{rms} = \frac{\sqrt{\overline{w'^2}}}{U_\infty}, \quad (2.33)$$

mit

$$\overline{u'^2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{t_0}^{t_0+T} [\mathbf{u}(t) - \bar{\mathbf{u}}]^2 dt \quad (2.34)$$

für ein kontinuierliches Signal bzw.

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [\mathbf{u}_i - \bar{\mathbf{u}}]^2. \quad (2.35)$$

für ein diskretes Signal berechnet werden. Für eine Identifizierung signifikanter Frequenzen, die beispielsweise einem Instabilitätsmechanismus zugeordnet werden können, wird eine spektrale Darstellung der Geschwindigkeitsschwankungen benötigt [8]. Über eine Fourier-Transformation der Schwankungsgeschwindigkeit \mathbf{u}' erhält man die transformierte Funktion

$$X_{\mathbf{u}'}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T \mathbf{u}'(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (2.36)$$

Die spektrale Leistungsdichte ergibt sich durch Multiplikation der Fouriertransformierten $X_{\mathbf{u}'}(\omega)$ mit ihrer konjugiert komplexen Größe $X_{\mathbf{u}'}^*(\omega)$ zu

$$S_{\mathbf{u}'}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} X_{\mathbf{u}'}^*(\omega) X_{\mathbf{u}'}^T(\omega). \quad (2.37)$$

Das Amplitudenspektrum berechnet sich durch den Betrag der Fouriertransformierten $X_{\mathbf{u}'}(\omega)$

$$A_{\mathbf{u}'}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} |X_{\mathbf{u}'}(\omega)|. \quad (2.38)$$

Für die diskrete Geschwindigkeitszeitreihe erfolgt die Berechnung der Leistungsdichte bzw. des Amplitudenspektrums mit Hilfe einer „Diskreten Fourier Transformation (DFT)“.

2.7 Kinematik des Nachlaufproblems

Instationäre Luftkräfte an einem Flugzeug resultieren aus der Zeitabhängigkeit des Anstellwinkels $\alpha = \alpha(t)$. An einem Flugzeug, das sich im Einflussgebiet eines Nachlaufwirbelsystems befindet, kann diese Zeitabhängigkeit auf unterschiedliche Weisen entstehen. Um dies zu verdeutlichen wird das vorausfliegende Flugzeug im bewegten kartesischen Inertialsystem KOSG = $(O; \mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ betrachtet, vgl. Abb. 2.7. Vereinfachend wird dabei angenommen, dass sich das Flugzeug in einem stationären Flugzustand mit der Geschwindigkeit U_∞ befindet und die Flugrichtung mit der Achse \mathbf{e}_1 zusammenfällt. Dem einfliegenden Flugzeug wird das affine, bewegte und im allgemeinen schiefwinklige Koordinatensystem KOSE = $(P, \mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, \mathbf{b}_3)$ mit der Geschwindigkeit V_∞ zugeordnet, wobei der Ortsvektor $\vec{0P} = \mathbf{p}$ den Bezugspunkt von KOSE und die Matrix $B = (\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, \mathbf{b}_3)$ die Verdrehung von KOSE gegenüber KOSG kennzeichnet. Sind $\mathbf{e}_1 \neq \mathbf{b}_1$ bzw. $U_\infty \neq V_\infty$ bewegen sich die Flugzeuge relativ zueinander. Der Bezugspunkt $P = (p_1, p_2, p_3)$ zum Zeitpunkt $t + dt$ ist gegeben durch

$$P(t + dt) = P(t) + \left(B \cdot \begin{pmatrix} V_\infty \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} U_\infty \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right) \cdot dt. \quad (2.39)$$

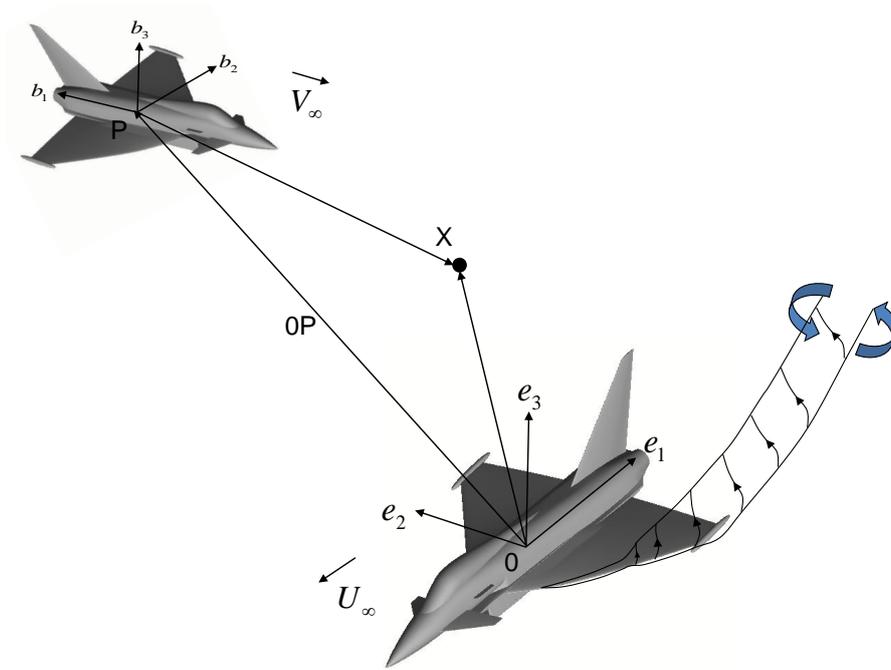


Abb. 2.7: Flugzeugfeste Koordinatensysteme des voraus- und einfliegenden Flugzeugs

Befindet sich das einfliegende Flugzeug ebenfalls in einem stationären Flugzustand, ist die Drehmatrix B unabhängig von der Zeit. Die Koordinaten eines beliebigen Punktes X haben in KOSG die Darstellung $\mathbf{x} = (x \ y \ z)^T$ und in KOSE die Darstellung $\hat{\mathbf{x}} = (\hat{x} \ \hat{y} \ \hat{z})^T$. Über die Substitutionsformel

$$\mathbf{x} = B\hat{\mathbf{x}} + \mathbf{p}(t) \quad (2.40)$$

sind beide Darstellungen miteinander verknüpft. Für eine Bestimmung der zeitabhängigen Luftkräfte muss der zeitabhängige Anstellwinkel $\alpha(t)$, der sich aus den induzierten Geschwindigkeiten des Nachlaufwirbelsystems ergibt, als Randbedingung im Koordinatensystem KOSE des einfliegenden Flugzeugs bekannt sein. Dieser kann mit Hilfe des zeitabhängigen Störgeschwindigkeitsvektors $\hat{\mathbf{u}}(\hat{\mathbf{x}}, t) = (\hat{u} \ \hat{v} \ \hat{w})^T(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}, t)$ aufgrund des Nachlaufs und der Fluggeschwindigkeit V_∞ des einfliegenden Flugzeugs bestimmt werden

$$\alpha(\hat{\mathbf{x}}, t) = \arctan \frac{\hat{w}(\hat{\mathbf{x}}, t)}{V_\infty + \hat{u}(\hat{\mathbf{x}}, t)}. \quad (2.41)$$

Nimmt man an, dass die Geschwindigkeit $\vec{u}(x, y, z, t) = (u, v, w)^T(x, y, z, t)$ im Nachlauf des vorausfliegenden Flugzeugs am Ort X bekannt ist, kann der Geschwindigkeitsvektor im Koordinatensystem des einfliegenden Flugzeugs KOSE mit Hilfe der Vektortransformation

$$\hat{\mathbf{u}}(\hat{\mathbf{x}}, t) = B^{-1} \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = B^{-1} \cdot \mathbf{u}(B\hat{\mathbf{x}} + \mathbf{p}(t), t) \quad (2.42)$$

ermittelt werden. Die Zeitabhängigkeit des Störgeschwindigkeitsvektors $\hat{\mathbf{u}}(\hat{\mathbf{x}}, t)$ im Koordinatensystem des einfliegenden Flugzeugs KOSE resultiert somit zum einen aus der

relativen Bewegung und zum anderen aus der lokalen turbulenten Schwankung. Beide Anteile sollen im Folgenden getrennt voneinander betrachtet werden. Die Geschwindigkeitsvektoren \mathbf{u} bzw. $\hat{\mathbf{u}}$ werden dabei in einen zeitlich gemittelten Anteil $\bar{\mathbf{u}}$ und in einen schwankenden Anteil \mathbf{u}' aufgespalten

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) + \mathbf{u}'(t) \quad (2.43)$$

$$\hat{\mathbf{u}}(\hat{\mathbf{x}}, t) = \bar{\hat{\mathbf{u}}}(\hat{\mathbf{x}}) + \hat{\mathbf{u}}'(t). \quad (2.44)$$

2.7.1 Kreuzen des Nachlaufs – Diskretes Nachlaufproblem (DNP)

In diesem Fall wird angenommen, dass sich die Flugrichtung beider Flugzeuge stark unterscheidet, wodurch sich bei Berücksichtigung der üblichen Fluggeschwindigkeiten eine zeitlich sehr begrenzte Verweildauer im Nachlauf ergibt. Der Einfluss der lokalen turbulenten Schwankung wird unter diesem Gesichtspunkt vernachlässigt. Berücksichtigt man ausschließlich den zeitlich gemittelten Anteil $\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x})$, so folgt für die Geschwindigkeit im Koordinatensystem KOSE des einfliegenden Flugzeugs

$$\hat{\mathbf{u}}(\hat{\mathbf{x}}, t) = B^{-1}\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) = B^{-1}\bar{\mathbf{u}}(B\hat{\mathbf{x}} + \mathbf{p}(t)). \quad (2.45)$$

Somit resultiert die Zeitabhängigkeit des Anstellwinkels aus der relativen Bewegung, wie dies am Beispiel der vertikalen Geschwindigkeitskomponente \bar{w} in Abb. 2.8 dargestellt ist. In Abhängigkeit der Relativbewegung der Flugzeuge zueinander, ergibt sich eine große

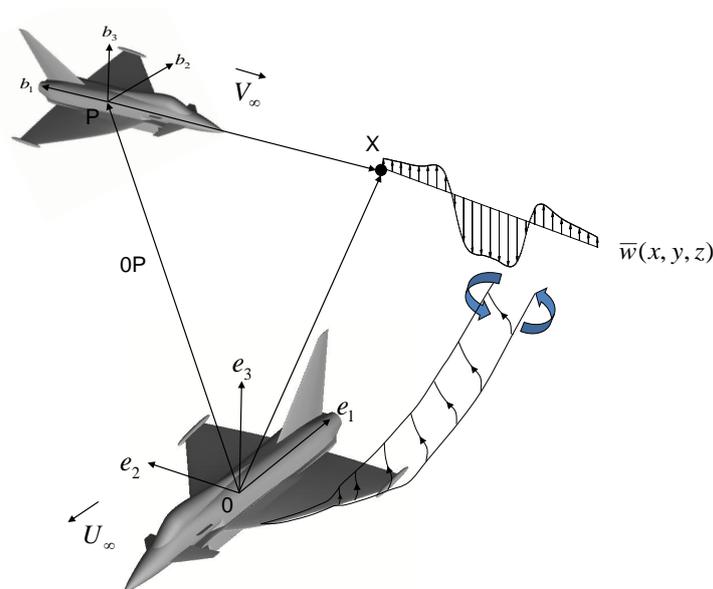


Abb. 2.8: Anstellwinkelschwankung beim Kreuzen des Nachlaufs

Anzahl an möglichen Geschwindigkeitsfeldern $\hat{\mathbf{u}}(\hat{\mathbf{x}}, t)$, die beim Einflug in das Wirbelsystem denkbar sind.

2.7.2 Fliegen im Nachlauf – Kontinuierliches Nachlaufproblem (KNP)

Im Gegensatz dazu ist bei Flugsituationen wie Formationsflug oder Luftbetankung davon auszugehen, dass sich der Vektor \mathbf{p} nur sehr gering über der Zeit ändert. Dies setzt voraus, dass KOSE eine geringe Schiefwinkligkeit gegenüber KOSG aufweist und $U_\infty \approx V_\infty$ ist, vgl. Abb. 2.9. Vereinfacht wird deshalb im Folgenden $\mathbf{p} \neq f(t)$ und

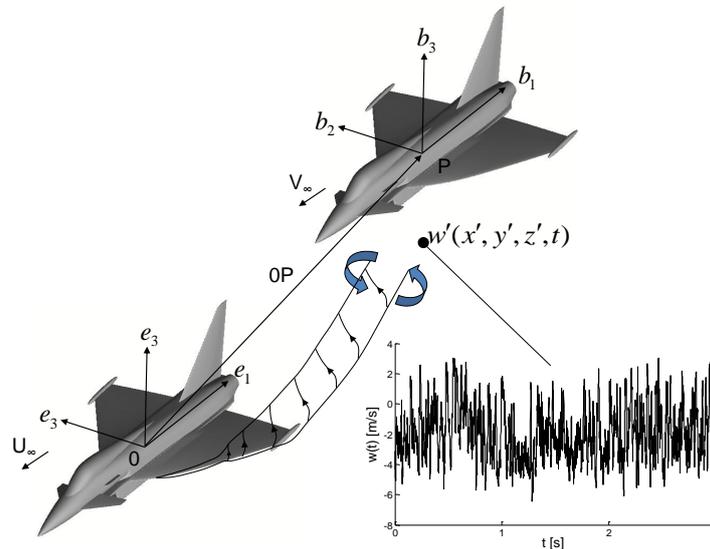


Abb. 2.9: Anstellwinkelschwankung beim Fliegen innerhalb des Nachlaufs

$(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3) = (\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, \mathbf{b}_3)$ bzw. $B = I$ angenommen. Der Störgeschwindigkeitenvektor $\hat{\mathbf{u}}(\hat{\mathbf{x}}, t)$ ist somit durch

$$\hat{\mathbf{u}}(\hat{\mathbf{x}}, t) = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}(\hat{\mathbf{x}} + \mathbf{p}, t) \quad (2.46)$$

gegeben. In diesem Fall resultiert die Zeitabhängigkeit aus der lokalen turbulenten Schwankung und nicht aus der Relativbewegung. Zu beachten ist hier, dass im Gegensatz zu kontinuierlicher Turbulenz, die in der Regel als räumlich konstant angenommen wird, die Turbulenz innerhalb des Nachlaufs im Raum veränderlich ist.

3 Messverfahren und Versuchsdurchführung

In den vergangenen Jahren wurden im Windkanal C des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungsmechanik der TU München umfangreiche experimentelle Untersuchungen von Nachlaufwirbelsystemen durchgeführt [5, 14]. Im Gegensatz zu den im Rahmen dieses Projekts vorgenommenen Experimenten am Vollmodell einer Hochleistungskonfiguration konzentrierten sich die Untersuchungen größtenteils auf Halbmodelle von Transportflugzeugkonfigurationen, vgl. Abb. 3.1. Der Schwerpunkt lag hier auf der Bestimmung von

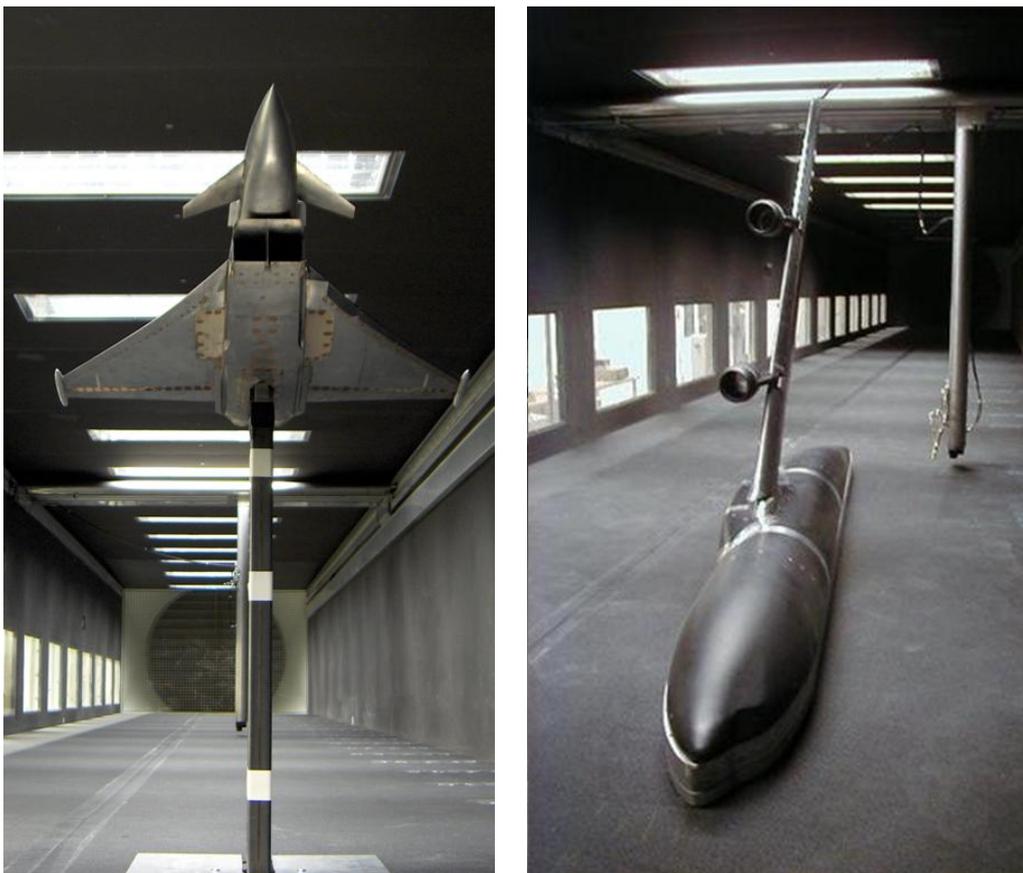


Abb. 3.1: Vollmodell der Delta-Canard-Konfiguration (links) bzw. Halbmodell einer Transportkonfiguration (rechts) im Windkanal C

zeitabhängigen Geschwindigkeiten im Strömungsfeld mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie, was auch das Ziel der hier durchgeführten experimentellen Untersuchungen ist.

3.1 Hitzdrahtmesstechnik

Zur Bestimmung des momentanen Geschwindigkeitsvektor $\vec{u}(t)$ des turbulenten Nachlaufwirbelsystems können verschiedene Messmethoden eingesetzt werden. Neben den beiden optischen Verfahren Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) und „Particle Image Velocimetry“ (PIV) ist vor allem die Hitzdrahtanemometrie weit verbreitet. Für die gewünschte hohe zeitliche und räumliche Auflösung stellt sie eine effiziente Messmethode dar. Unterschieden wird bei diesem Verfahren zwischen dem „Constant Current Anemometer“ (CCA) und dem „Constant Temperature Anemometer“ (CTA). Letzteres bietet bei der Vermessung von größeren Geschwindigkeitsschwankungen Vorteile, weshalb es im Rahmen dieser Arbeit angewendet wird. Hierbei wird ein dünner beheizter Draht in die Strömung eingebracht. Ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit, so ändert sich auch die Temperatur und damit der elektrische Widerstand des Drahtes. Dieser Zusammenhang wird ausgenutzt, indem der strömungsempfindliche Draht innerhalb eines Schaltkreises (Wheatstone'sche Brücke) positioniert wird. Ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit und damit der Drahtwiderstand, wird die Spannung verändert bis der Draht seinen ursprünglichen Widerstand wieder erreicht hat. Über die Spannung kann dann auf die Strömungsgeschwindigkeit geschlossen werden. Für eine möglichst hohe Empfindlichkeit gegenüber Geschwindigkeitsschwankungen wird ein sehr dünner Draht verwendet, der bei einer Temperatur von ca. 300°C betrieben wird. Für Einzelheiten zur Hitzdrahtmesstechnik wird auf [12, 22] verwiesen.

Hitzdrahtsonde

Zu Beginn der Windkanalmessungen wurde versucht, mit Hilfe einer Tripelfühler-Hitzdrahtsonde das Strömungsfeld des Nachlaufs zu untersuchen. Mit Sonden dieses Typs kann der Strömungsvektor eindeutig bestimmt werden, so fern er in einem kegeligen Bereich mit einem Öffnungswinkel von $\pm 35^\circ$ [5] liegt. Bei den Messungen zeigte sich, dass für Anstellwinkel, die größer als $\alpha = 8^\circ$ sind, die wirbelinduzierten Querströmungskomponenten so groß werden, dass der Eindeutigkeitsbereich der Sonde überschritten war. Aus diesem Grund wurde eine Hitzdrahtsonde, die über vier Drähte verfügt, eingesetzt. Als Messfühler werden platiniierte Wolframdrähte mit einer empfindlichen Länge von $l_w = 1.25$ mm und einem Durchmesser $d_w = 5 \mu\text{m}$ verwendet. Der Temperaturkoeffizient beträgt $\alpha_{20} = 0.0036 \text{ 1/K}$.

Messkette

Die bestehende Messkette wurde, wie in Abb. 3.2 dargestellt, um einen zusätzlichen Draht erweitert. Für den Betrieb der Hitzdrahtsonde steht ein 4-Kanal-Anemometer der Firma A.A.Lab Systems zur Verfügung. Die Messkette besteht aus der Messbrücke mit Regelverstärker zum Betrieb der Hitzdrahtsonden und der Gegenspannungseinheit zur Absenkung des Spannungssignals. Die nachfolgenden Baugruppen dienen zur Anpassung des Messsignals bzw. zur Signalkonditionierung durch analoge Signalverstärkung und Tiefpassfilte-

nung, die für jeden Kanal zur Verfügung steht. Die Gegenspannung ist auf einen Wert von $E_G = -2.2\text{ V}$ eingestellt und dient ebenso wie die Signalverstärkung von $V_S = 2$ einer optimierten Verwendung des Messkartenbereichs. Zusätzlich werden über Druckmessdosen und ein elektronisches Thermometer der Staudruck q_∞ , der Umgebungsdruck p_∞ und die Umgebungstemperatur T_∞ aufgenommen.

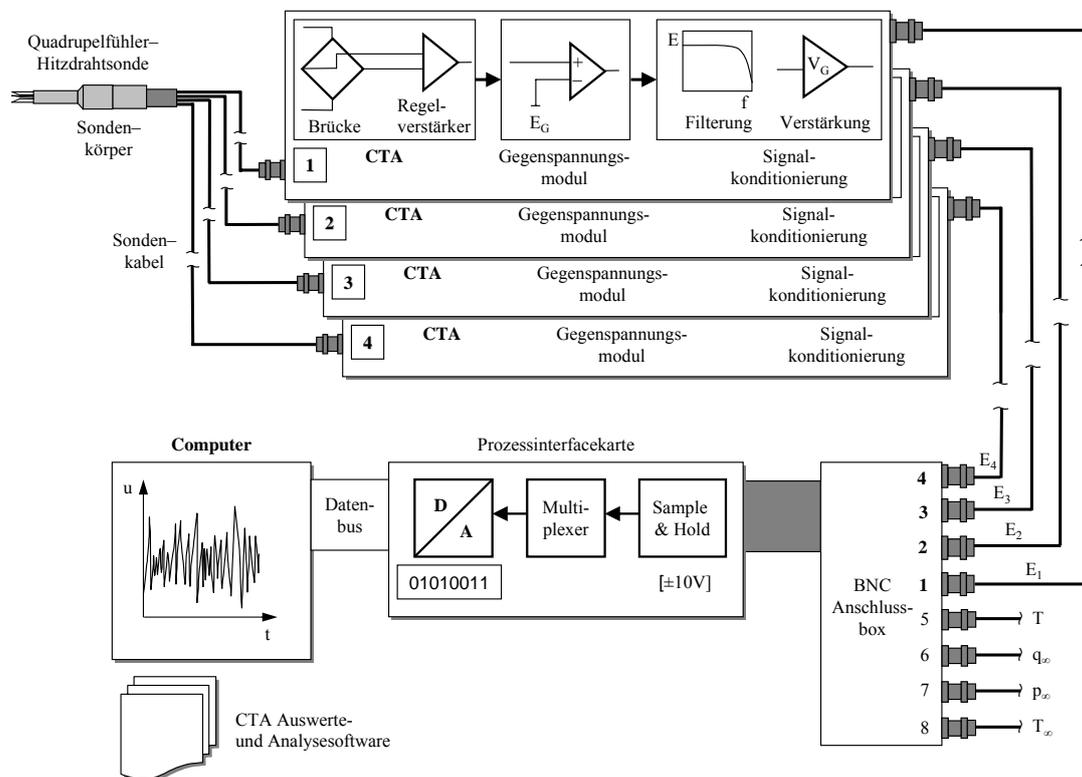


Abb. 3.2: Blockschnittbild der Hitzdrahtmesskette, vgl. [14]

Kalibrierung

Um eine hohe Messgenauigkeit zu gewährleisten, wurde eine Kalibrierung der 4-Drahtsonde durchgeführt. Zu diesem Zweck wird die Sonde an zahlreichen Kalibrationspunkten unter einem bekannten Geschwindigkeitsvektor angeströmt, während die vier Drahtspannungen aufgezeichnet werden. Die Sonde wird zunächst um einen Winkel γ um die windkanalfeste z -Achse gedreht. Im Anschluss erfolgt eine Drehung um die neu entstandene y -Achse mit dem Winkel β , vgl. Abb. 3.3. In Tabelle 3.1 sind die verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten bzw. Winkel angegeben. Dieser Vorgang ist so zu interpretieren, dass durch die neue Lage der Sonde ein neues Koordinatensystem entstanden ist. Es ist nun die Drehmatrix D_{Kal} zu bestimmen, die den Vektor der Windkanalströmung $\vec{u}_{WK} = (U_\infty, 0, 0)^T$ in den gesuchten Strömungsvektor \vec{u} des neuen Koordinatensystems überführt. Während die Drehung um die z -Achse im windkanalfesten System erfolgt, geschieht die Drehung um den Winkel β um die momentane y -Achse. Die Drehmatrix kann über die Kardanschen Winkel beschrieben werden, wobei jedoch die Reihenfolge der Drehung zu beachten ist.

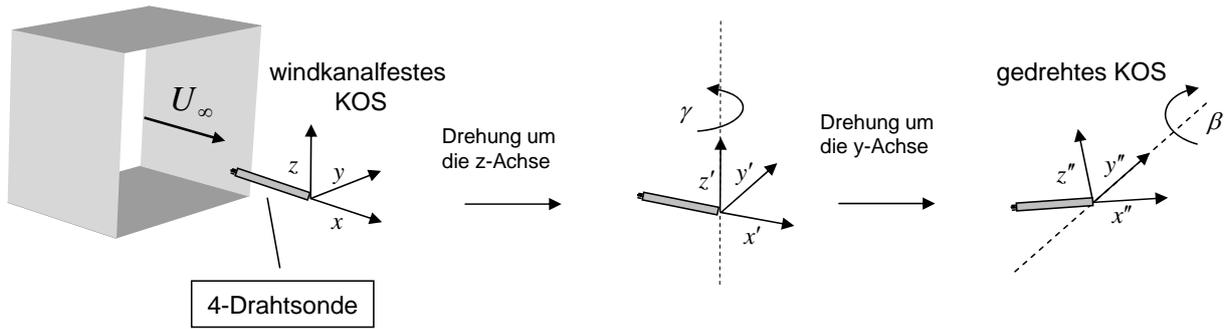


Abb. 3.3: Drehung der 4-Drahtsonde während der Kalibrierung

| | |
|--|--|
| Geschwindigkeit | $5\text{ m/s} \leq U_{Kal} \leq 40\text{ m/s}$ 5, 7, 9, 12, 15, 20, 25, 30, 35, 40 [m/s] |
| Winkel γ (z-Achse) bzw. Winkel β (y-Achse) | $-45^\circ \leq \gamma, \beta \leq 45^\circ$ |
| | -45, -40, -35, -30, -25, -22, -19, -16, -13, -10, -7, -4, -2, 0, 2 4, 7, 10, 13, 16, 19, 22 25, 30, 35, 40, 45 [°] |
| Anzahl der Kalibrierpunkte | $11 \cdot 27 \cdot 27 = 8019$ |

Tab. 3.1: Anströmgeschwindigkeiten und -winkel bei der Hitzdrahtkalibrierung

Zuerst erfolgt eine Drehung um die z -Achse, die vor der Drehung mit der des windkanalfesten Systems zusammenfällt. Im Anschluss erfolgt die Drehung um die neu entstandene y -Achse. Mit den Drehmatrizen

$$D_y(\beta) = \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad D_z(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma & 0 \\ \sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

ergibt sich

$$D_{zy} = D_z \cdot D_y = \begin{pmatrix} \cos \beta \cos \gamma & -\sin \gamma & \sin \beta \cos \gamma \\ \cos \beta \sin \gamma & \cos \gamma & \sin \beta \sin \gamma \\ -\sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

Die Matrix D_{zy} beschreibt den Übergang vom windkanalfesten in das gedrehte sondenfeste Koordinatensystem. Der Strömungsvektor im sondenfesten Koordinatensystem \vec{u} kann

über

$$\begin{aligned} \vec{u} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} &= D_{zy}^{-1} \cdot \vec{u}_{WK} = \begin{pmatrix} \cos \beta \cos \gamma & \cos \beta \sin \gamma & -\sin \beta \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ \cos \gamma \sin \beta & \sin \beta \sin \gamma & \cos \beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_\infty \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} U_\infty \cdot \cos \beta \cos \gamma \\ -U_\infty \cdot \sin \gamma \\ U_\infty \cdot \cos \gamma \sin \beta \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.2)$$

bestimmt werden. Während einer Messung wird die Sonde so im Windkanal platziert, dass das sonden- und windkanalfeste Koordinatensystem zusammenfallen. Dadurch kann der Strömungsvektor im windkanalfesten System bestimmt werden.

Auswertung

Ziel der experimentellen Untersuchung ist es, den Geschwindigkeitsvektor im windkanalfesten Koordinatensystem zu bestimmen. Während einer Messung werden vier Spannungen ermittelt, die einem Ort des in Abb. 3.4 dargestellten Kalibrationsraums zuzuordnen sind. Der dreidimensionale Kalibrationsraum wird auf ein verfeinertes „Kalibrationsgitter“ mit den Schrittweiten $\Delta U_\infty = 1 \text{ m/s}$ bzw. $\Delta \alpha = 5^\circ$ und $\Delta \beta = 5^\circ$ interpoliert. Im Anschluss erfolgt eine Einteilung in eine große Anzahl von Unterräumen, für die eine stark verfeinerte Interpolation der Kalibrationsdaten stattfindet. Die verwendeten Schrittweiten betragen $\Delta U_\infty = 0.1 \text{ m/s}$ bzw. $\Delta \alpha = 0.1^\circ$ und $\Delta \beta = 0.05^\circ$, vgl. Abb. 3.5. Dadurch ist es möglich, Messwerte mit einer Genauigkeit von $\Delta U_\infty = 0.05 \text{ m/s}$ und Winkeln $\Delta \alpha = 0.05^\circ$ und $\Delta \beta = 0.05^\circ$ zu bestimmen. Diese Auflösung wird als ausreichend genau betrachtet. Die so entstandenen Lookup-Tables der feinen Interpolation werden in separaten Dateien abgespeichert. Zusätzlich wird eine Datei erzeugt, die jedem feinen Lookup-Table genau ein Spannungsquadrupel zuordnet, das einer räumlichen Mittelung der enthaltenen Spannungen entspricht. Dieses Spannungsquadrupel dient dazu, mit Hilfe einer Fehlerquadratberechnung in einem ersten Schritt zu einem gemessenen Spannungsquadrupel den relevanten fein aufgelösten Lookup-Table zu bestimmen. Innerhalb des ermittelten Unterraums wird dann eine erneute Suche durchgeführt, die die genaue Position des gemessenen Spannungsquadrupels im Kalibrationsraum ergibt. Für die Bestimmung von turbulenten Größen müssen Zeitreihen der Geschwindigkeit aufgenommen werden. Um eine ausreichende Auflösung der zeitlichen Skalen zu erhalten, wurden an jedem Messpunkt 19200 Werte bei 3000 Hz aufgezeichnet. Das bedeutet, dass an einem einzigen Messpunkt die grobe als auch die feine Suche 19200-mal durchgeführt werden muss. Bedenkt man, dass sämtliche Orte des Lookup-Tables überprüft werden müssen, entsteht eine sehr hohe Anzahl an Rechenoperationen. Das Auswerteprogramm wurde aufgrund der Anwenderfreundlichkeit mit MATLAB umgesetzt. Da innerhalb MATLAB Schleifen nicht vektorisiert werden können, wurden sogenannte mex-Funktionen für die Suche in-

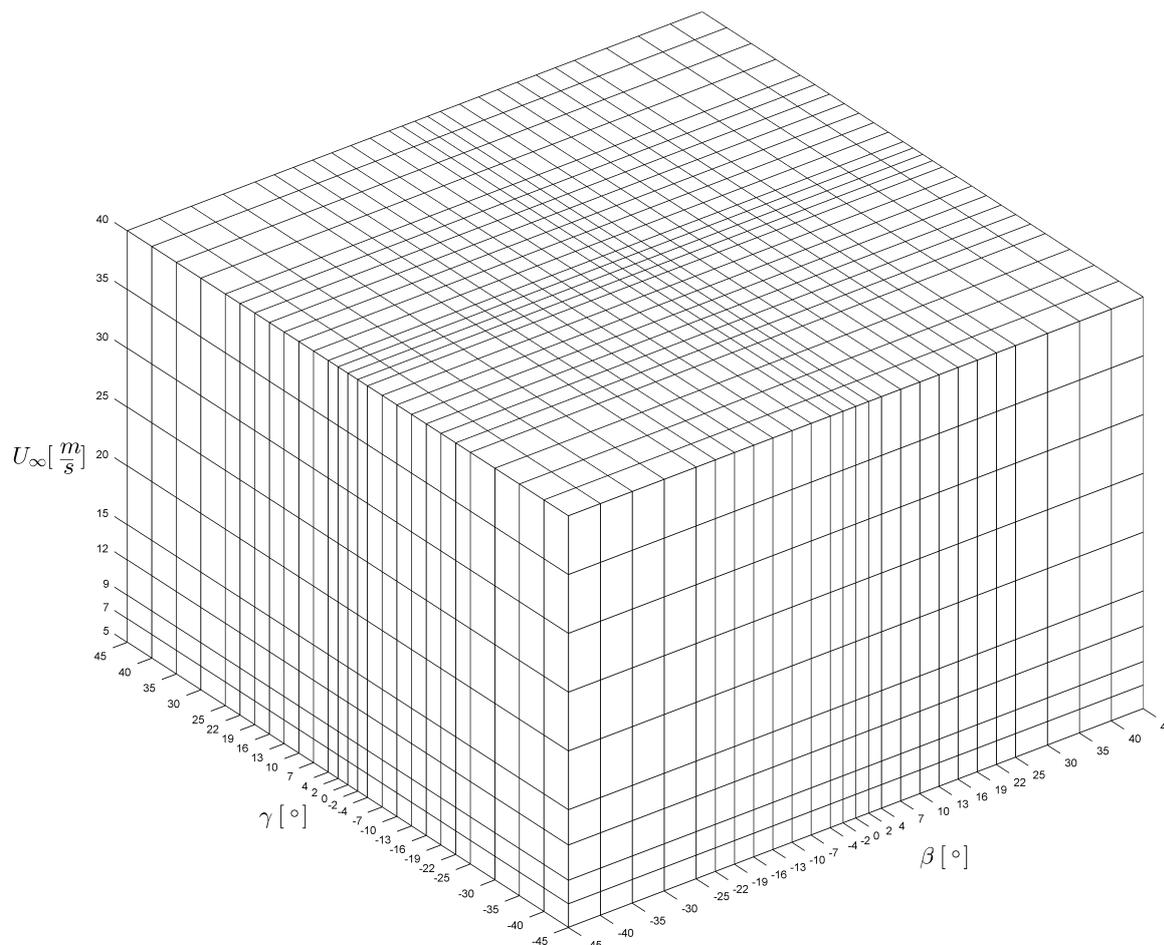


Abb. 3.4: Stützstellen der Kalibration

nerhalb der Lookup-Table verwendet. Diese mex-Funktionen beinhalten in FORTRAN geschriebene Unterfunktionen, an die Variablen aus MATLAB heraus übergeben werden können. Dies brachte eine Beschleunigung um ca. 1 Größenordnung. Eine weitere Effizienzsteigerung wurde dadurch erreicht, dass davon auszugehen ist, dass die 19200 Werte der Zeitreihe über eine begrenzte Anzahl von groben Unterräumen verteilt sind. Aus diesem Grund wird zuerst die grobe Suche für alle 19200 Werte durchgeführt. Alle relevanten feinen Lookup-Table werden hintereinander in den Speicher geladen. Die Werte der Zeitreihe, die dem aktuell geladenen Lookup-Table zuzuordnen sind, werden hintereinander ausgewertet. Das zeitintensive Laden der Lookup-Tables wird dadurch auf ein Minimum reduziert.

Das oben beschriebene Auswerteverfahren besitzt zunächst keine Möglichkeit zur Identifikation von Fehlern. Diese können entweder durch Messfehler oder durch Überschreiten des Eindeutigkeitsbereichs der 4-Drahtsonde entstehen. Aufgrund der Diskretisierung innerhalb der Kalibrierung entsteht ein Fehler. Eine weitere Ungenauigkeit rührt daher, dass an den Kalibrierpunkten Spannungen aufgezeichnet werden, die selbst aus einer zeit-

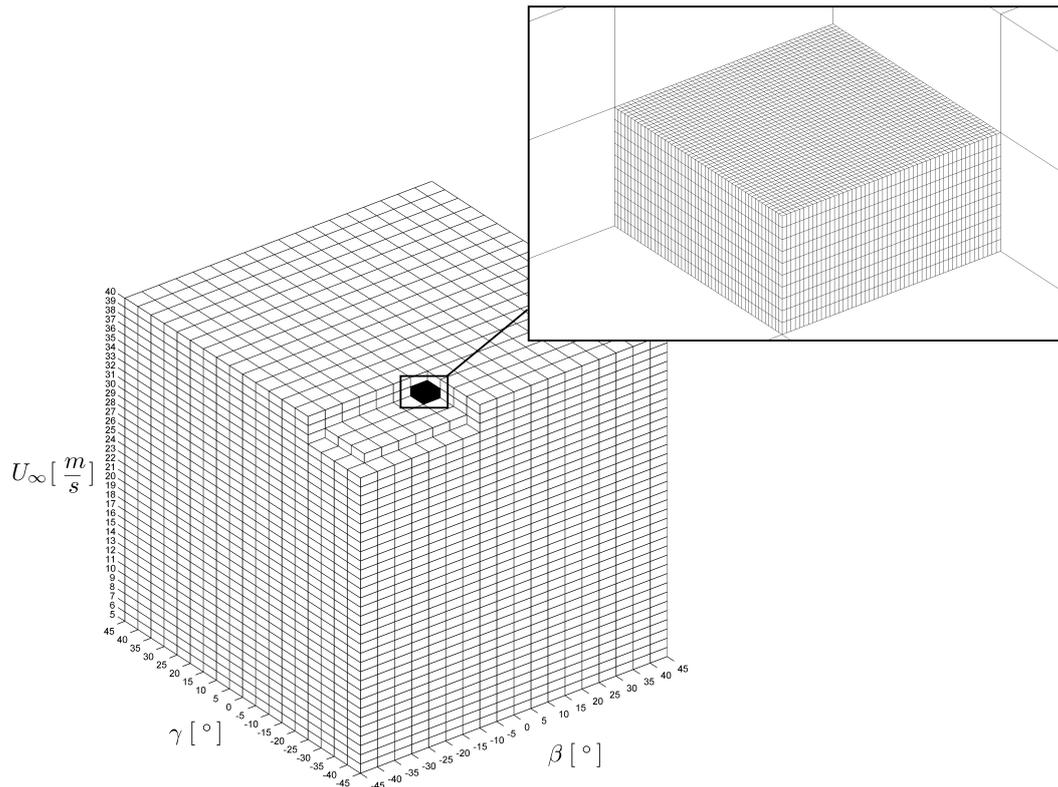


Abb. 3.5: Kalibrierpunkte in räumlicher Darstellung

lichen Mittelung stammen. Aufgrund der Windkanalturbulenz bzw. der gegenseitigen Beeinflussung der Drähte ist auch während der Kalibration von zeitlichen Schwankungen auszugehen. Bei der verwendeten Fehlerquadratberechnung entsteht aufgrund dieser Ungenauigkeiten ein Restwert, der sich bei einem fehlerfreien Messpunkt in Grenzen halten sollte. Dieser Restwert kann zur Identifikation von Messfehlern verwendet werden. Eine weitere Möglichkeit zur Ermittlung von Fehlern besteht darin, die ausgewertete Zeitreihe zu analysieren. Eine zeitliche lokale Änderung des Strömungsvektors muss kontinuierlich ablaufen. Setzt man voraus, dass die Abtastfrequenz mit 3000 Hz ausreichend hoch ist, so sollten die Werte der Zeitreihe über ein zusammenhängendes Gebiet innerhalb des Kalibrierraums verteilt sein. Werte die außerhalb dieses Gebiets liegen werden innerhalb des Programms identifiziert und im Anschluss nochmals ausgewertet. Hier wird jedoch der Suchbereich auf das zusammenhängende Gebiet beschränkt. In Abb. 3.6 und 3.7 sind die Ergebnisse für die Querströmungsebene $x^* = 2.0$ der dimensionslosen Axialgeschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bzw. der dimensionslosen axialen Wirbelstärke ξ stellvertretend dargestellt. Mit dem entwickelten Auswertalgorithmus für die 4-Drahtsonde ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung verglichen mit der 3-Drahtsondenmessung. Die Messungen wurden im Rahmen von zwei unterschiedlichen Kampagnen durchgeführt, wodurch mit geringfügigen Unterschieden zu rechnen ist. Nimmt man den gesamten Wertebereich der 3-Drahtsondenmessung als Referenz so liegen die Abweichungen für die Maximal- bzw.

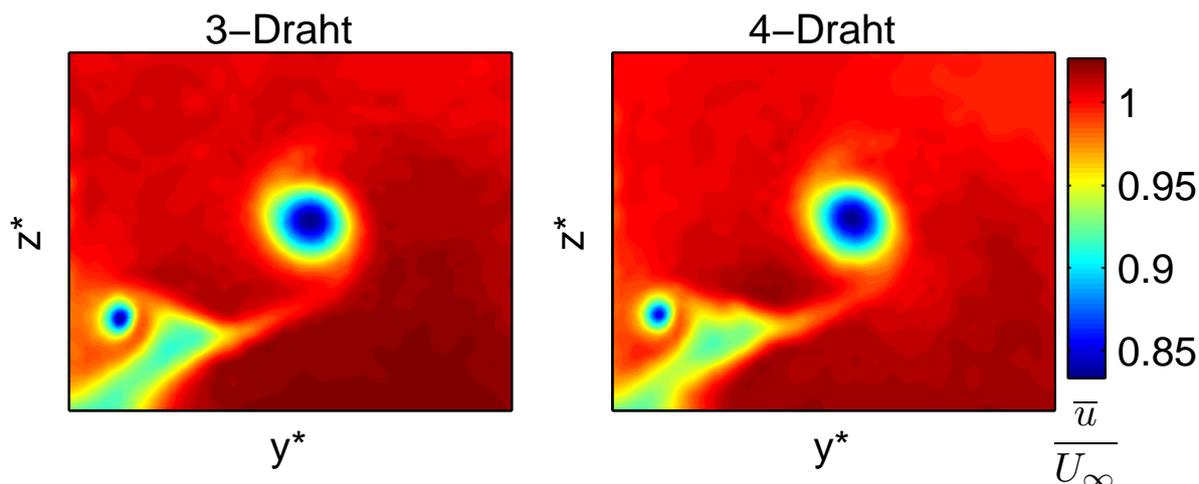


Abb. 3.6: Vergleich der 3- bzw. 4-Drahtsonde anhand der dimensionslosen Axialgeschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $x^* = 2.0$ und $\alpha = 8^\circ$

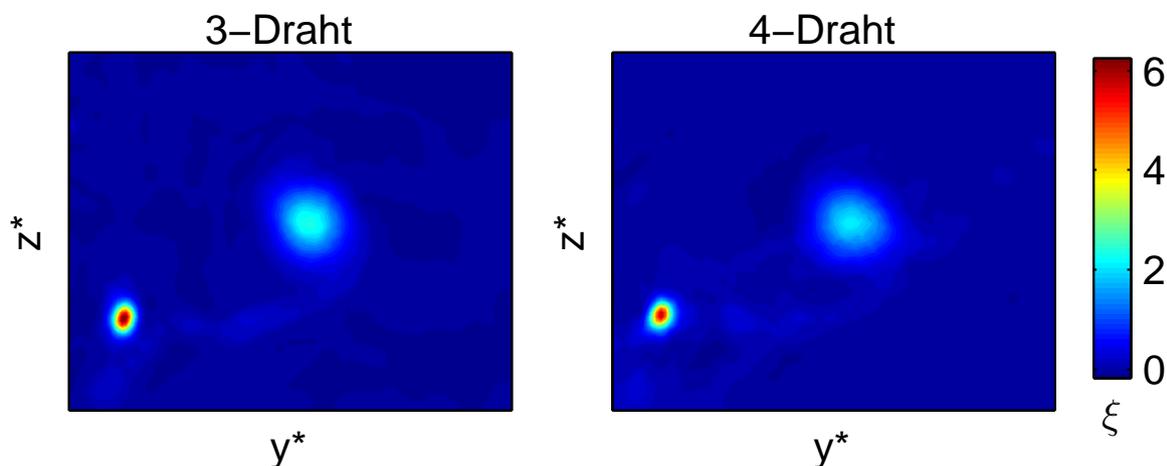


Abb. 3.7: Vergleich der 3- bzw. 4-Drahtsonde anhand der dimensionslosen axialen Wirbelstärke ξ bei $x^* = 2.0$ und $\alpha = 8^\circ$

Minimalwerte der dimensionslosen Wirbelstärke unter 4 %. Für die axiale Geschwindigkeit mit der freien Anströmung als Referenzwert liegen die Unterschiede deutlich unter 2 %. Obwohl für höhere Anstellwinkel keine Vergleichsdaten vorliegen, werden die erzielten Ergebnisse, wie später gezeigt wird, als hinreichend genau erachtet, sodass die 4-Drahtsonde eine gute Alternative zu 3-Drahtsonden darstellt.

3.2 Versuchsdurchführung

Neben dem Messverfahren kommt der Auswahl eines geeigneten Versuchsaufbaus besondere Bedeutung zu, vgl. Abb. 3.8. Für Nachlaufuntersuchungen an einem Vollmodell konnte auf Erfahrungen im Zusammenhang mit Transportkonfigurationen zurückgegriffen werden. Dennoch war es notwendig, Modifikation vorzunehmen, die beispielsweise die Anordnung und Befestigung des Modells betrafen.

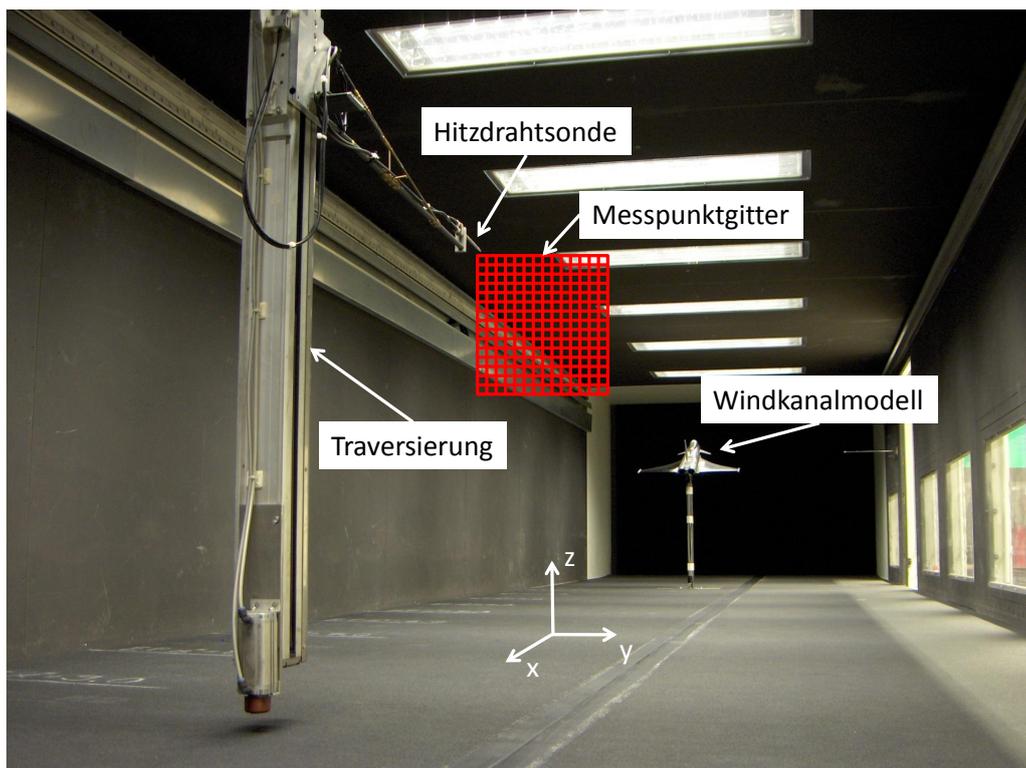


Abb. 3.8: Messstrecke des Windkanal C

3.2.1 Windkanalmodell

Bei dem Windkanalmodell handelt es sich um ein detailliertes Vollmodell einer Delta-Canard-Konfiguration, vgl. Abb. 3.9. Die wichtigsten geometrischen Kenngrößen sind in Tab. 3.2 aufgelistet. Für die Verwendung des Vollmodells war im Gegensatz zu den bishe-

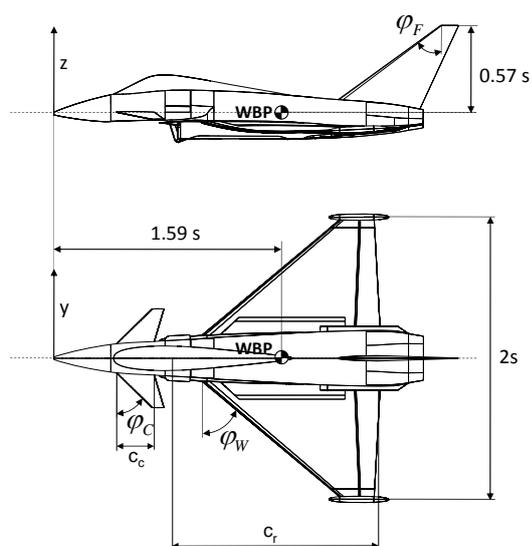


Abb. 3.9: Skizze des Windkanalmodells

**Delta-Canard-Konfiguration
Vollmodell (1:15)**

| | | | |
|-----------------------|----------------|-------------|---------------------|
| Flügel | Fläche | F_F | 0.302 m^2 |
| | Streckung | Λ_F | 2.45 |
| | Spannweite | $2s = b_F$ | 0.740 |
| | Pfeilung | φ_F | 50.0° |
| | Zuspitzung | λ_F | 0.14 |
| | Bezugstiefe | l_μ | 0.360 m |
| | Tiefe | c_r | 0.529 m |
| Canard | Einstellwinkel | ζ_C | 0.0° |
| | Streckung | Λ_C | 3.02 |
| | Pfeilung | φ_C | 45.00° |
| | Zuspitzung | λ_C | 0.32 |
| | Tiefe | c_c | 0.093 m |
| Seitenleitwerk | Streckung | Λ_F | 3.02 |
| | Pfeilung | φ_F | 54.00° |

Tab. 3.2: Geometriedaten des Windkanalmodells

rigen Messungen an Halbmodellen die Konstruktion einer Modellhalterung notwendig. Die Untersuchung von Vollmodellen beschränkte sich bisher größtenteils auf die Bestimmung von Strömungsgrößen in Flugzeugnähe bzw. auf die auf das Flugzeug einwirkenden Kräfte. Deshalb sind die vorhandenen Halterungen so ausgelegt, dass sie die flugzeugnahe Strömung kaum beeinflussen. Um auch einen möglichst ungestörten Nachlauf zu gewährleisten, musste eine neue Halterung konstruiert werden, die in Abb. 3.10 dargestellt ist. Um den



Abb. 3.10: Halterung des Windkanalmodells

Einfluss des Anstellwinkels auf den Nachlauf zu untersuchen, muss ein entsprechender Verstellmechanismus vorgesehen werden. Damit auch bei eventuellen zukünftigen Projekten, deren Rahmenbedingungen sich von den gegenwärtigen unterscheiden, die Modellhalterung verwendet werden kann, wurde der einstellbare Anstellwinkelbereich sehr flexibel gestaltet. Theoretisch können beliebige Anstellwinkel im Bereich von $-15^\circ \leq \alpha \leq 45^\circ$ stufenlos eingestellt werden. Durch Verstellen einer Schraube am unteren Ende der Halterung wird eine Kupplungsstange nach unten bzw. oben verschoben, vgl. Abb. 3.10. Dadurch rotiert das Modell um den festgelegten Drehpunkt. Durch diese Konstruktion befindet sich der gesamte Verstellmechanismus im Inneren des Rechteckstahls bzw. unter dem Windkanalboden.

3.2.2 Messebenen

Mit Hilfe der in Abb. 3.8 dargestellten Traversierung wird die Hitzdrahtsonde an bestimmten Stromabpositionen fixiert. Während einer Messung werden mit der Sonde hinterein-

ander eine Vielzahl von Messorten angefahren, an denen der Geschwindigkeitsvektor über eine bestimmte Messzeit aufgezeichnet wird. Da das Windkanalmodell als symmetrisch angenommen werden kann, wurde das Nachlaufwirbelsystem lediglich für eine Flügelhälfte vermessen. In Abb. 3.11 sind die sechs Messebenen für den Anstellwinkel von $\alpha = 15^\circ$ dargestellt. Für eine dimensionslose Einteilung der Lauflänge wird $x^* = x/b$ verwendet.

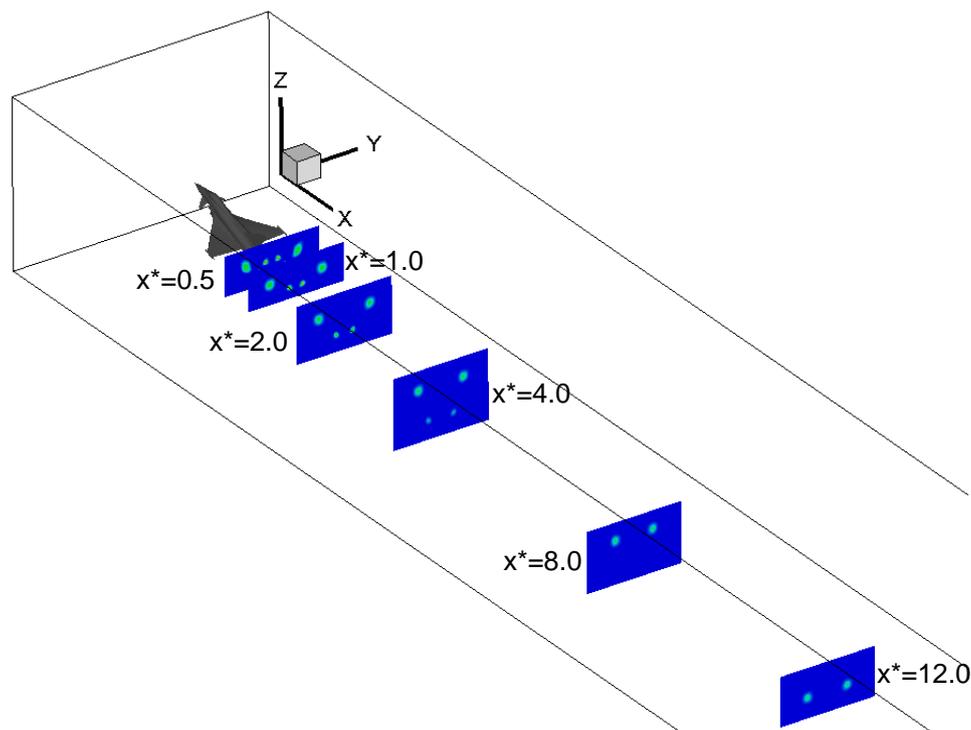


Abb. 3.11: Messebenen bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 15^\circ$

Um die exakte relative Position der Messebene zum Flugzeug anzugeben, muss geklärt werden, auf welchen Ort sich der Abstand x^* bezieht. Bei den bisherigen Halbmodellen der Transportflugzeugkonfigurationen hat sich eine ganz bestimmte Festlegung durchgesetzt. Der Drehpunkt für die Einstellung des Anstellwinkels ist durch das Modell vorgegeben. Der Ursprung $x^* = 0$ der Lauflänge wird für den Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ am Ort der Hinterkante der Flügelspitze festgelegt. Mit der Kenntnis des Drehpunktes ist nun für jeden Anstellwinkel die exakte Entfernung vom Flugzeug bekannt. Im Gegensatz zu den Transportflugzeughalbmodellen, bei denen ja der Drehpunkt durch das Modell gegeben ist, wurde für das Hochleistungsflugzeug der Drehpunkt durch die Halterung festgelegt. Möchte man stattdessen einen bestimmten Punkt des Flugzeugs als fiktiven Drehpunkt wählen, so müssen die Lagen der Ebenen in geeigneter Weise umgerechnet werden. Dazu soll zunächst das in Abb. 3.12 dargestellte Modell zusammen mit der Halterung betrachtet werden. Die exakte relative Lage des Modells zum Drehpunkt ist aufgrund fehlender Modellmaße nicht bekannt. Aus diesem Grund wurde mit Hilfe der Traversierung für die

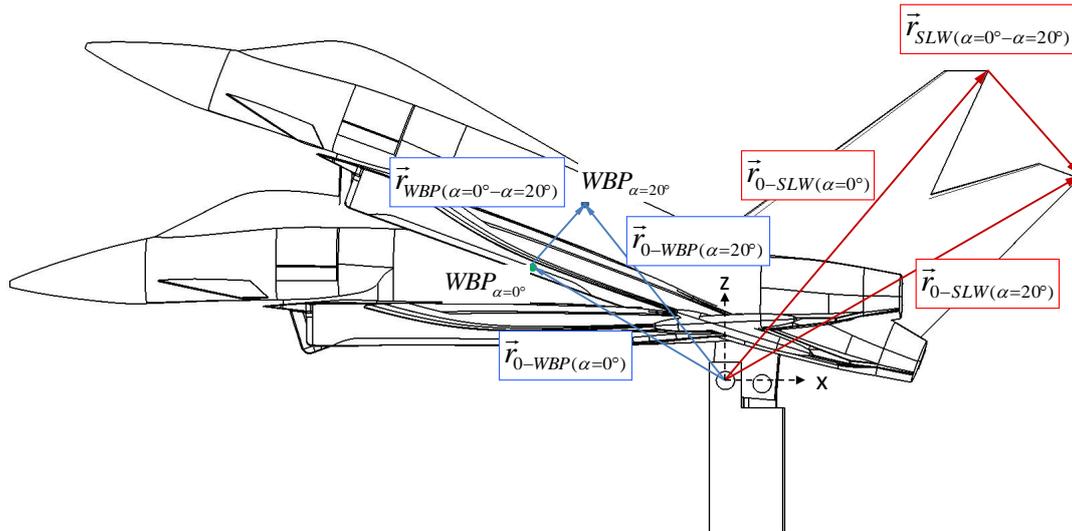


Abb. 3.12: Bestimmung des Drehpunkts

Hitzdrahtsonde der Drehpunkt bestimmt. Mit der Drehmatrix

$$D_y = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

um die y-Achse ergibt sich der Vektor $\vec{r}_{0-SLW}(\alpha=0^\circ)$ zum einen aus

$$\vec{r}_{0-SLW}(\alpha=20^\circ) = D_y \cdot \vec{r}_{0-SLW}(\alpha=0^\circ) \quad (3.4)$$

und zum anderen aus

$$\vec{r}_{0-SLW}(\alpha=20^\circ) = \vec{r}_{0-SLW}(\alpha=0^\circ) + \vec{r}_{0-SLW}(\alpha=0^\circ-\alpha=20^\circ). \quad (3.5)$$

Der Vektor $\vec{r}_{0-SLW}(\alpha=0^\circ-\alpha=20^\circ)$ kann mit Hilfe der Traversierung der Hitzdrahtsonde vermessen werden, sodass sich bei Gleichsetzen von Gl. 3.4 und 3.5 der Vektor $\vec{r}_{0-SLW}(\alpha=0^\circ)$ bestimmen lässt. Aus einer Modellzeichnung ist die relative Lage des Waagenbezugspunktes zum Ortsvektor $\vec{r}_{0-SLW}(\alpha=0^\circ)$ bekannt. Somit ist es möglich, den Vektor $\vec{r}_{0-WBP}(\alpha=0^\circ)$ zu berechnen. Dreht man diesen Vektor um einen beliebigen Anstellwinkel, kann durch Vektorsubtraktion die Verschiebung des Waagenbezugspunktes (WBP) ermittelt werden. Somit ist es möglich, die Lage der verschiedenen Ebenen entsprechend des Anstellwinkels zu korrigieren. In Abb. 3.13 ist dies für die Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ, 15^\circ$ und 20° dargestellt.

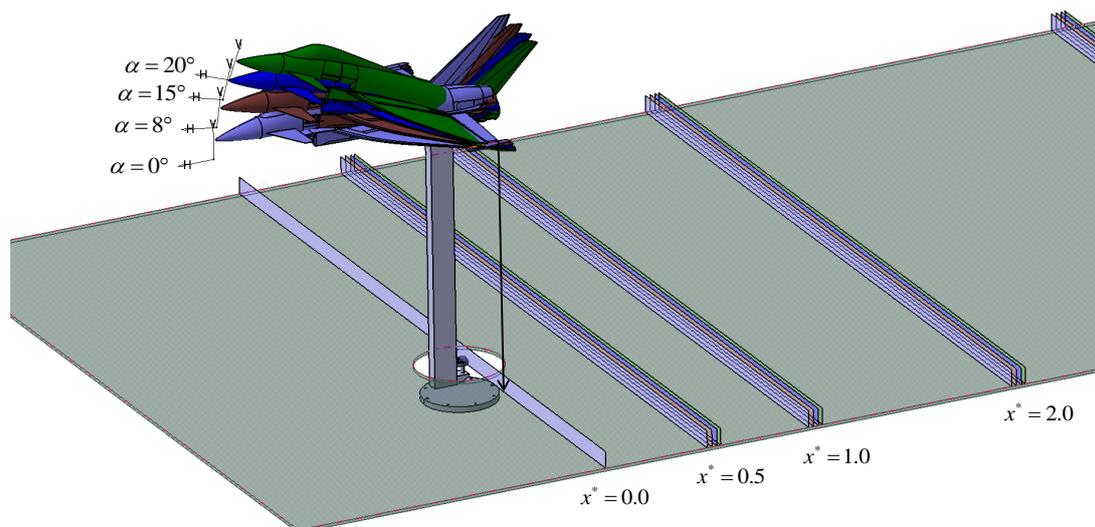


Abb. 3.13: Korrektur der Messebenen für sämtliche Anstellwinkel

3.2.3 Windkanal

Sämtliche Nachlaufmessungen der Delta-Canard-Konfiguration wurden im Niedergeschwindigkeitswindkanal C des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungsmechanik der Technischen Universität München durchgeführt. Der Windkanal basiert auf der sogenannten Göttinger Bauweise mit geschlossener Messstrecke, vgl. Abb. 3.14. Mit den Abmessungen

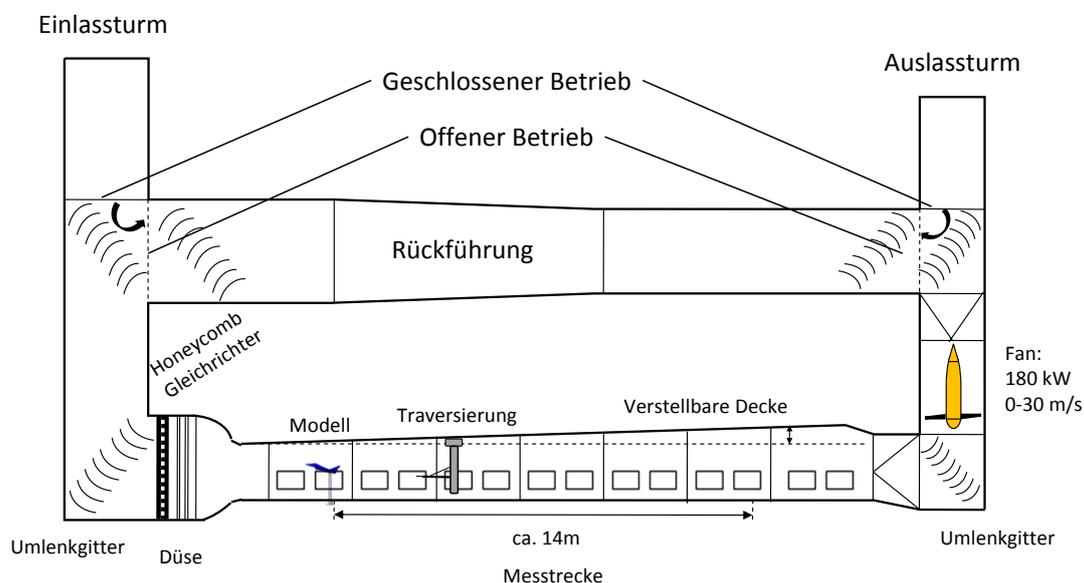


Abb. 3.14: Windkanal C

von 2.7 m in der Breite bzw. 1.8 m in der Höhe bietet der Windkanal für das verwendete Modell einen ausreichenden Messquerschnitt. Dies ist unter dem Gesichtspunkt von Wand- bzw. Deckeninterferenzen wichtig. Der Windkanal ermöglicht es mit einem Messbereich von ca. 14 m stromab Positionen von bis zu 16 Spannweiten zu erfassen. Betriebsdaten des Windkanals und Angaben zur Strömungsqualität der Messstrecke sind Tab. 3.3 zu

| Windkanal C (Geschlossene Messstrecke) | | |
|---|---|--|
| Betriebs- daten | Messstreckenquerschnitt (Höhe x Breite) | $1.8\text{ m} \times 2.7\text{ m}$ |
| | Düsenkontraktion | $2.11 : 1$ |
| | Länge der Messstrecke | 21.0 m |
| | Gebälseleistung | 210 kW |
| | Maximalgeschwindigkeit in der Messstrecke | 30 m/s |
| Kenngroßen der Messstrecke | Turbulenzgrad | $Tu_x = Tu_y = Tu_z < 0.5\%$ |
| | Abweichung der Strahlrichtung | $\Delta\alpha = \Delta\beta < 0.5^\circ$ |
| | Abweichung des statischen Drucks | $\Delta p/q_\infty \leq 0.5\%$ |
| | Zeitliche Konstanz der Geschwindigkeit | $U_\infty \leq 10\text{ m/s}:$ $\Delta U_\infty \leq 1.5\%$ |
| | | $U_\infty > 10\text{ m/s}:$ $\Delta U_\infty \leq 1.0\%$ |
| | Räumliche Konstanz der Geschwindigkeit | $U_\infty \leq 10\text{ m/s}:$ $\Delta U_\infty \leq 1.5\%$ |
| | | $U_\infty > 10\text{ m/s}:$ $\Delta U_\infty \leq 1.0\%$ |
| Reynoldszahl (10% Versperrung) | 1.3×10^6 | |

Tab. 3.3: Betriebsdaten und Kenngroßen des Windkanals C

entnehmen.

3.2.4 Messumfang

Die Messung mit einer Hitzdrahtsonde ist sehr zeitaufwändig, da die Sonde nacheinander die Messorte anfahren muss. Je nach Ausdehnung der Messebene kann sich dadurch eine Anzahl von 1000 – 2500 Messpunkten ergeben. Zusätzlich beeinflusst die Beschaffenheit des Strömungsfeldes dahingehend den Messaufwand, dass Bereiche mit hohen Geschwindigkeitsgradienten auch eine hohe räumliche Auflösung verlangen. Um genau diese Bereiche zu identifizieren, wird deshalb zunächst eine Messung durchgeführt, bei der eine sehr grobe räumliche Auflösung, und damit auch eine sehr geringe Anzahl an Messpunkten verwendet wird. Dadurch entsteht ein grober Überblick über das Strömungsfeld und Bereiche mit hohen Geschwindigkeitsgradienten. Diese können dann in einer anschließenden Messung entsprechend hoch aufgelöst werden. In Abb. 3.15 ist die Verteilung der Messorte für die grobe bzw. für die feine Messung in Hinblick auf die dimensionslose Wirbelstärke ξ bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ in der Messebene $x^* = 8.0$ zu sehen. Auch während der „grogen“ Messung muss die Lage abgeschätzt werden, wo sich das Wirbelsystem befindet. Das Absinken des Wirbelsystems kann bei Kenntnis der Zirkulation Γ_0 und des Wirbelabstands b_0 über Gl. 2.24 bestimmt werden. Da der Auftriebsbeiwert C_A aus vorangegangenen Kraftmessungen in Abhängigkeit des Anstellwinkels α bekannt ist, kann die Zirkulation Γ_0 über Gl. 2.17 bestimmt werden. Der Wirbelabstand b_0 muss dazu

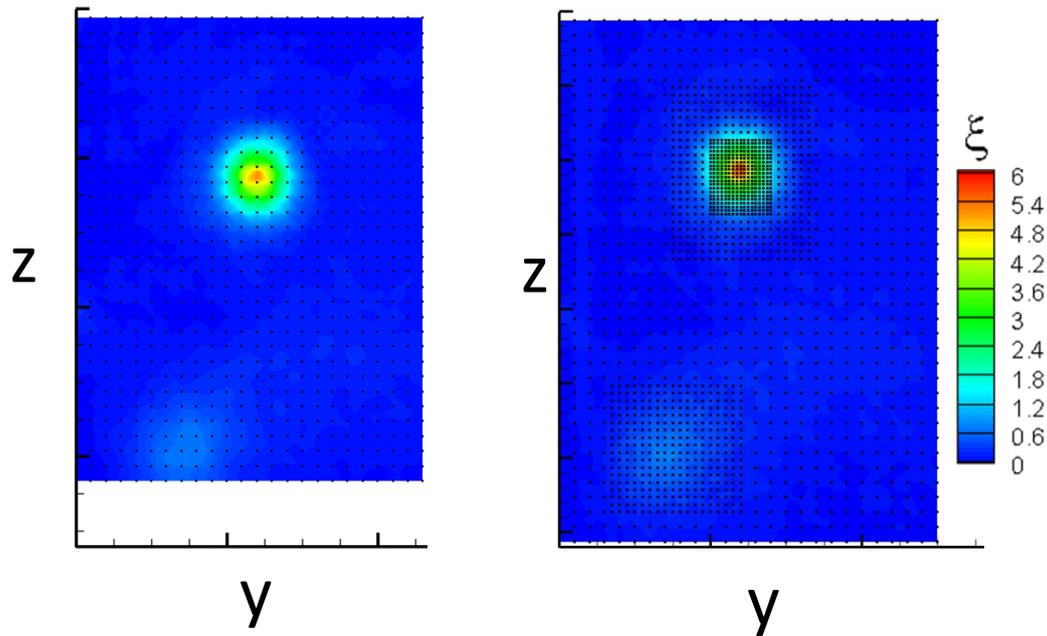


Abb. 3.15: Dimensionslose Wirbelstärke ξ bei $\alpha = 8^\circ$ in der Messebene $x^*=8.0$

aus der bekannten Flügelspannweite b und einem abgeschätzten Lastfaktor s abgeleitet werden. Nimmt man weiter an, dass sich das Wirbelsystem mit der Geschwindigkeit der freien Anströmung stromab bewegt, kann mit der Sinkgeschwindigkeit w_0 die Trajektorie angenähert werden. Das Verhältnis von axialer zu vertikaler Bewegung kann über den Zusammenhang

$$\frac{\Delta x}{\Delta z} = \frac{U_\infty \cdot t}{w_0 \cdot t} = \frac{U_\infty}{w_0} \quad (3.6)$$

angegeben werden. Damit ist es möglich, im Rahmen der groben Vormessung die Messgitter entsprechend anzupassen.

Bei den ersten Vormessungen zeigte sich, dass es zu keinem Aufrollvorgang zwischen dem Canard- und dem Vorderkantenwirbel kommt. Der Canardwirbel erfährt eine relativ große Verschiebung nach unten, wodurch sich die Ausdehnung der Messebenen in vertikaler Richtung stark erhöht. Ein weiterer Aspekt ist die Minimierung von Wand- oder Bodeneffekten. Mit zunehmendem Anstellwinkel α nimmt auch die Zirkulation und damit das Absinken des Wirbelsystems zu. Bei zu geringem Bodenabstand des Wirbelsystems kommt es zu einer erheblichen Beeinflussung, wodurch nur Stromabpositionen sinnvoll sind, an denen ein ausreichender Bodenabstand gewährleistet ist. Für die Messungen mit höheren Anstellwinkeln reduzieren sich dadurch die gemessenen Positionen, vgl. Tab. 3.4.

| | | Anstellwinkel, α | | |
|---|------|-------------------------|-----|-----|
| | | 8° | 15° | 20° |
| Strom- ab Positi- on, x^* | 0.5 | X | X | X |
| | 1.0 | X | X | X |
| | 2.0 | X | X | X |
| | 4.0 | X | X | X |
| | 8.0 | X | X | X |
| | 12.0 | X | X | |
| | 16.0 | X | | |

Tab. 3.4: Position der gemessenen Querströmungsebenen

3.2.5 Ähnlichkeit und Kennzahlen

Das Ziel einer experimentellen Untersuchung ist es, die erzielten Ergebnisse am Windkanalmodell auf das Original übertragen zu können. Dies setzt die Ähnlichkeit der beiden Strömungsfelder voraus. Zu diesem Zweck werden dimensionslose Kenngrößen eingeführt, die sich aus dem Verhältnis von geometrischen und charakteristischen physikalischen Größen ergeben.

Man kann die verschiedenen Kennzahlen so interpretieren, dass sie das Verhältnis von auftretenden Kräften zueinander wiedergeben. Eine der wichtigsten Kennzahlen ist die sogenannte Reynoldszahl Re , die das Verhältnis von Trägheitskräften ($\propto \rho u^2$) und Reibungskräften (Zähigkeitskräfte, $\propto \mu u/l$) ausdrückt.

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

Bei sämtlichen Versuchen wurde der Windkanal mit einer Geschwindigkeit von $U_\infty = 25\text{m/s}$ betrieben. Die Umgebungstemperatur T_∞ schwankt während der Vermessung einer Querströmungsebene aufgrund der langen Messzeiten und der damit verbundenen Aufheizung des Windkanals, zwischen 15°C und 35°C . Daraus ergibt sich eine kinematische Viskosität ν von $\approx 15 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$. Die mit der Bezugsflügeltiefe l_μ gebildete Reynoldszahl Re_{l_μ} beträgt $Re_{l_\mu} \approx 0.5 \times 10^6$. Verglichen mit der Reynoldszahl $Re_{l_\mu} \approx 4-7 \times 10^7$ des realen Flugzeugs, die sich in einem Machzahlbereich von $0.3-0.5$ einstellt, wird deutlich, dass die Ähnlichkeit bezüglich der Reynoldszahl nicht gegeben ist. Experimente an Konfigurationen mit geringer Streckung und hoher Pfeilung, bei denen die Reynoldszahl variiert wurde, haben gezeigt, dass aufgrund des unterschiedlichen Turbulenzgrades der Grenzschicht eine Beeinflussung des Ablöseverhaltens gegeben ist. Für das verwendete Windkanalmodell einer Delta-Canard-Konfiguration mit einem Pfeilungswinkel von $\varphi_F = 50^\circ$ ist von einer turbulenten Grenzschicht an der Vorderkante auszugehen, wobei jedoch aufgrund der zu kleinen Reynoldszahl Re_{l_μ} eine zu hohe Grenzschichtdicke erwartet werden kann. Der sehr kleine Nasenradius und der damit verbundene hohe Druckgradient bewirken dennoch bei

den untersuchten Anstellwinkel eine Ablösung bereits an der Vorderkante. Unabhängig von der Grenzschichtdicke ist die Primärablösung dadurch an der Vorderkante fixiert, wodurch von einem geringen Einfluss der Reynoldszahl auf die Ausbildung der Primärwirbel auszugehen ist. Neben einer möglichen Reynoldszahlabhängigkeit auf die Ausbildung des Nachlaufwirbelsystems ist auch eine Beeinflussung der Entwicklung stromab denkbar. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass die Entwicklung eines ausgebildeten Nachlaufwirbelsystems eine geringe Abhängigkeit gegenüber der Reynoldszahl aufweist [18].

Eine weitere Kennzahl ist die sogenannte Machzahl Ma , die das Verhältnis von Trägheitskräften zu elastischen Kräften angibt. Die Machzahl, bis zu welcher von einem inkompressiblen Fluid ausgegangen werden kann, liegt bei $Ma \approx 0.3$. Die Untersuchungen im Windkanal liegen mit einer Machzahl von $Ma_\infty = 0.075$ im inkompressiblen Niedergeschwindigkeitsbereich. Im Gegensatz dazu treten an einer Großausführung für den untersuchten Anstellwinkelbereich mit dem Machzahlbereich $Ma_\infty \approx 0.3 - 0.5$ bereits kompressible Effekte auf. Berücksichtigt man die besonderen Strömungsverhältnisse an Konfigurationen mit kleiner Streckung und hoher Pfeilung, ist von geringen Kompressibilitätseffekten auszugehen. Da die Übergeschwindigkeiten innerhalb der Vorderkantenwirbel eher gering sind, ist der Machzahleinfluss von untergeordneter Bedeutung.

Trotz der nicht gegebenen Reynolds- und Machzahlähnlichkeit ist aufgrund der Besonderheiten der Strömung an einer Delta-Canard-Konfiguration von nur geringen Unterschieden verglichen mit der Großausführung auszugehen.

Um harmonische instationäre Vorgänge zu beschreiben, wird die reduzierte Frequenz k eingeführt. Dabei wird dem Strömungsproblem eine signifikante Frequenz zugeordnet, die im Allgemeinen mit einer charakteristischen Länge l_c und der Anströmgeschwindigkeit U_∞ dimensionslos gemacht wird.

$$k = \frac{fl_c}{U_\infty}; \quad f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (3.8)$$

Die reduzierte Frequenz kann einer Anregung, wie einer Schlag- oder Nickschwingung, aber auch dem Turbulenzspektrum der Flugzeugumströmung oder des Nachlaufs zugeordnet werden.

4 Numerische Simulation des Nachlaufwirbelsystems

Um die räumliche und zeitliche Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems zu erfassen, muss ein geeignetes numerisches Verfahren ausgewählt werden. Wie auch die experimentellen Ergebnisse bestätigten, handelt es sich bei Nachlaufwirbelsystemen um instationäre turbulente Strömungen mit einem breiten Spektrum an räumlichen und zeitlichen Skalen. Für die im Experiment als auch am realen Flugzeug zu Grunde liegende hohe Reynoldszahl sind nur Grobstruktursimulationen (LES „Large-Eddy Simulation“) in der Lage ausreichend genaue Ergebnisse bei vertretbarem Rechenaufwand zu erzielen. Den durchgeführten Simulationen liegen die in Gl. 2.2 bzw. 2.1 beschriebenen inkompressiblen, instationären und dreidimensionalen Navier-Stokes Gleichungen bzw. Kontinuitätsgleichung zu Grunde. Zum einen basieren die numerischen Simulationen auf Windkanaluntersuchungen, die bei einer Machzahl von $Ma = 0.075$ durchgeführt wurde. Zum anderen spielen Kompressibilitätseffekte, wie in Abschnitt 3.2.5 beschrieben, auch bei höheren Machzahlen für Konfigurationen dieser Art eine untergeordnete Rolle. Aus diesen Gründen wird im Rahmen der Simulationen von einem inkompressiblen Fluid ausgegangen. Um die Beschreibung zu vereinfachen, wird das numerische Verfahren anhand einer generischen nichtlinearen Transportgleichung der Form

$$\partial_t \mathbf{u} + \nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{u}) = 0 \quad (4.1)$$

beschrieben. Das Lösen dieser Gleichung auf einem Rechengitter, worauf der Index N hinweist, führt auf

$$\partial_t \mathbf{u}_N + \nabla_N \cdot \mathbf{F}_N(\mathbf{u}_N) = 0. \quad (4.2)$$

Bei einer LES wird angenommen, dass das Rechengitter zu grob ist, alle Skalen der turbulenten Strömung, deren kleinste Skalen die charakteristische Größe η (Kolmogorov Skale) besitzen, aufzulösen. \mathbf{u}_N ist die diskrete Approximation von \mathbf{u} auf dem Rechengitter mit der charakteristischen Netzgröße h [34]. Die numerische Methode, die zur Berechnung von \mathbf{u}_N verwendet wird, hat die Auflösungsgröße h_r . Im Gegensatz zu einer DNS, bei der $h_r < \eta$ gilt, ergibt sich bei einer LES $h_r \gg \eta$. Die „Abschneide“-Frequenz der Simulation, die der Nyquist Frequenz zuzuordnen ist, wird mit h_r bezeichnet. Durch die Diskretisierung und numerische Berechnung der kontinuierlichen Gleichungen auf einem

Rechengitter ergibt sich ein Fehler, der mit $e(h_r, \eta) = \|\mathbf{u} - \mathbf{u}_N\|$ bezeichnet wird. Dabei kann zwischen drei Anteilen unterschieden werden, die zu $e(h_r, \eta)$ beitragen

$$e(h_r, \eta) = e_{\Pi}(h_r, \eta) + e_h(h_r, \eta) + e_r(h_r, \eta). \quad (4.3)$$

$e_{\Pi}(h_r, \eta)$ kennzeichnet den sogenannten Projektionsfehler. Die Tatsache, dass eine exakte kontinuierliche Lösung durch eine begrenzte Anzahl von Freiheitsgraden abgebildet wird, führt auf diesen Grundfehler, der grundsätzlich vorhanden ist. Die Approximation der Strömung an einem diskreten Ort durch benachbarte ebenfalls diskrete Orte entspricht einer Filterung der exakten Lösung. Skalen mit charakteristischen Längen, die kleiner als h_r sind, sind deshalb in der Lösung nicht enthalten. Eine Verfeinerung des Rechengitters führt dazu, dass auch kleinere Skalen aufgelöst werden können, wodurch sich der Projektionsfehler verringert.

Der zweite Fehler $e_h(h_r, \eta)$ ist der sogenannte numerische oder auch Diskretisierungsfehler, der dadurch entsteht, dass die Raum- bzw. Zeitderivativa nicht exakt berechnet werden können

$$\nabla_N(\mathbf{u}) - \nabla(\mathbf{u}) \neq 0. \quad (4.4)$$

$e_h(h_r, \eta)$ verringert sich bei glatten Lösungen von \mathbf{u} mit zunehmender Ordnung des Diskretisierungsschemas aber auch mit einer Verfeinerung des Rechengitters.

Der dritte Fehler $e_r(h_r, \eta)$ wird als Auflösungsfehler bezeichnet. Auch wenn die Derivativa exakt berechnet werden könnten, ergibt sich aufgrund der Nichtlinearität innerhalb der Flussfunktion \mathbf{F} eine Abweichung:

$$\mathbf{F}_N(\mathbf{u}_N) \neq \mathbf{F}_N(\mathbf{u}) = \mathbf{F}(\mathbf{u}). \quad (4.5)$$

Das Ziel der LES ist es den Diskretisierungs- und Auflösungsfehler zu minimieren, sodass sich für die ideale LES-Lösung

$$e(h_r, \eta) = e_{\Pi}(h_r, \eta) \quad (4.6)$$

ergibt. Eine große Schwierigkeit innerhalb von LES ist, dass sowohl das verwendete Rechengitter als auch das numerische Verfahren einen Anteil am Gesamtfehler $e(h_r, \eta)$ haben. Die Berechnung der unveränderten Gl. 4.1 auf einem Rechengitter würde also auf eine fehlerhafte Lösung führen, wobei alle drei beschriebenen Fehler enthalten wären, die sich auch untereinander beeinflussen können. Führt man sich vor Augen, was bei der Diskretisierung von Gl. 4.1 geschieht, kommt man zum sogenannten Filterkonzept von Leonard. Aufgrund der Tatsache, dass das Netz zu grob ist, alle Skalen aufzulösen, wird Gl. 4.1 gefiltert, was auf die Transportgleichung

$$\partial_t \bar{\mathbf{u}} + \nabla \mathbf{F}(\bar{\mathbf{u}}) = \mathcal{G} \quad (4.7)$$

führt. Es handelt sich dabei um eine Glättung mit dem homogenen Filter G

$$\bar{\mathbf{u}} = \int_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \mathbf{u}(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' = G * \mathbf{u}. \quad (4.8)$$

Für eine finite Volumenmethode ist G im Allgemeinen

$$G = \frac{1}{V} \begin{cases} 1, & \text{wenn } \mathbf{x} \text{ innerhalb des Zellenvolumens} \\ 0, & \text{sonst.} \end{cases} \quad (4.9)$$

$$\mathcal{G} = \nabla \mathbf{F}(\bar{\mathbf{u}}) - G * \nabla \mathbf{F}(\mathbf{u}) \quad (4.10)$$

ist ein Fehlerterm, der durch die Filterung entsteht. Könnte \mathcal{G} exakt bestimmt werden, wäre die Lösung von Gl. 4.7 identisch mit der gefilterten Lösung von Gl.4.1. Explizite SGS-Modelle versuchen den Auflösungsfehler $e_r(h_r, \eta)$ durch einen zusätzlichen Term in Gl. 4.2 zu berücksichtigen. Dies setzt jedoch ein möglichst exaktes numerisches Verfahren ($e_h(h_r, \eta) \approx 0$) voraus, da ansonsten der Diskretisierungsfehler Einfluss auf das SGS-Modell hätte. Das ist auch der Grund dafür, weshalb häufig Diskretisierungsschemata höherer Ordnung im Rahmen von LES mit expliziter Modellierung Anwendung finden. Die meisten expliziten Modelle versuchen über Terme, die als Quellen bzw. Senken aufgefasst werden können, die aufgelöste kinetische Energie zu modellieren. Diese auch als „functional models“ bezeichneten Modelle zielen nicht darauf ab $\mathbf{F}_h(\mathbf{u}_N) - \mathbf{F}_N(\mathbf{u})$ oder $(\mathbf{u} - \mathbf{u}_N)$ zu bestimmen. Auf der anderen Seite existieren „structural models“, die versuchen \mathbf{u} direkt anzugeben. Der numerische Fehler der üblichen Diskretisierungsschemata ist in der Regel von der Größenordnung des Auflösungsfehlers. Genau dieser Zusammenhang wird bei „Implicit LES (ILES)“ genutzt, indem der Diskretisierungsfehler so kontrolliert wird, dass er selbst als SGS-Modell fungiert. Die meisten bisherigen Ansätze für eine implizite Modellierung basieren auf vorgefertigten Diskretisierungsschemata, für die kein Zusammenhang mit dem Auflösungsfehler besteht. Geeignete implizite SGS-Modelle konnten daher nur durch systematisches „Ausprobieren“ gefunden werden. Dies führte zur allgemeinen Annahme, dass sich implizite SGS-Modelle ausschließlich durch die Wahl der Diskretisierung ergeben. Möchte man die Entwicklung einer Strömung verlässlich vorhersagen, wird ein numerisches Verfahren benötigt, welches für die konkreten Differentialgleichungen entwickelt, optimiert und validiert wurde. Eine vollständige Verbindung zwischen dem SGS Modell und dem Diskretisierungsschema kann nicht ohne Berücksichtigung der physikalischen Zusammenhänge bei der Entwicklung der numerischen Diskretisierungsmethode geschehen. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete implizite SGS Modellierung ist die **A**daptive **L**ocal **D**econvolution **M**ethod (ALDM) [45]. Die durch die Diskretisierung verwendete implizite SGS Modellierung kann als eine Art Kombination zwischen einem Wirbelviskositäts- und einem Skalen-Ähnlichkeitsmodell interpretiert werden. Die Modellparameter werden dabei durch eine Spektralanalyse der Wirbelviskosität bei iso-

troper Turbulenz kalibriert.

Die inkompressiblen Navier-Stokes Gleichungen werden auf einem kartesischen “staggered“ Rechengitter durch die sogenannte „fractional step method“ diskretisiert. Für die zeitliche Entwicklung wird ein explizites Runge-Kutta Verfahren dritter Ordnung verwendet [75]. Der Zeitschritt wird dabei dynamisch so angepasst, dass die Courant-Friedrichs-Lewy Bedingung mit $CFL = 1.0$ erfüllt ist. Für die räumliche Diskretisierung wird ein Finites Volumen Verfahren verwendet, wobei die Diskretisierung der Druck-Poisson Gleichung und der diffusiven Terme mit einem zentralen Schemata zweiter Ordnung erfolgt. Die Druck-Poisson Gleichung wird zu jedem Runge-Kutta Teilschritt mit Hilfe eines „Bi-Conjugate Gradient Stabilized (BiCGStab)“ Verfahren iterativ gelöst. Die Diskretisierung der konvektiven Terme mit ALDM ermöglicht die vollständige Kopplung des numerischen Verfahrens und des SGS-Modells.

4.1 Turbulente Einströmgrößen

Bei der Simulation einer turbulenten Strömung stellt die Vorgabe der turbulenten zeitabhängigen Einströmung häufig ein bedeutendes Problem dar. Zwar liegen aus den Windkanaluntersuchungen mit den Geschwindigkeitszeitreihen lokal Informationen über die Zeitabhängigkeit der Strömung vor, doch es fehlen Kenntnisse über die zeitliche Korrelation einzelner Orte untereinander. Zu diesem Zweck müssen die Einströmdaten aus den experimentell bestimmten Größen rekonstruiert werden, wofür verschiedene Methoden entwickelt wurden:

- synthetic turbulence approach,
- digital filter technique,
- rescaling-recycling technique.

Für die hier durchgeführten Simulationen kommt eine vereinfachte „rescaling-recycling technique“ zum Einsatz, die es ermöglicht, die Einströmgrößen für verschiedene Strömungsprobleme bereitzustellen [45]. Die zugrundeliegende Idee dieser Methode ist es, physikalisch sinnvolle Einströmgrößen zu erzeugen, indem von einer weiter stromab gelegenen Position (recycling station) die Geschwindigkeitsschwankungen reskaliert und dann als „neue“ Einströmgrößen wiederverwendet werden. Dabei wird angenommen, dass die Änderung des mittleren Strömungsfeldes zwischen der Einströmfläche und der „recycling station“ in Bezug auf die ILES Gitterauflösung vernachlässigbar ist. Die instantanen Ge-

schwindigkeitswerte am Einströmrand können über

$$u_i = \bar{u}_{exp} + \sqrt{\frac{\overline{u'u'_{exp}}}{\overline{u'u'_r}}} \cdot \left(u_r - \bar{u}_r \right) \quad (a)$$

$$v_i = \bar{v}_{exp} + \sqrt{\frac{\overline{v'v'_{exp}}}{\overline{v'v'_r}}} \cdot \left(v_r - \bar{v}_r \right) \quad (b) \quad (4.11)$$

$$w_i = \bar{w}_{exp} + \sqrt{\frac{\overline{w'w'_{exp}}}{\overline{w'w'_r}}} \cdot \left(w_r - \bar{w}_r \right) \quad (c)$$

bestimmt werden. Der Index "i" steht dabei für ILES Größen in der Einströmebene und "r" für die „recycling station“. Der Überstrich kennzeichnet die zeitlich gemittelten Größen und der Apostroph die jeweilige turbulente Schwankung ($\mathbf{u}' = \mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}}$). Eine statistische Auswertung der Lösung während der Simulation führt auf die mittleren Geschwindigkeiten $\bar{u}_r, \bar{v}_r, \bar{w}_r$ und Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{\overline{u'u'_r}}, \sqrt{\overline{v'v'_r}}, \sqrt{\overline{w'w'_r}}$ in der „recycling station“. Die experimentell bestimmten Einströmgrößen mit dem Index "exp" stellen dabei die Zielwerte dar, die mit Hilfe der „rescaling-recycling technique“ in Gl. 4.11 erreicht werden sollen.

4.2 Simulationsdurchführung

Die numerische Simulation des Nachlaufwirbelsystems erfordert neben der Definition sinnvoller Randbedingungen die Erstellung eines effizienten Rechengitters. Hinzu kommt die Aufbereitung der experimentellen Ergebnisse, sodass diese als Einströmgrößen für die Simulation verwendet werden können.

4.2.1 Gittergenerierung

Die Erzeugung eines Rechnetzes für die Simulation eines Nachlaufwirbelsystems, bei dem die Flugzeugumströmung unberücksichtigt bleibt, ist zunächst deutlich einfacher verglichen mit Simulationen von umströmten Körpern. Andererseits sind bei Körperumströmungen die wandnahen Bereiche, die eine hohe räumliche Auflösung erfordern von vornherein bekannt. Bei einem Nachlaufwirbelsystem sind die räumliche Entwicklung, und damit Bereiche hoher Geschwindigkeitsgradienten bzw. Turbulenzintensitäten, unbekannt. Für die durchgeführten Validierungsrechnungen stellt dies kein Problem dar, da anhand der Windkanaluntersuchungen die Position des Wirbelsystems bekannt ist, vgl. Abb. 4.1. Die laterale und die vertikale Ausdehnung des dargestellten Rechenraums stimmen mit den Abmessungen des Windkanals überein. Die Einströmebene befindet sich bei einer Stromabposition von $x^* = 2.0$ und die Ausströmebene bei $x^* \approx 18.0$. In Abb. 4.1 sind zusätzlich die im Rahmen der experimentellen Untersuchung bestimmten Quer-

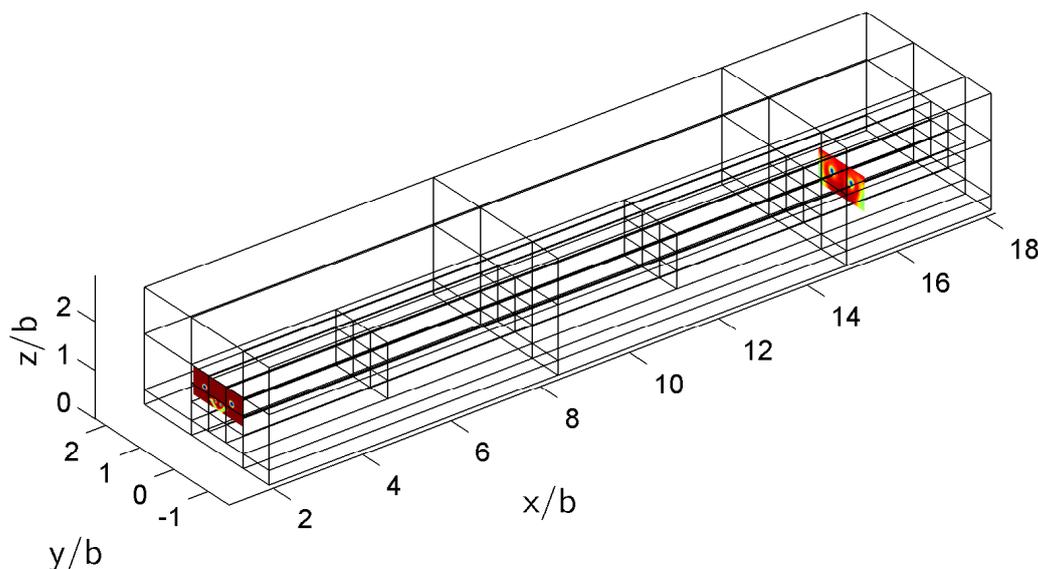


Abb. 4.1: Rechenraum für den Validierungsfall bei $\alpha = 8^\circ$

strömungsebenen bei $x^* = 2.0$ bzw. $x^* = 16.0$ dargestellt. Die vertikale Ausdehnung des fein aufgelösten Rechengitters ist nach oben durch die Messebene bei $x^* = 2.0$ und nach unten durch die Messebene bei $x^* = 16.0$ gegeben. Außerhalb dieses Bereichs wird die Auflösung um den Faktor 3 in allen drei Dimensionen reduziert. Für das dreidimensionale Rechengitter ändert sich das Volumen der einzelnen Rechenzellen zweier benachbarter Blöcke unterschiedlicher Auflösung um den Faktor $3 \cdot 3 \cdot 3 = 27$. Ein weiterer Punkt ist die Aufteilung des Simulationsvolumens in Blöcke, wobei versucht wurde, eine möglichst gleich große Anzahl an Rechenzellen pro Block zu erhalten. Die Berechnungen für die einzelnen Blöcke können auf unterschiedlichen Prozessoren durchgeführt werden, wodurch eine effektive Parallelisierung der Simulation erreicht wird.

Für Freiflugsimulationen, die sich bis zu 50 Spannweiten stromab erstrecken, muss die vertikale Ausdehnung des Bereichs mit der höchsten Auflösung abgeschätzt werden. Ausgehend von der am weitesten stromab gelegenen Messebene wird mit Hilfe von Gl. 2.24 die Sinkgeschwindigkeit w_0 des Wirbelsystems bestimmt. Die vertikale Verschiebung des Wirbelsystems zwischen der letzten Messebene und der Stromabposition bei 50 Spannweiten kann dann mit Gl. 3.6 abgeschätzt werden. Da davon auszugehen ist, dass sich die Sinkgeschwindigkeit aufgrund von Dissipation stromab reduziert, wird die Distanz um die das Wirbelsystem absinkt eher überschätzt. Dadurch ist sichergestellt, dass die vertikale Ausdehnung des hochaufgelösten Bereichs ausreichend groß ist. In Abb. 4.2 ist das Rechengitter für den Freiflugfall bei $\alpha = 8^\circ$ dargestellt. Aufgrund des wesentlich größeren Rechenraums wurden für die Freiflugsimulationen drei verschiedene Auflösungen verwendet. Die mittlere Auflösung umfasst einen Bereich von einer Spannweite in vertikaler und lateraler Richtung um den fein aufgelösten Bereich. Die am geringsten aufgelöste Region

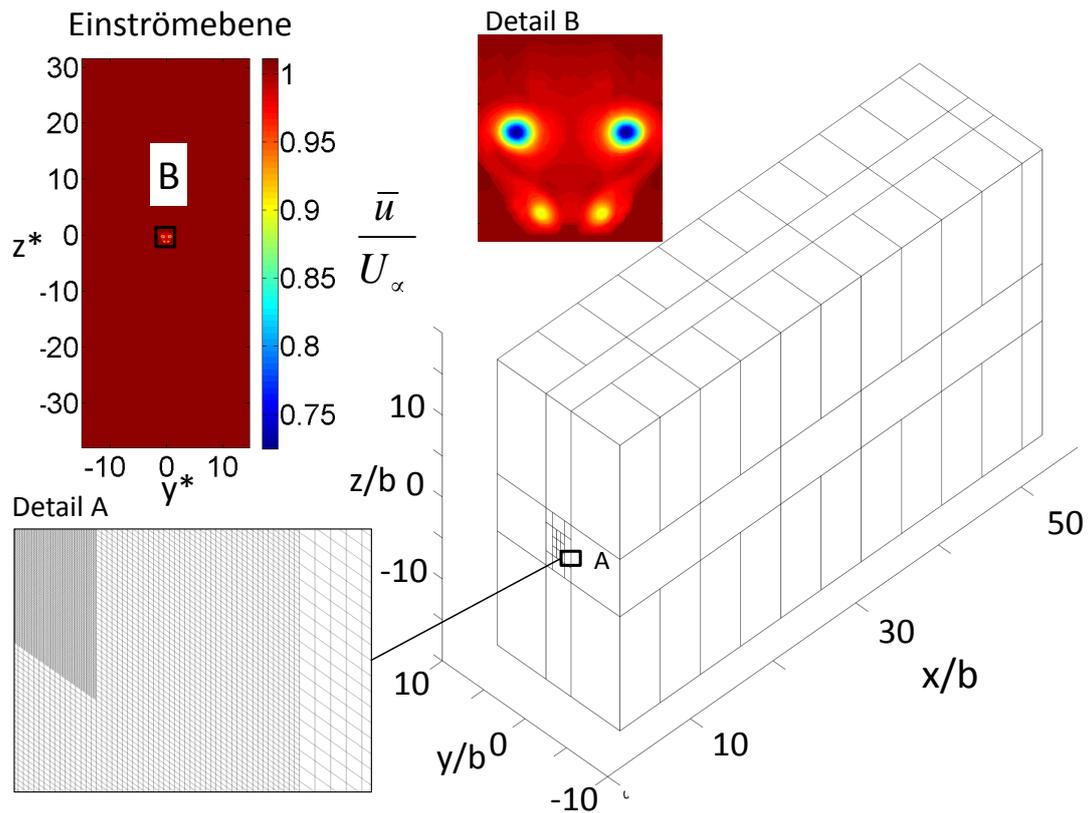


Abb. 4.2: Rechennetz des Freiflugfalls bei $\alpha = 8^\circ$ und Verteilung der mittleren axialen Geschwindigkeit \bar{u} in der Einströmebene

erstreckt sich 5 Spannweiten in vertikaler und 3 Spannweiten in lateraler Richtung. In Tab. 4.1 sind die Auflösungen des Rechengitters angegeben.

| | Validierungsrechnungen | | |
|------------|---------------------------|-------------------------|-------------------------|
| | Freiflugrechnungen | | |
| | <i>fein</i> | <i>mittel</i> | <i>grob</i> |
| Δx | 50 mm | 150 mm | 450 mm |
| | $\Delta x/(b/2) = 0.135$ | $\Delta x/(b/2) = 0.4$ | $\Delta x/(b/2) = 1.2$ |
| Δy | 5 mm | 15 mm | 45 mm |
| | $\Delta y/(b/2) = 0.0135$ | $\Delta y/(b/2) = 0.04$ | $\Delta y/(b/2) = 0.12$ |
| Δz | 5 mm | 15 mm | 45 mm |
| | $\Delta z/(b/2) = 0.0135$ | $\Delta z/(b/2) = 0.04$ | $\Delta z/(b/2) = 0.12$ |

Tab. 4.1: Räumliche Auflösung des Rechengitters der Validierungs- und Freiflugrechnungen

4.2.2 Rekonstruktion der Einströmgrößen

Aus der experimentellen Untersuchung sind lediglich für einen kleinen Bereich der gesamten Einströmebene Werte vorhanden. Außerhalb der Messebene müssen die mittleren Geschwindigkeiten \bar{u} und Turbulenzintensitäten $\overline{u'u'}$ abgeschätzt bzw. rekonstruiert werden. Dazu wurden die Ergebnisse der gemessenen Halbebene F_H an der Symmetrieebene gespiegelt. Außerhalb der so erhaltenen Ebene können die axiale Geschwindigkeit \bar{u} bzw. die Turbulenzintensitäten $\overline{u'u'}$ im Freistrom aus den Werten am Messebenenrand abgeschätzt werden. Da die Turbulenzintensitäten $\overline{u'u'}$ im Freistrom einen Einfluss auf die Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems haben, kann bei Variation der Turbulenzintensitäten unterschiedliche atmosphärische Turbulenz berücksichtigt werden. Schwieriger ist die Rekonstruktion der lateralen und vertikalen Geschwindigkeiten \bar{v} bzw. \bar{w} an Bereichen innerhalb der Einströmebene, die außerhalb der Messebene liegen. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abb. 4.3 die dimensionslose mittlere laterale Geschwindigkeit $\frac{\bar{v}}{U_\infty}$ in der Einströmebene für die Validierungsrechnung bei $\alpha = 8^\circ$ dargestellt. Die durch das Wir-

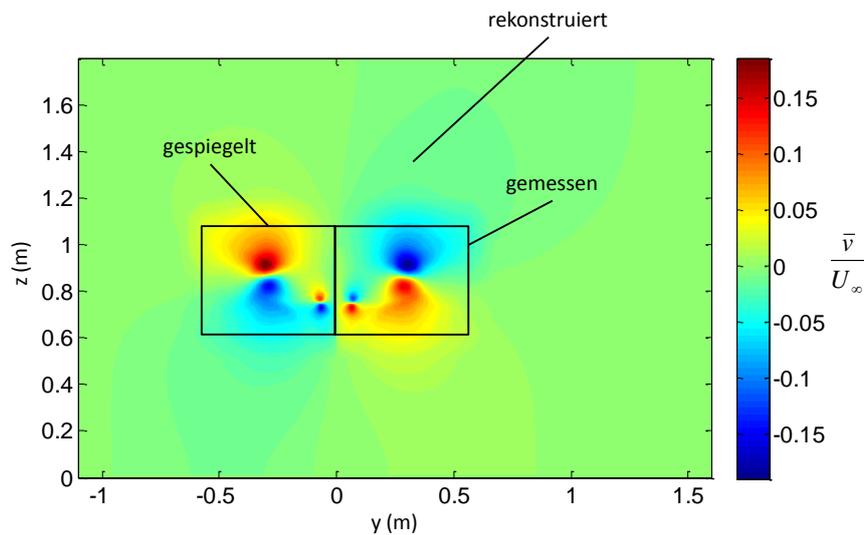


Abb. 4.3: Dimensionslose mittlere laterale Geschwindigkeit $\frac{\bar{v}}{U_\infty}$ in der Einströmebene für die Validierungsrechnung bei $\alpha = 8^\circ$

belsystem induzierten Geschwindigkeiten reichen über die experimentell bestimmte Querströmungsebene hinaus. Um den Messaufwand möglichst gering zu halten, wurde lediglich der Bereich in unmittelbarer Nähe des Wirbelsystems vermessen. Für eine Approximation der Geschwindigkeitswerte außerhalb der Messebene, wird zunächst die Zirkulation Γ_0 und der Zirkulationsschwerpunkt (y_s, z_s) mit Hilfe von Gl. 2.21 bestimmt. Da die Ränder der Messebene weit außerhalb des Wirbelstärkekerns liegen, kann die Geschwindigkeitsverteilung außerhalb der Messebene durch die Überlagerung des Geschwindigkeitsfeldes zweier Potentialwirbel, mit den Zirkulationen $|\Gamma_0|$ bzw. $-|\Gamma_0|$ an den Orten (y_s, z_s) bzw. $(-y_s, z_s)$ angenähert werden, vgl. Abb. 4.4. Für den Validierungsfall wurde dieser Potentialwirbel zusätzlich an allen Wänden gespiegelt, um den Einfluss der Wände auf die

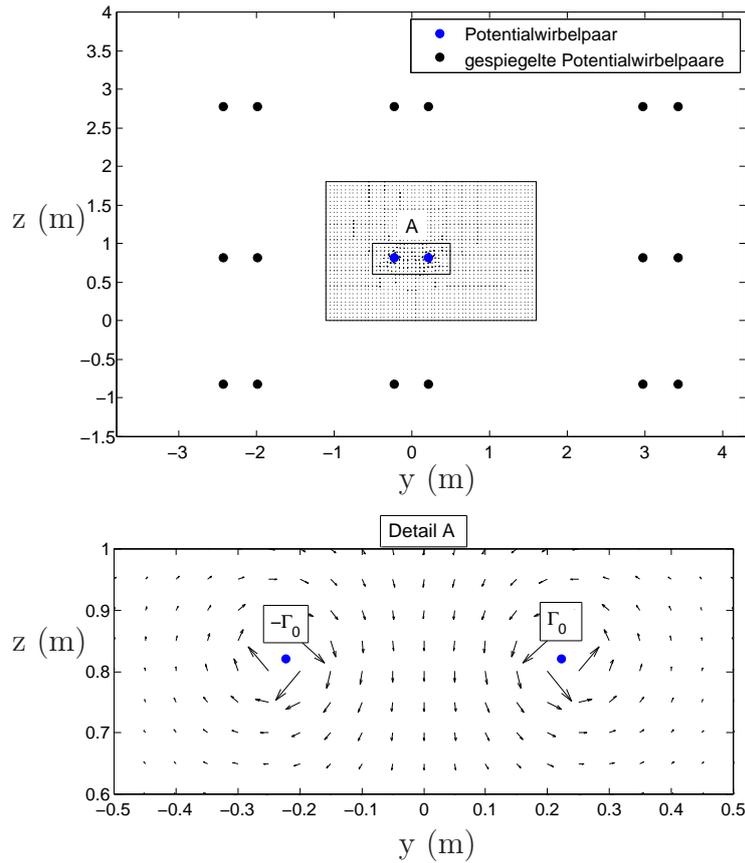


Abb. 4.4: Modellierung der Querströmungsgeschwindigkeit mit Hilfe von Potentialwirbeln innerhalb der Einströmebene

Geschwindigkeitsverteilung zu berücksichtigen. Anhand von Abb. 4.3 wird deutlich, dass durch die beschriebene Vorgehensweise beim Übergang von der Messebene auf den unbekanntem Bereich der Einströmebene unphysikalische hohe Geschwindigkeitsgradienten vermieden werden konnten.

Während für die Validierungsrechnung versucht wurde, die Windkanalbedingungen möglichst exakt innerhalb der Simulation abzubilden, muss für die Freiflugrechnungen eine weitere Korrektur aufgrund der Halterung des Windkanalmodells vorgenommen werden. In Abb. 4.5 bzw. 4.6 sind die gemessene axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bzw. axiale Turbulenzintensität u_{rms}/U_∞ den jeweils korrigierten Verteilungen gegenübergestellt. Dabei wurden anhand der Strömungsstrukturen Bereiche identifiziert, die dem Nachlauf der Modellhalterung zuzuordnen sind. Diese Bereiche wurden dann durch Größen des Freistroms ersetzt. Betroffen hiervon sind die Geschwindigkeit \bar{u} und die Turbulenzintensitäten u_{rms} , v_{rms} und w_{rms} .

Sämtliche Simulationen wurden aufgrund der hohen Zellenanzahl, die für den Freiflugfall bei $\alpha = 8^\circ$ beispielsweise 77.521.248 beträgt, auf den Supercomputern HLRB2 bzw. SuperMUC des Leibnizrechenzentrums (LRZ) durchgeführt. Aufgrund der großen axialen Ausdehnung des Rechenraums sind insgesamt bis zu 50.000 Prozessorstunden (CPUh) notwendig, um eine vollständig konvergierte Lösung zu erhalten.

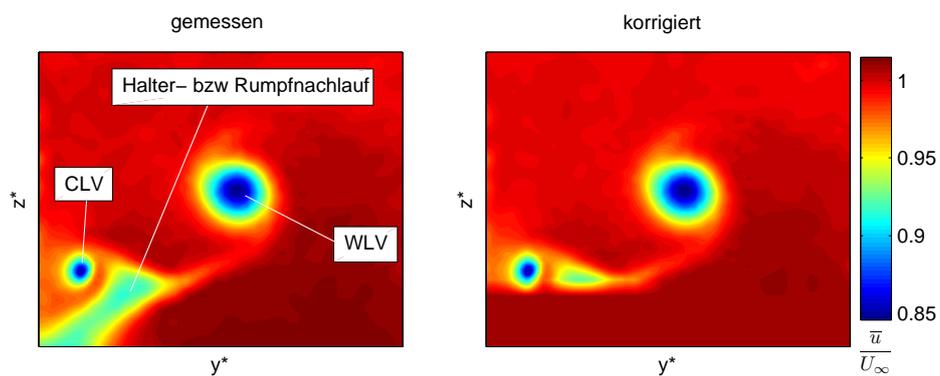


Abb. 4.5: gemessene(links) und korrigierte axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞

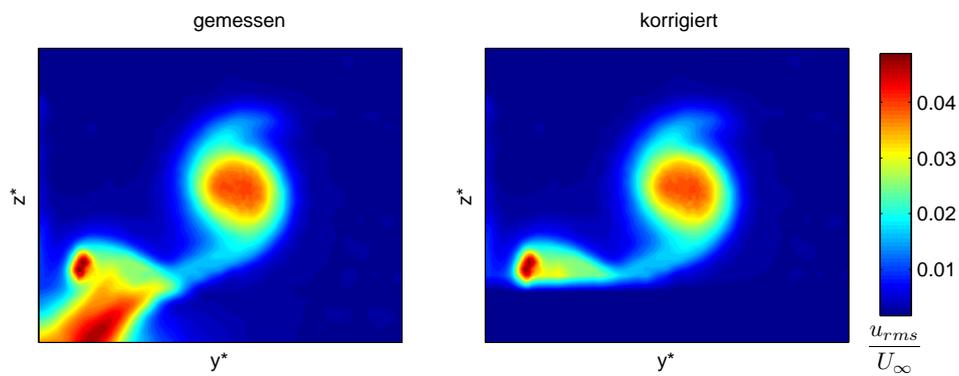


Abb. 4.6: gemessene(links) und korrigierte axiale Turbulenzintensität u_{rms}/U_∞

5 Ergebnisse des Nahfelds

Dieses Kapitel beinhaltet die Diskussion der Ergebnisse der Windkanalmessung und der Validierungsrechnungen. Mit Stromabpositionen von $x^* = 16.0$ wird das Nachlaufwirbelsystem bis in das erweiterte Nahfeld erfasst. Im Rahmen der Validierungsrechnungen steht die Beurteilung der Qualität der numerischen Simulationen anhand der experimentellen Ergebnisse im Vordergrund. Darüberhinaus wird hier der Einfluss der Windkanalumgebung auf die Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems durch eine weitere Vergleichsrechnung aufgezeigt. Für eine zweckmäßige Diskussion wird zunächst das Nachlaufwirbelsystem, das in Abschnitt 2.3 bereits beschrieben wurde, anhand von experimentellen Ergebnisse erläutert.

5.1 Wirbelstrukturen am Flugzeug

Zu diesem Zweck ist in 5.1 die dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ für die Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ und $\alpha = 15^\circ$ an der Stromabposition $x^* = 0.5$ dargestellt. Mit Hilfe der

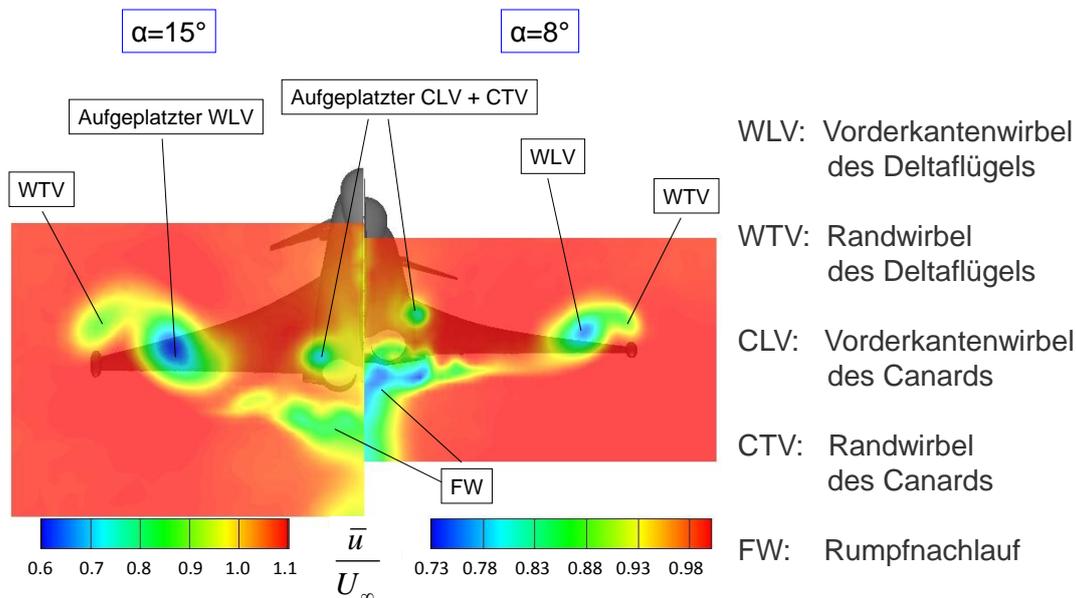


Abb. 5.1: Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ für die Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ und $\alpha = 15^\circ$ an der Stromabposition $x^* = 0.5$

axialen Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ können zum einen die verschiedenen Wirbel innerhalb der

Querströmungsebene als auch der Nachlauf des Flugzeugrumpfes bzw. der Modellhalterung identifiziert werden. In der Nähe der Symmetrieebene sind für beide Anstellwinkel der Vorderkantenwirbel des Canards (CLV) und der Randwirbel der Canards (CTV) zu erkennen, die sich zu einem Wirbel aufgerollt haben. Da der CTV einen deutlich geringeren Zirkulationsinhalt hat, wird der aufgerollte Canardwirbel in der Diskussion als CLV bezeichnet. Im Gegensatz dazu ist der Aufrollvorgang des Randwirbels (WTV) in den Vorderkantenwirbel des Deltaflügels (WLV) an dieser frühen Stromabposition noch nicht abgeschlossen. Wie für den Canardwirbel schließt aber nach Vollendung des Aufrollvorgangs der Begriff WLV den Randwirbel WTV mit ein. Neben den Wirbelstrukturen ist ein weiterer Bereich verzögerter axialer Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ zu sehen. Dabei handelt es sich um die abgelöste Strömung des Rumpfes bzw. der Modellhalterung. Da die Halterung einen deutlich kleineren Querschnitt besitzt, ist zu vermuten, dass der obere Bereich dem Modell und der untere der Halterung zuzuordnen ist. Wie später gezeigt wird, hat dieser Bereich großen Einfluss auf die Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems.

5.2 Experimentelle Ergebnisse

Bei der Analyse der experimentellen Ergebnisse kann die Verteilung einer Größe innerhalb einer Querströmungsebene, wie beispielsweise der Rotation $\text{rot } \mathbf{u}$, untersucht werden. Hinzu kommt die Möglichkeit, die räumliche Entwicklung des Wirbelsystems anhand der Trajektorien in den verschiedenen Ebenen zu verfolgen. Aber auch die Entwicklung einer integralen Größe, wie beispielsweise der Zirkulation Γ stromab, liefert wertvolle Informationen, die es ermöglichen, das Verhalten des Wirbelsystems zu verstehen. Neben diesen Größen, die sich aus dem zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeld berechnen lassen, kann zusätzlich eine Auswertung der Geschwindigkeitszeitreihe an den diskreten Messorten durchgeführt werden. Dadurch können spektrale Leistungsdichten oder Amplitudenspektren bestimmt werden, die Hinweise auf instationäre Effekte, wie beispielsweise die Crow- oder Crouch-Instabilität, liefern können.

5.2.1 Geschwindigkeitsfeld

Um einen ersten Eindruck des Strömungsfeldes zu erhalten, ist in Abb. 5.2 und 5.3 die dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ in den Querströmungsebenen $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 12.0$ und 16.0 für den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ dargestellt. Zusätzlich sind die lokalen Richtungsvektoren der Querströmungsgeschwindigkeit eingezeichnet. Während die axiale Geschwindigkeit die Möglichkeit bietet anhand der Geschwindigkeitsdefizite außer den Wirbelstrukturen auch den Rumpf- oder Modellhalterungsnachlauf zu identifizieren, geben die Geschwindigkeitsvektoren einen Hinweis auf drehungsbehaftete Bereiche. In der ersten Querströmungsebene bei $x^* = 0.5$ weisen der WLV und der CLV ein Geschwindig-

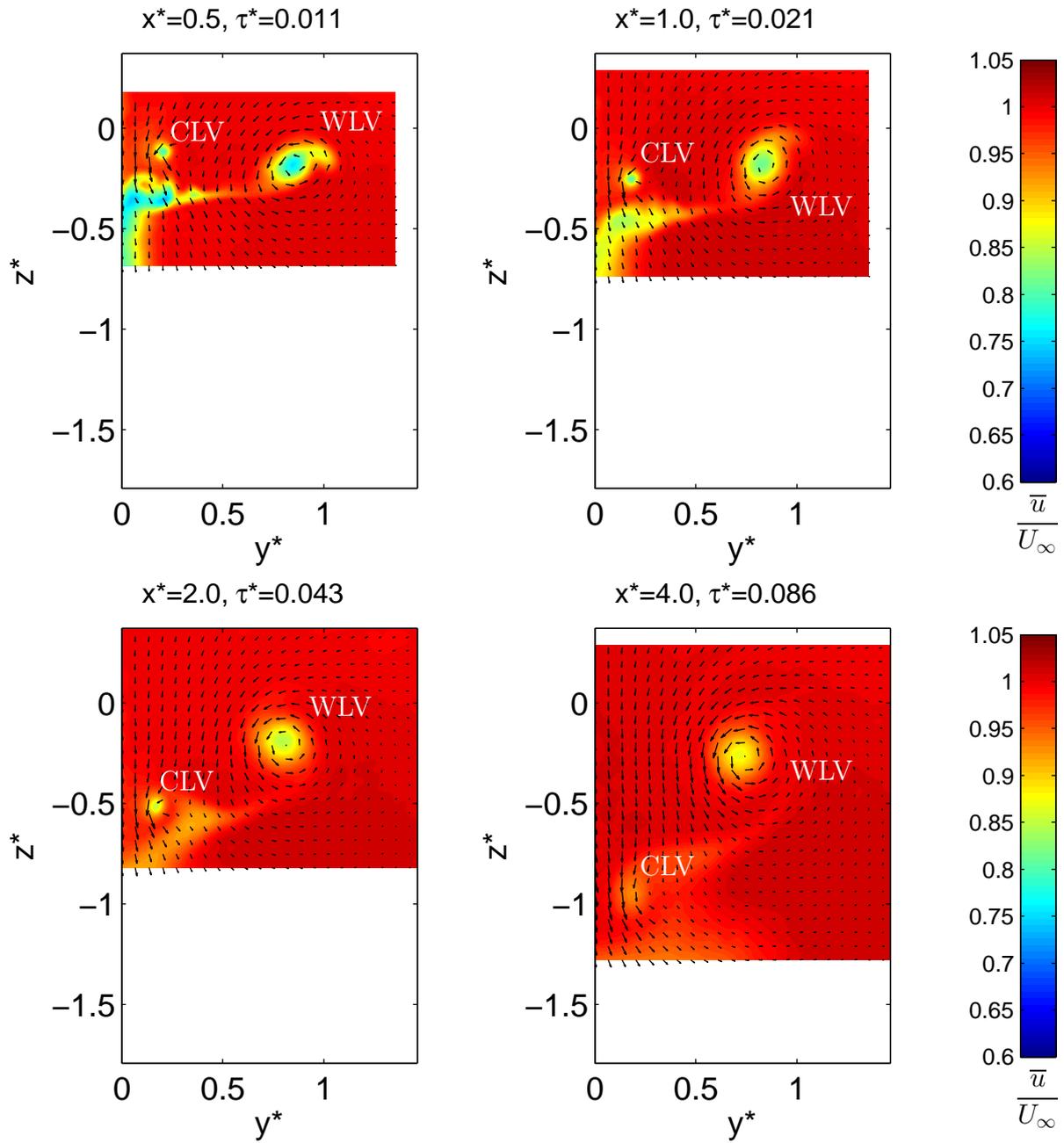


Abb. 5.2: Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0,$ und 4.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$

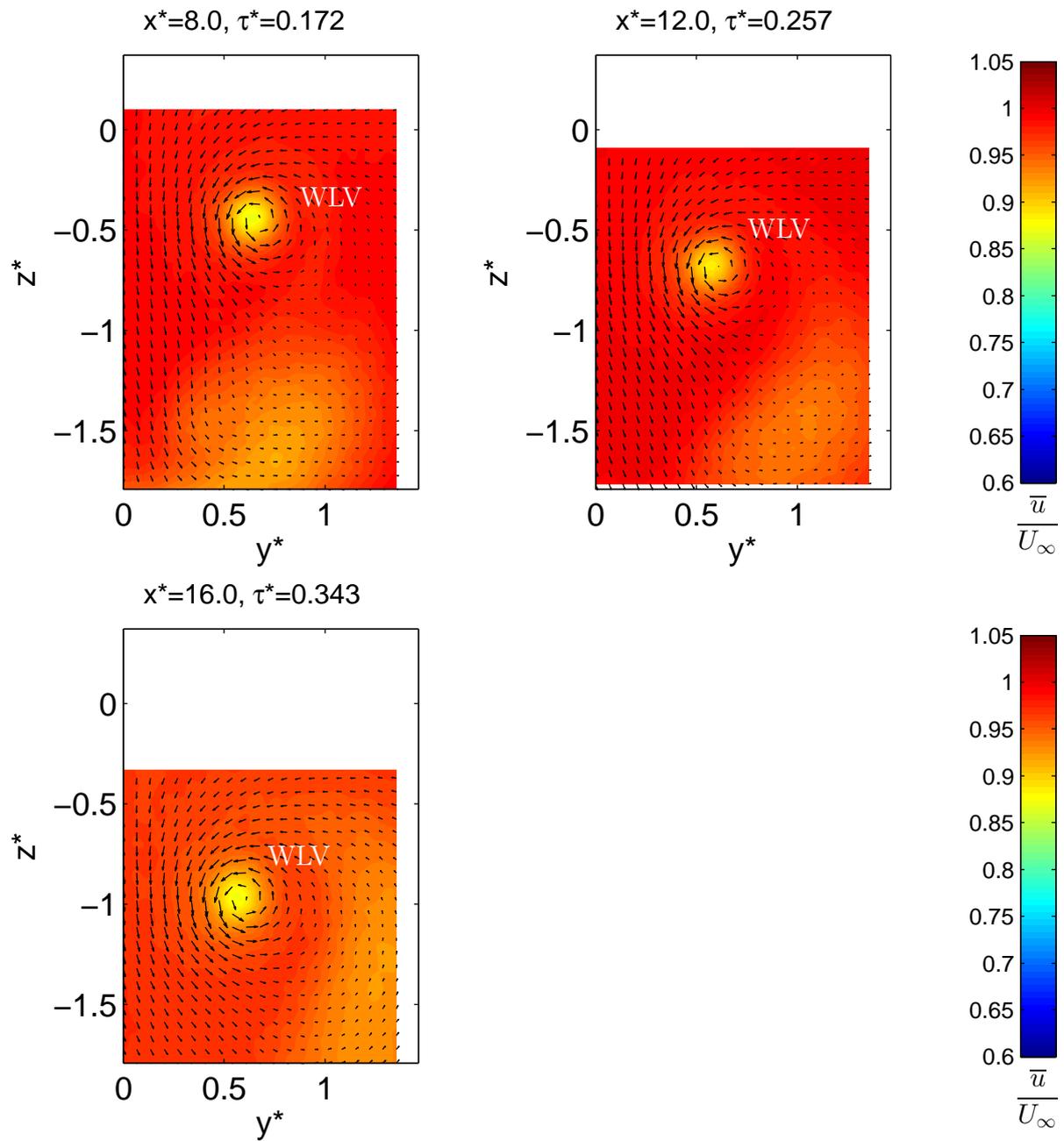


Abb. 5.3: Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 8.0, 12.0$ und 16.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$

keitsdefizit auf, wobei die Minimalgeschwindigkeiten ca. 80% der freien Anströmgeschwindigkeit betragen. An dieser frühen Stromabposition ist der Aufrollvorgang zwischen dem WLW und dem WTV noch nicht abgeschlossen, sodass der WTV am rechten oberen Rand des WLVs noch teilweise zu erkennen ist. Dem Flugzeugrumpf kann der Bereich in der Nähe der Symmetrieebene unterhalb des Canardwirbels zugeordnet werden. Die Halterung des Windkanalmodells erzeugt ebenfalls eine Nachlaufströmung, die unterhalb des Rumpfnachlaufs zu erkennen ist. Die Verjüngung des Rumpf- bzw. Halterungsnachlaufs bei ca. $z^* = -0.45$ legt die Vermutung nahe, dass der Bereich oberhalb dem Rumpf und der unterhalb der Halterung zuzuordnen ist. Die Geschwindigkeitsvektoren in der Umgebung des CLVs und WLVs zeigen deutlich, dass das Strömungsfeld hier drehungsbehaftet ist. In der Messebene herrscht überwiegend Abwind, was in dem Einfluss der Wirbel der gegenüberliegenden Flügelhälfte begründet ist. An der nächsten Stromabposition bei $x^* = 1.0$ ist die axiale Geschwindigkeit innerhalb der Wirbel und dem Rumpfnachlauf etwas angestiegen. Zwischen den Querströmungsebenen $x^* = 2.0$ und $x^* = 4.0$ nimmt sowohl das Geschwindigkeitsniveau als auch der Querschnitt des CLVs deutlich zu. Auch der Rumpf- bzw. Halterungsnachlauf verteilt sich auf einen größeren Bereich, was sich auch in einem Anstieg der axialen Geschwindigkeiten zeigt. In den nächsten Messebenen bei $x^* = 8.0$ und $x^* = 12.0$ verharrt das Geschwindigkeitsdefizit innerhalb des WLVs nahezu auf einem konstanten Niveau. Der großflächige Bereich verzögerter axialer Geschwindigkeit am unteren Rand kann nicht eindeutig dem CLV oder dem FW zugeordnet werden. In der letzten Messebene bei $x^* = 16.0$ ist der WLW anhand der axialen Geschwindigkeit bzw. der Geschwindigkeitsvektoren immer noch deutlich erkennbar. Das Geschwindigkeitsdefizit, das durch den CLV bzw. FW verursacht wird, bewegt sich aufgrund der Induktionswirkung des WLVs um diesen herum.

Die Verteilung der Vektoren der Querströmungsgeschwindigkeit zeigt, dass in sämtlichen Ebenen überwiegend Abwind herrscht. Lediglich an den äußeren Rändern der Messebene existieren lokale Aufwindgebiete, die jedoch ein deutlich geringeres Niveau als das Abwindfeld aufweisen. Außerdem ist zu erkennen, dass in der Nähe der Wirbelzentren nur sehr geringe Umfangsgeschwindigkeiten herrschen.

Für den Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ ist in den Abb. 5.4 und 5.5 die dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ in den Querströmungsebenen $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0$ und 12.0 dargestellt. Gegenüber dem Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ hat sowohl der Durchmesser des CLVs und des WLVs als auch das Geschwindigkeitsdefizit stark zugenommen. In den ersten zwei Messebenen bei $x^* = 0.5$ und $x^* = 1.0$ ist der WTV noch klar zu sehen. Der Bereich reduzierter axialer Geschwindigkeit unterhalb des CLVs kann dem Rumpf zugeordnet werden. Der Einfluss der Modellhalterung ist in Ansätzen am unteren Rand der Messebene bei $x^* = 0.5$ zu erkennen. Die Trennung zwischen Rumpf- und dem Halterungsnachlauf ist für diesen Anstellwinkel deshalb deutlich einfacher. Während für den WLW die Umfangsgeschwindigkeiten in der Nähe des Wirbelzentrums verschwinden, weisen die

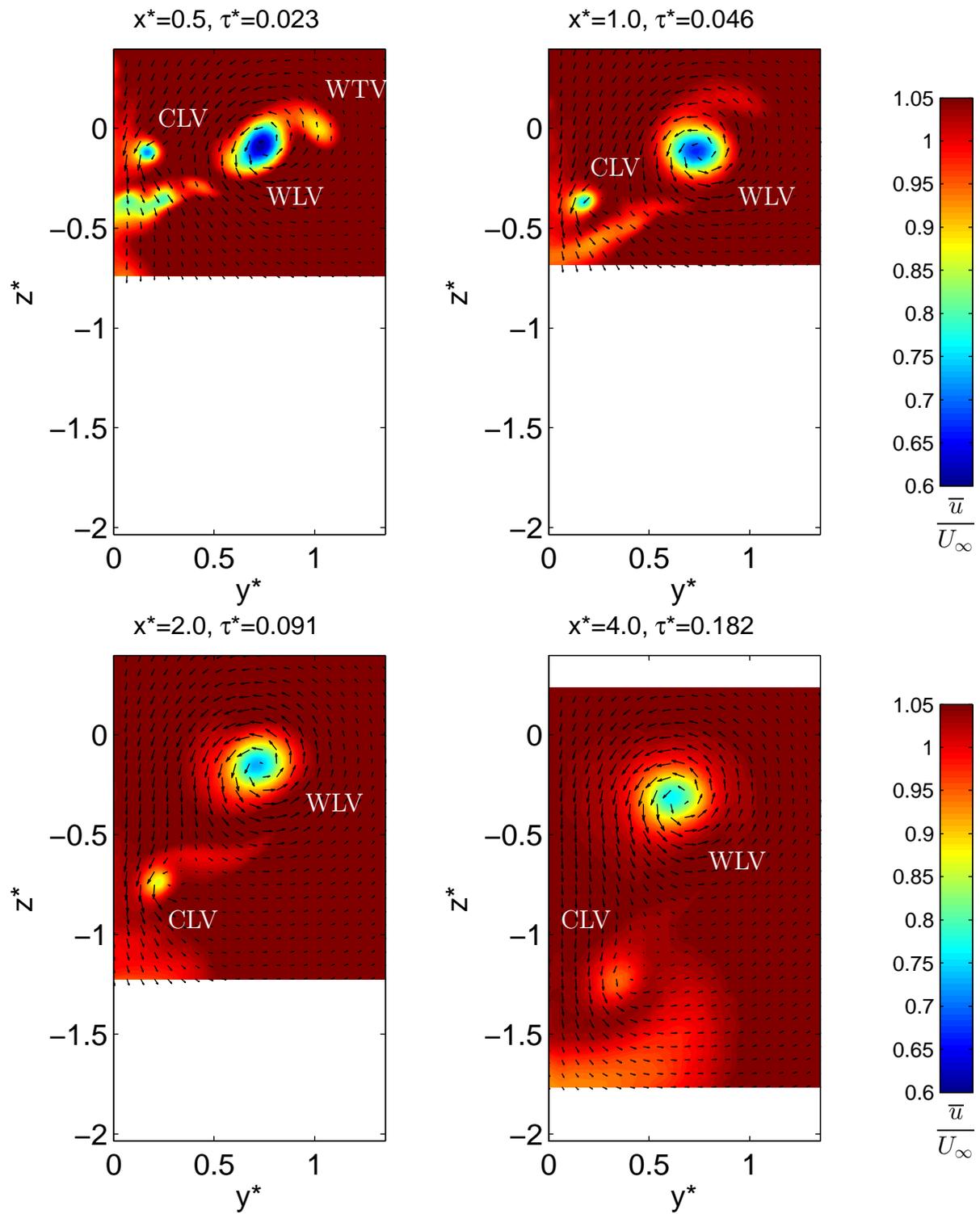


Abb. 5.4: Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0,$ und 4.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$

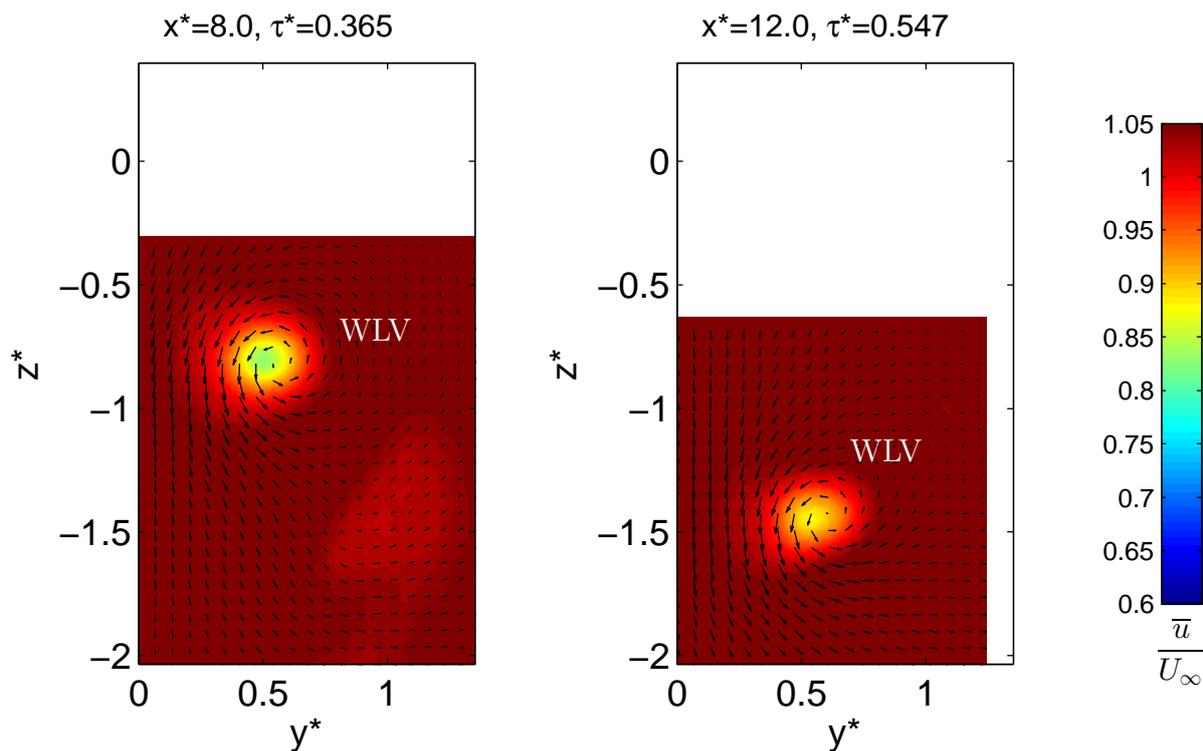


Abb. 5.5: Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 8.0$ und 12.0 und $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$

Geschwindigkeitsvektoren innerhalb des CLVs auf hohe Querströmungsgeschwindigkeiten hin. In einem deutlichen Abstand vom CLV in Richtung des WLVS hingegen verschwindet die Querströmungsgeschwindigkeit fast vollständig. Hier löschen sich der Aufwind des CLVs und der Abwind des WLVS gegenseitig aus. In den weiteren Stromabpositionen bei $x^* = 2.0$ und $x^* = 4.0$ reduziert sich das Geschwindigkeitsdefizit innerhalb des WLVS und CLVs weiter. Wie für den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ steigt das axiale Geschwindigkeitsniveau für den CLV deutlich schneller an. Der großflächige Bereich unterhalb des CLVs muss dem Rumpfnachlauf zugeordnet werden, wobei nicht auszuschließen ist, dass hier auch Anteile des Halterungsnachlauf enthalten sind. Vor allem in der Messebene $x^* = 4.0$ hat sich der Einfluss des CLVs auf die Querströmungsgeschwindigkeiten stark verringert, wohingegen der WLVS gegenüber den vorherigen Ebenen kaum an Intensität verloren hat. In den letzten zwei Messebenen bei $x^* = 8.0$ und $x^* = 12.0$ ist der WLVS anhand der axialen Geschwindigkeit bzw. Geschwindigkeitsvektoren immer noch klar zu erkennen, während der Einfluss des CLVs am rechten unteren Rand nur noch zu vermuten ist.

Für den größten Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$ sind die Ergebnisse für die axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ und die Richtungsvektoren der Querströmung in Abb. 5.6 und 5.7 dargestellt. Der Durchmesser als auch das Niveau des Geschwindigkeitsdefizits hat sich für den WLVS weiter erhöht. Die geringsten axialen Geschwindigkeiten im Zentrum des WLVS betragen ca. 50% der freien Anströmung. Anders als bei den bisher diskutierten Anstellwinkeln kann der CLV bzw. CTV anhand der axialen Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ nicht identifiziert

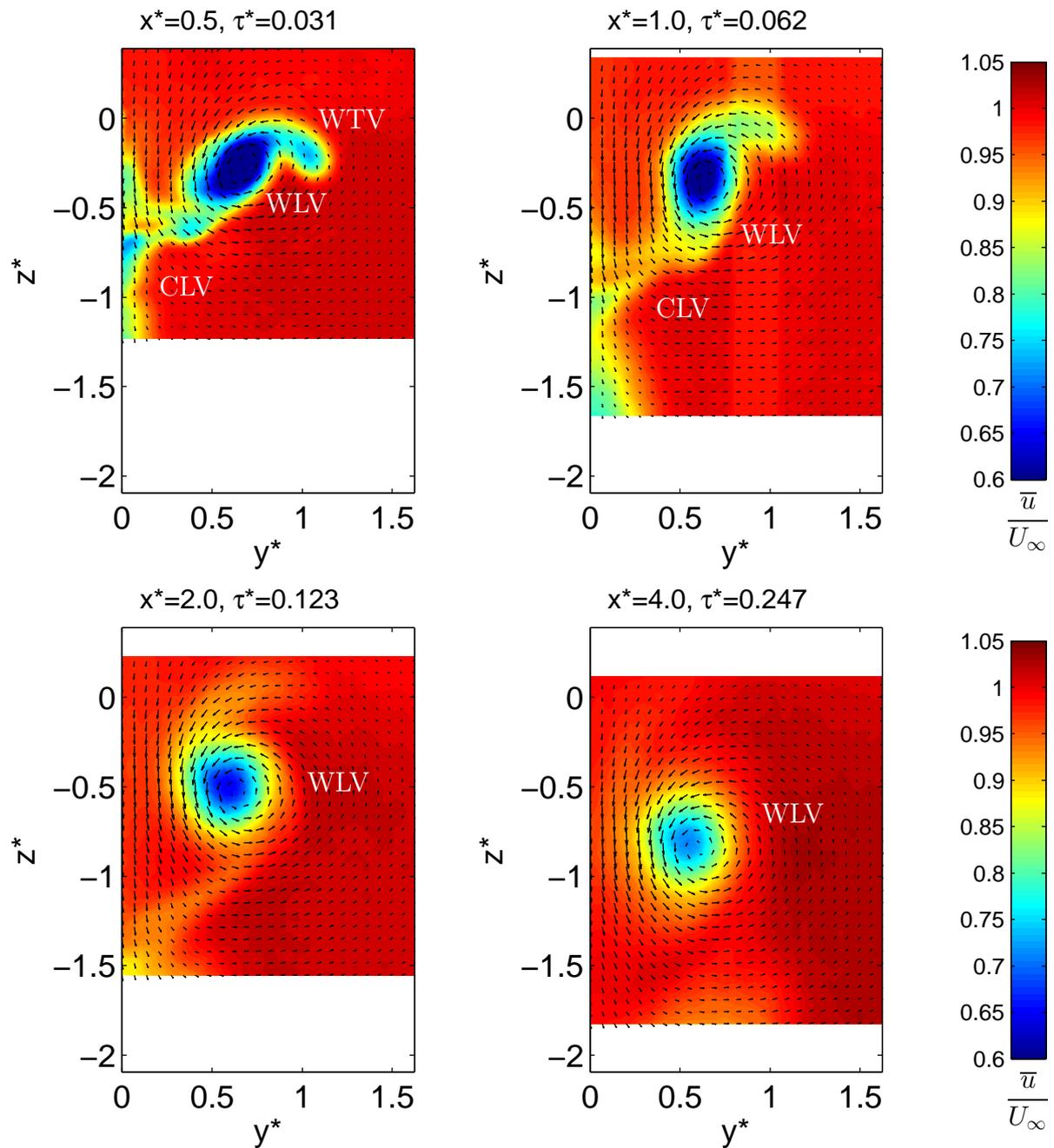


Abb. 5.6: Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$ und $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$

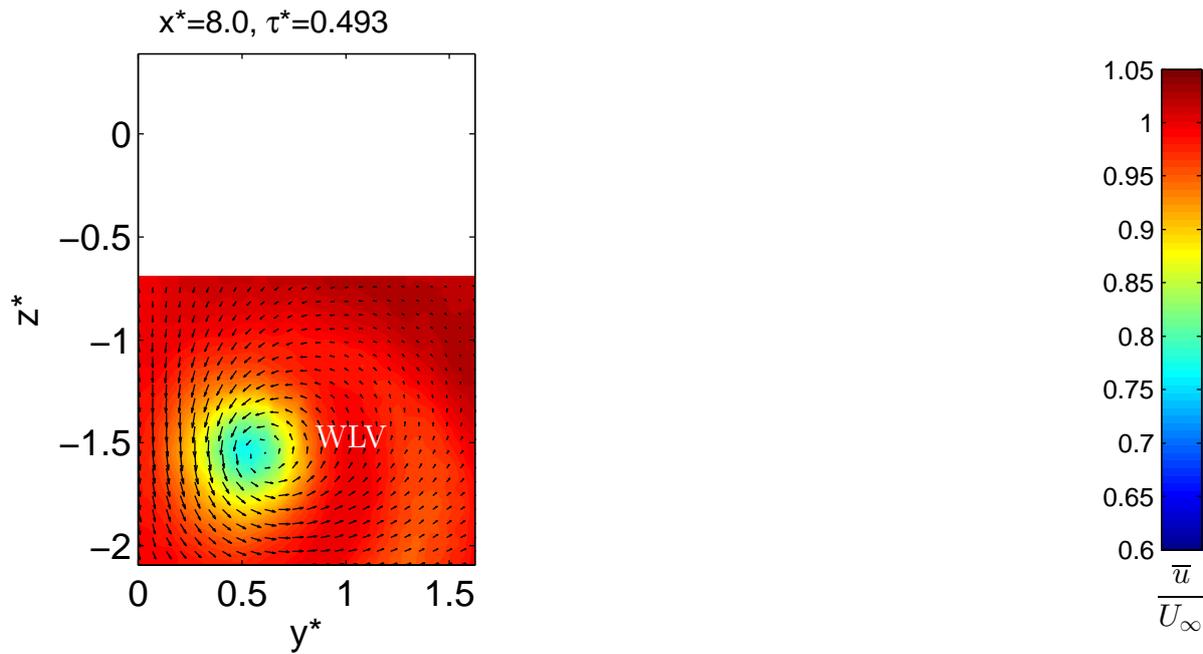


Abb. 5.7: Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 8.0, 12.0$ und $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$

werden. Auch die Geschwindigkeitsvektoren liefern keinen eindeutigen Hinweis auf die Lage der Canardwirbel. In den ersten zwei Ebenen bei $x^* = 0.5$ und $x^* = 1.0$ ist wiederum der WTV noch deutlich zu erkennen. Bereits in der Ebene $x^* = 2.0$ hat der WLW eine deutlich rundere Form als in den ersten Messebenen, was im Zusammenhang mit dem Aufrollvorgang steht. Für die folgenden Stromabpositionen bei $x^* = 4.0$ und $x^* = 8.0$ reduziert sich das Geschwindigkeitsdefizit kontinuierlich, wobei in der letzten Messebene bei $x^* = 8.0$ im Zentrum des WLWs Geschwindigkeiten von ca. 80% der freien Anströmung herrschen.

Während es für die Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ und $\alpha = 15^\circ$ möglich war den WLW und CLV anhand der axialen Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ zu identifizieren, konnte für den Anstellwinkel $\alpha = 20^\circ$ bezüglich des CLVs bzw. CTVs keine Aussage getroffen werden. Andere charakteristische Größen des Nachlaufwirbelsystems sind besser geeignet, detaillierte Informationen über die Wirbelstrukturen zu erhalten.

5.2.2 Wirbelstärke und Zirkulation

Eine aussagekräftige und deshalb häufig dargestellte Größe des Nachlaufwirbelsystems ist die Wirbelstärke bzw. Rotation $\text{rot } \mathbf{u}$. Zum einen dient sie zur Identifikation von Wirbelstrukturen innerhalb des Nachlaufs. Zum anderen leiten sich andere charakteristische Größen, wie der äußere Kernradius oder die Zirkulation Γ aus ihr ab. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist der Zusammenhang zwischen der Verteilung der Wirbelstärke mit der spannweiten Auftriebsverteilung des Tragflügels. Sie ist daher stark von der Flügelgeo-

metrie bzw. von der Gesamtkonfiguration des Flugzeugs abhängig. Im Hinblick auf die Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems spielt dies vor allem bei Instabilitätsmechanismen eine Rolle. Da mit einem geringeren Abstand b_0 des Wirbelpaars, der durch die spannenweite Zirkulationsverteilung beeinflusst wird, die radiale Deformation bzw. die Scherrate ε_{r_a} ansteigt, erhöht sich dadurch die Anfachungsrate σ_{Crow} der Crow-Instabilität. Die Wirbelstärke ist in dimensionsloser Form für den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ in den Abb. 5.8 bzw. 5.9 für die Querströmungsebenen $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 12.0$ und 16.0 dargestellt. In der ersten Querströmungsebene bei $x^* = 0.5$ ist der Vorderkantenwirbel des

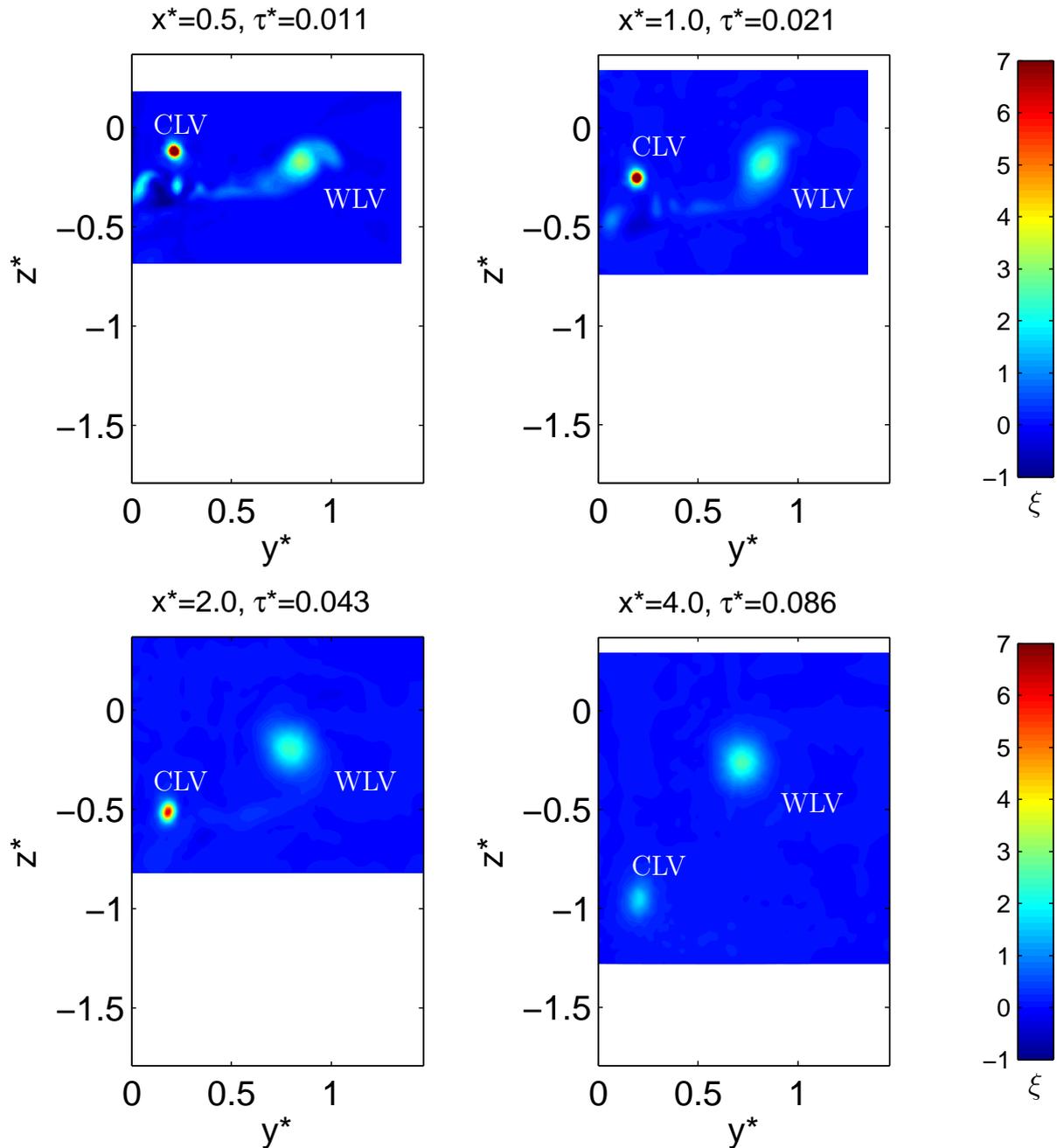


Abb. 5.8: Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$ und $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$

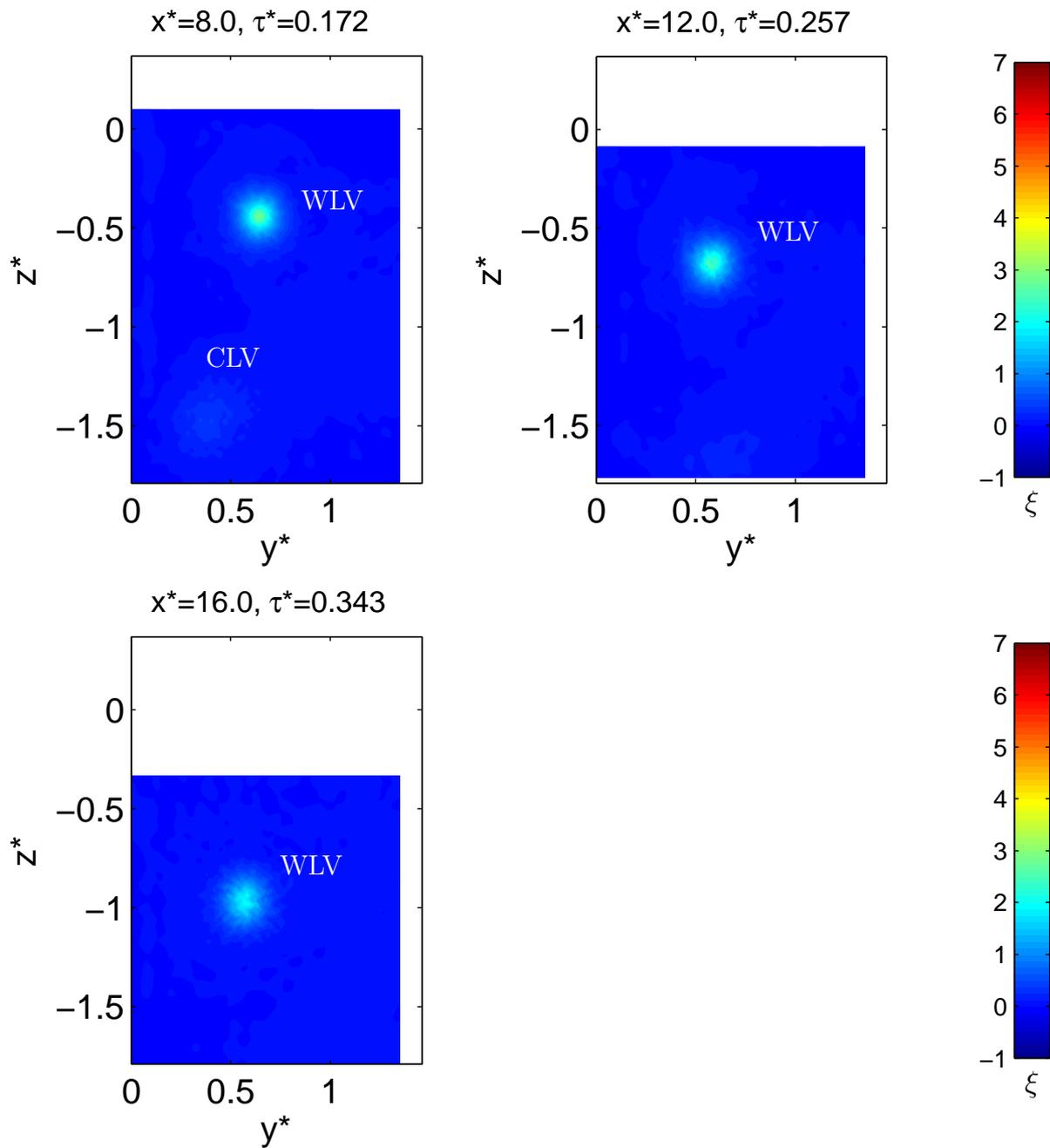


Abb. 5.9: Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 8.0, 12.0, 16.0$ und $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$

Canards (CLV), dem die Höchstwerte der Wirbelstärke ξ zugeordnet werden können, bei ca. $y^* = 0.2$ zu erkennen. Da sich für diesen Anstellwinkel der Randwirbel des Canards (CTV) in den CLV aufgerollt hat, ist nur noch ein Wirbel zu sehen, der als CLV bezeichnet wird. Obwohl bei diesem Anstellwinkel bereits davon auszugehen ist, dass es zu einem Aufplatzen des CLVs bzw. CTVs gekommen ist, ist der Querschnitt des Wirbels gering. Der Grund hierfür ist, dass sich der Canardwirbel auf der Flügeloberseite in einer beschleunigten Strömung befindet, wodurch der adverse axiale Druckgradient für das Canardwirbelsystem vermindert wird. Der größte zusammenhängende Bereich erhöhter Wirbelstärke bei ca. $y^* = 0.8$ stellt den Vorderkantenwirbel des Deltaflügels (WLV) dar. Da der Aufrollvorgang des Randwirbels des Flügels (WTV) an dieser Stromabposition noch nicht abgeschlossen ist, kann die erhöhte Wirbelstärke am rechten äußeren Rand des WLVs dem WTV zugeordnet werden. Unterhalb des CLVs ist die Flügelscherschicht zu sehen, die auch Wirbelstärke negativen Vorzeichens enthält. Auffällig ist, dass dieser Bereich unterhalb des CLVs liegt. Da der CLV auf dem Deltaflügel ebenfalls Übergeschwindigkeiten induziert, kann dies zu einem Anstieg der gebundenen Zirkulation in Spannweitenrichtung führen. Da eine Veränderung der spannweiten Zirkulationsverteilung nach den Helmholtz'schen Wirbelsätzen eine Wirbelschicht hinter dem Flügel zur Folge haben muss, ergibt sich durch den Zirkulationsanstieg aufgrund des CLVs eine Wirbelschicht negativen Vorzeichens. An der nächsten Stromabposition bei $x^* = 1.0$ hat sich das Niveau der Wirbelstärke als auch die räumliche Ausdehnung des CLVs kaum verändert. Anders verhält es sich für den WLV, dessen Durchmesser zunimmt, wohingegen sich die Wirbelstärke reduziert. Die Flügelscherschicht ist auch an dieser zweiten Messebene noch deutlich zu erkennen, wobei der Aufrollvorgang in den WLV gerade stattfindet. In der nächsten Querströmungsebene bei $x^* = 2.0$ hat sich die Wirbelstärke innerhalb des CLVs deutlich verringert, wobei die Werte, die des WLVs bei weitem übersteigen. Da bei dieser Stromabposition der Aufrollvorgang des WTV und der Flügelscherschicht in den WLV größtenteils abgeschlossen sind, weist der WLV bei $x^* = 2.0$ eine deutlich rundere Form auf als in den vorherigen Messebenen. Weiterhin ist zwischen dem CLV und WLV eine Scherschicht zu sehen, die entweder aus Anteilen der Flügelscherschicht besteht oder auf einen Zirkulationsaustausch zwischen den beiden Wirbeln hinweist. Obwohl der CLV an der Stromabposition bei $x^* = 4.0$ noch zu erkennen ist, hat sich sein Wirbelstärkeniveau stark reduziert. Da in der Nähe der Symmetrieebene auch der CLV und WLV der gegenüber liegenden Flügelhälfte einen Abwind erzeugen, kommt es zu einer deutlichen vertikalen Verschiebung des CLVs nach unten. Dies ist auch der Grund dafür, weshalb es zu keinem Verschmelzen des CLVs und WLVs kommt. Im Gegensatz zum CLV zeigt der WLV ein wesentlich stabileres Verhalten, was an einem relativ konstanten Wirbelstärkeniveau zu beobachten ist. In der Querströmungsebene $x^* = 8.0$ ist am unteren Ende der Messebene ein Bereich sehr geringer Wirbelstärke zu sehen, der dem CLV zuzuordnen ist. Auch der WLV hat sich bei dieser Position aufgrund des Abwindes des gegenüberliegen-

den WLVs sichtlich nach unten verschoben. Diese Entwicklung setzt sich in den Ebenen $x^* = 12.0$ und $x^* = 16.0$ weiter fort, wobei sich auch das Wirbelstärkeniveau verringert. Auffällig sind auch die unregelmäßigen Strukturen in den letzten zwei Messebenen, die auf eine erhöhte Turbulenz innerhalb des WLVs hinweisen. Wie in Abschnitt 5.4 anhand von numerischen Simulationen gezeigt, ist die schnelle Dissipation des CLV hauptsächlich auf den turbulenten Nachlauf der Modellhalterung zurückzuführen.

Wird der Anstellwinkel auf $\alpha = 15^\circ$ erhöht, ergibt sich die in Abb. 5.10 bzw. 5.11 dargestellte Verteilung der dimensionslosen axialen Wirbelstärke in den Querströmungsebenen $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0$ und 12.0 . Grundsätzlich ergeben sich in der ersten Querströmungsebene bei $x^* = 0.5$ sehr ähnliche Strukturen innerhalb des Nachlaufs, wie dies für den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ der Fall war. Das Niveau der Wirbelstärke des Canardwirbels hingegen hat sich für den Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ deutlich reduziert. Offensichtlich hat das Aufplatzen des CLVs und CTVs bei diesem Anstellwinkel zu einer derartigen Querschnittserweiterung geführt, dass das Wirbelstärkeniveau sich gegenüber dem Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ abgesenkt hat. Ein weiterer wichtiger Unterschied ist, dass bei diesem Anstellwinkel der WLW in der Nähe der Flügelhinterkante aufgeplatzt ist [13]. Unterhalb des CLVs und WLVs ist ein Bereich zu erkennen, der sowohl negative als auch positive Rotation aufweist. Dabei handelt es sich um Anteile der Flügelschicht als auch um Wirbelstrukturen die in Zusammenhang mit der Rumpfumströmung stehen. Aufgrund des Aufrollens der WTV bzw. der Flügelschicht in den WLW, weist dieser in der ersten Querströmungsebene eine verzerrte Form verglichen mit der Ebene bei $x^* = 1.0$ auf. An dieser Stromabposition hat sich das Wirbelstärkeniveau des CLVs und des WLVs geringfügig reduziert. Der Bereich negativer Drehung ist noch zu erkennen, während die übrigen Wirbelstrukturen in die dominierenden Wirbel übergegangen sind. Betrachtet man das Wirbelsystem in der Querströmungsebene $x^* = 2.0$, fällt die deutliche Verschiebung des CLVs gegenüber der Ebene $x^* = 1.0$ nach unten auf. Da die Unterschiede der lateralen Position des WLVs bei den Anstellwinkeln $\alpha = 8^\circ$ und $\alpha = 15^\circ$ sehr gering sind, ergibt sich aufgrund der erhöhten Zirkulation des WLVs ein ebenfalls gesteigerter Abwind in der Nähe der Symmetrieebene. Deshalb fällt die vertikale Verschiebung des CLVs für den Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ höher aus als für den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$. Hinzu kommt, dass sich das Niveau der Wirbelstärke für den CLV deutlich reduziert hat, während der WLW sich relativ stabil verhält. An der nächsten Stromabposition bei $x^* = 4.0$ hat sich der CLV zusätzlich zur Verschiebung nach unten auch weiter nach außen verlagert. Im Gegenzug hat sich der WLW weiter nach innen verschoben, was auf die gegenseitige Induktionswirkung der Wirbel untereinander zurückzuführen ist. Parallel dazu hat sich das Wirbelstärkeniveau des CLVs weiter reduziert, wobei die Wirbelstärke über dem Querschnitt eine deutlich konstantere Verteilung zeigt. Eine räumliche Schwankung in der Querströmungsebene, wie es beispielsweise beim Mäandern auftritt, würde bei der Darstellung der zeitlich gemittelten Wirbelstärke zu einer Abnahme des Rotationsniveaus bei gleichzeitiger Zunahme

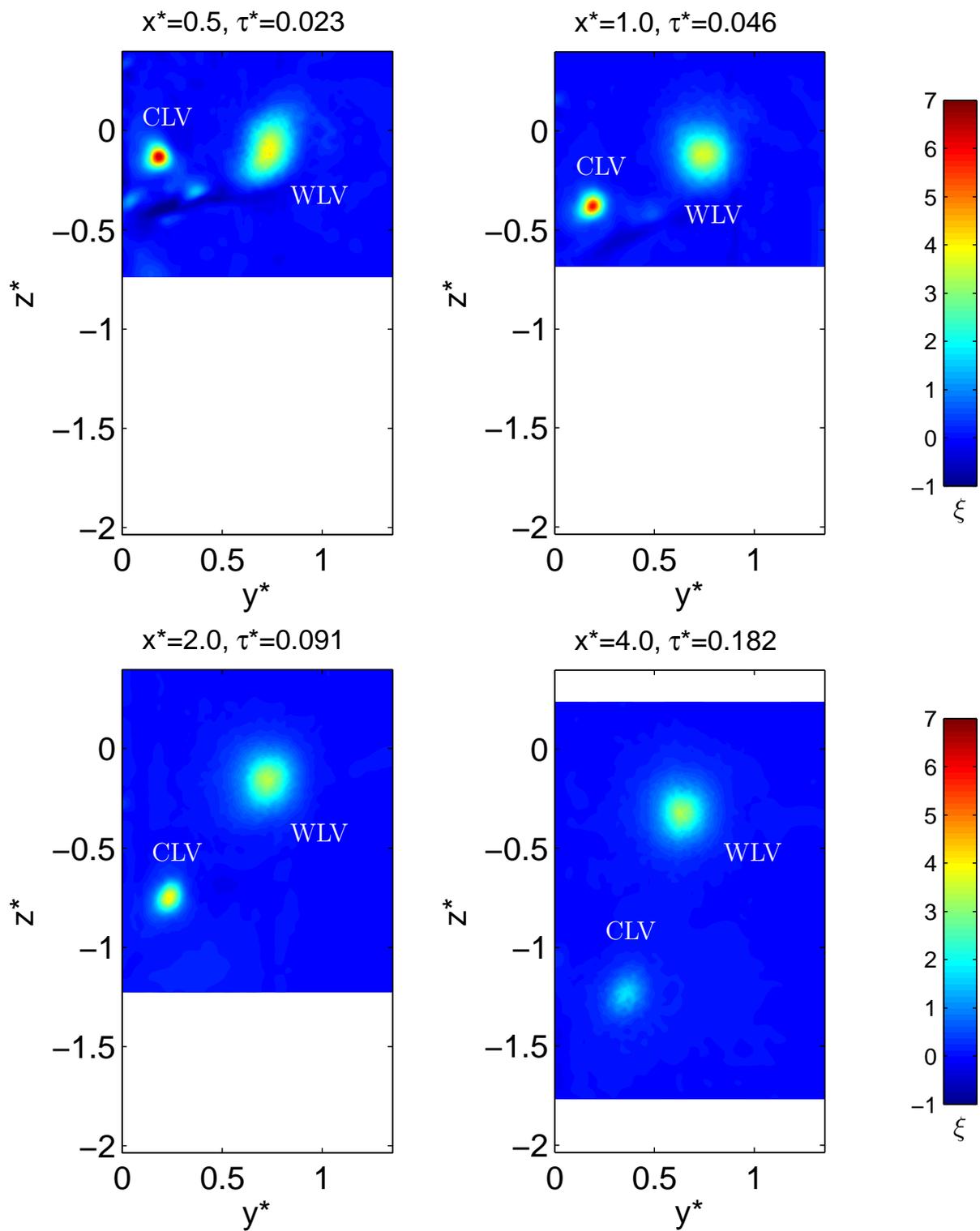


Abb. 5.10: Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$

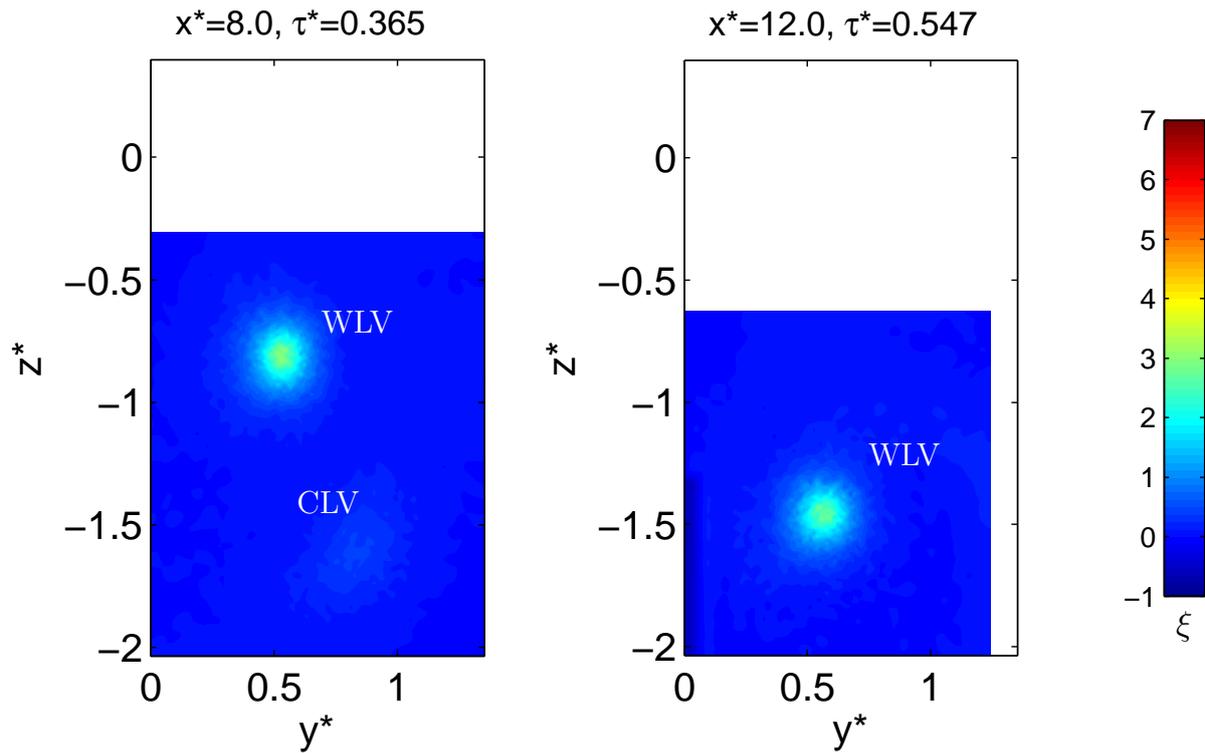


Abb. 5.11: Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 8.0, 12.0$

des Querschnitts führen. In der Querströmungsebene $x^* = 8.0$ kann der CLV anhand der Wirbelstärke ξ kaum noch identifiziert werden. In der rechten unteren Ecke weist eine geringfügige Rotation noch auf den CLV hin. Obwohl für diesen Anstellwinkel keine Vergleichsrechnungen bezüglich des Einflusses der Modellhalterung durchgeführt wurden, liegt die Vermutung nahe, dass der turbulente Nachlauf des Halters, in ähnlicher Weise wie für den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$, die Dissipation des CLVs deutlich beschleunigt. Verglichen mit dem CLV hat sich das Wirbelstärkeniveau des WLVs deutlich weniger reduziert. Im Gegensatz zu den vorherigen Messebenen, weist der WLW hier jedoch eine unregelmäßige Wirbelstärkenverteilung im Außenbereich auf. Abgesehen von einer vertikalen Verschiebung haben sich bis zur nächsten Stromabposition bei $x^* = 12.0$ die Struktur und der Wertebereich der Wirbelstärke des WLVs kaum verändert.

Eine weitere Anstellwinkelerhöhung auf $\alpha = 20^\circ$ führt auf die in den Abb. 5.12 bzw. 5.13 dargestellten Verteilungen der Wirbelstärke ξ . Im Vergleich zu den Fällen mit Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ und $\alpha = 15^\circ$ ist das Nachlaufwirbelsystem für den Anstellwinkel $\alpha = 20^\circ$ wesentlich komplexer. In der Querströmungsebene $x^* = 0.5$ sind zwei Bereiche zu erkennen, die eine hohe negative Wirbelstärke aufweisen. Aus diesem Grund unterscheidet sich die Farbskalierung von denen für die Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ und $\alpha = 15^\circ$. Zwei Bereiche erhöhter Rotation sind in den ersten zwei Messebenen in der Nähe der Symmetrieebene zu sehen. Hierbei handelt es sich um den CLV und den CTV. Diese haben sich bei diesem Anstellwinkel nicht zu einem Wirbel aufgerollt [13]. Ein Teil des CTVs wird in den WLW integriert, während der CLV nach unten absinkt. Der WTV hat sich in den

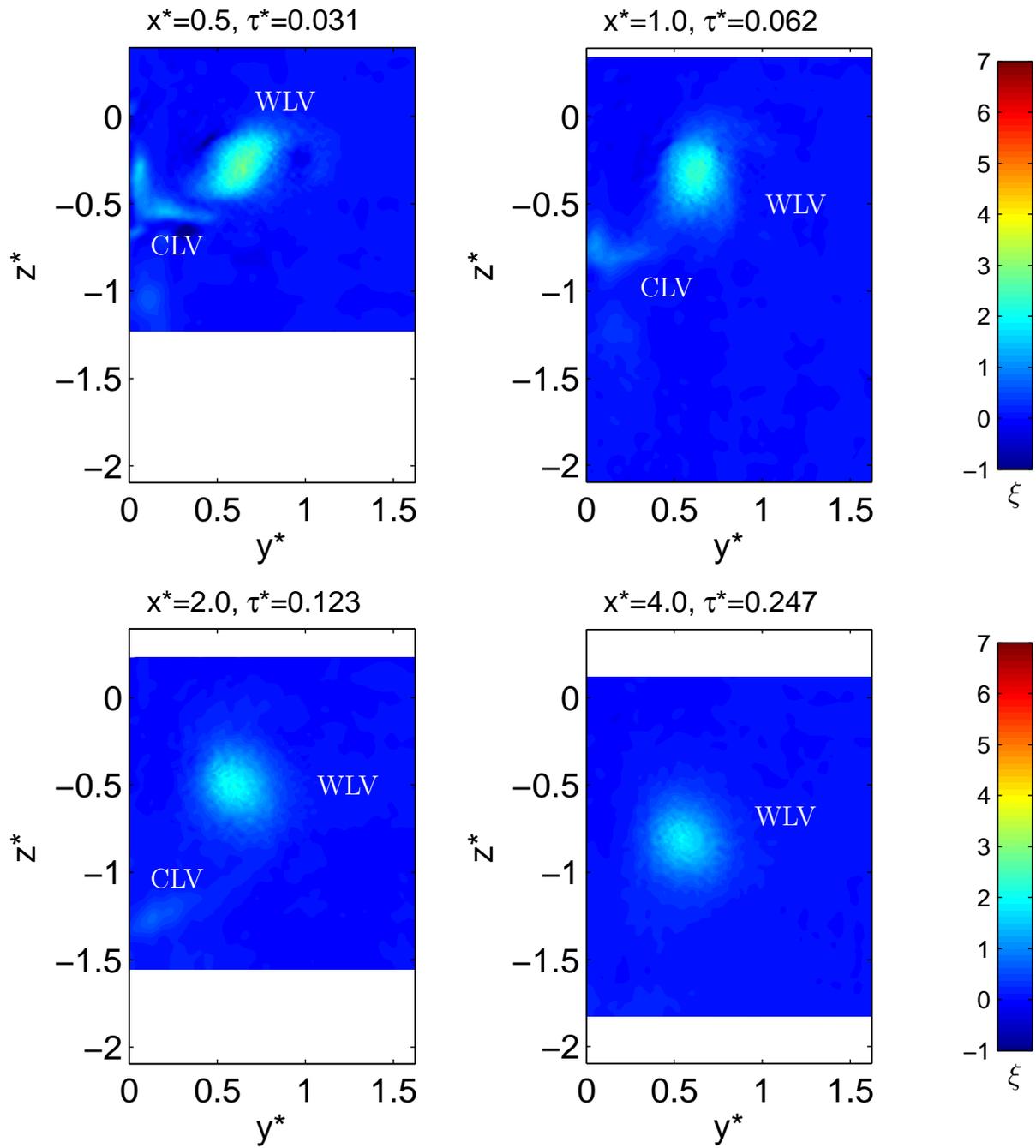


Abb. 5.12: Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$

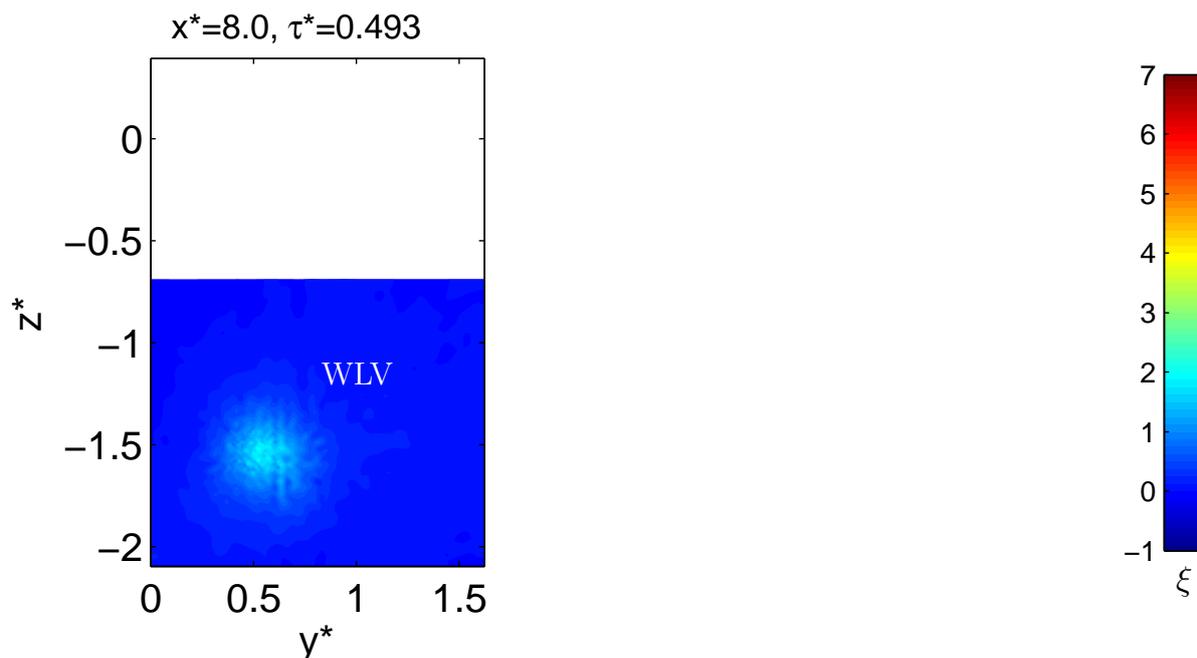


Abb. 5.13: Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 8.0$

ersten zwei Querströmungsebenen noch nicht vollständig in den WLVS aufgerollt, wobei die erhöhte Wirbelstärke im rechten oberen Bereich des WLVS dem WTV zuzuordnen ist. Bereits in der Querströmungsebene $x^* = 1.0$ haben sich die Bereiche negativer Wirbelstärke abgebaut, sodass die gesamte Halbebene ausschließlich eine positive Rotation aufweist. Ebenfalls ist in den ersten zwei Ebenen zu erkennen, dass die absolute Wirbelstärke im Zentrum des Canardwirbels relativ gering ist. Auch bei diesem Anstellwinkel ist davon auszugehen, dass es zu einem Aufplatzen des CLVs gekommen ist. Die über der Flügeloberseite vorherrschende beschleunigte Strömung vermindert wie bei den Anstellwinkeln $\alpha = 8^\circ$ und $\alpha = 15^\circ$ den adversen axialen Druckgradienten für das Canardwirbelsystem. Der Einfluss des WLVS auf den Canardwirbel ist so groß, dass es zu einer Verzerrung und Streckung der Canardwirbel kommt. Die Zirkulation ist somit auf ein größeres Gebiet verteilt, was die lokal geringeren Werte der Wirbelstärke erklärt. In der Ebene $x^* = 2.0$ ist zwischen den beiden Wirbeln eine Scherschicht zu erkennen, was auf einen Zirkulationsaustausch zwischen dem CLV und WLVS hinweist. Ein weiterer Hinweis hierauf ist der schnelle Rückgang der Wirbelstärke für den Canardwirbel, während sie sich für den WLVS zwischen den Querströmungsebenen $x^* = 2.0$ und $x^* = 4.0$ nur geringfügig reduziert. Wie für die bereits diskutierten Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ und $\alpha = 15^\circ$ verhält sich der WLVS auch bei $\alpha = 20^\circ$ sehr stabil und weist bis zur letzten vermessenen Querströmungsebene ein sehr konstantes Wirbelstärkeniveau auf.

Aus der Wirbelstärkeverteilung lässt sich mit Gl. 2.8 die Zirkulation der Wirbel innerhalb des Nachlaufs berechnen. In Abb. 5.14 ist die auf die Wurzelzirkulation Γ_0 bezogene Zirkulation des CLV und des WLVS aufgetragen. Γ_0 wurde durch Integration der Wirbel-

stärke über die gesamte Messebene bei $x^* = 0.5$ berechnet. Zunächst wurde das Zentrum

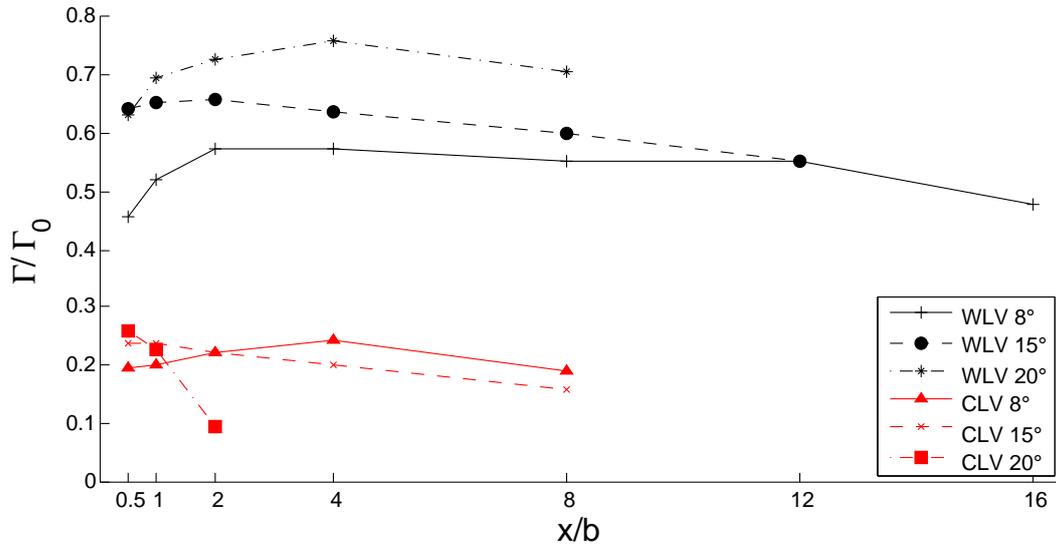


Abb. 5.14: Auf die Gesamtzirkulation Γ_0 bezogene Zirkulation Γ des CLVs und des WLVs in Abhängigkeit der Stromabposition x^* für die drei Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$, $\alpha = 15^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$

des WLVs bzw. CLVs über die Maximalwerte der Wirbelstärke bestimmt. Die Grenze des radialen Integrationsgebietes um das Wirbelzentrum herum entspricht einer Linie an der die Wirbelstärke auf einen Wert von 5% des Maximalwertes abgesunken ist. Betrachtet man die Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$, so ist zu erkennen, dass die bezogene Zirkulation Γ/Γ_0 der WLVs zwischen den Stromabpositionen $x^* = 0.5$ und $x^* = 2.0$ zunächst anwächst. Diese Erhöhung ist zum einen in einem Aufrollen der Flügelschicht in den WLW und zum anderen in einem Zirkulationsaustausch zwischen den CLVs und WLVs begründet. In der Querströmungsebene $x^* = 0.5$ für den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ enthält der CLV ca. 20% und der WLW ca. 46% der Gesamtzirkulation. Daraus kann gefolgert werden, dass mehr als 30% der Gesamtzirkulation innerhalb der Flügelschicht enthalten sein muss, weshalb der Anstieg der Zirkulation des WLVs hauptsächlich auf ein Aufrollen der Scherschicht des Flügels in den WLW zurückzuführen ist. Bestärkt wird diese Annahme dadurch, dass die Zirkulation des CLVs sich kaum verändert, und somit ein Zirkulationsaustausch nicht als Ursache für den Zirkulationsanstieg des WLVs angeführt werden kann. Betrachtet man die Zirkulation für den Anstellwinkel $\alpha = 20^\circ$ in der Querströmungsebene $x^* = 0.5$, so kann dem CLV, der den CTV einschließt, ca. 26% und dem WLW ca. 63% der Gesamtzirkulation zugeordnet werden. Die Frage, ob das Ansteigen der Zirkulation des WLVs um ca. 10% bis zur Stromabposition $x^* = 4.0$ einem Zirkulationsaustausch mit dem CLV oder einem Aufrollen der Flügelschicht geschuldet ist, kann nicht eindeutig beantwortet werden. Für den Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ ist die Zirkulation zu ca. 63% auf den WLW und zu ca. 25% auf den CLV verteilt. Anders als für die Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ bzw. $\alpha = 20^\circ$ kommt es nur zu einem sehr geringen Anstieg der Zirkulation

innerhalb des WLVs. Die Zirkulation des CLVs befindet sich bis zu einer Stromabposition von $x^* = 8.0$ auf einem konstanten Niveau von ca. 20%. Ebenso reduziert sich die Zirkulation des WLVs nur geringfügig auf ca. 55%. Da sich die Maximalwerte der Wirbelstärke jedoch verringern, was besonders deutlich am CLV zu beobachten ist, muss der Wirbelquerschnitt ansteigen, damit die Zirkulation, die ja das Integral der Wirbelstärke über dem Querschnitt darstellt, auf einem ähnlich hohen Niveau verbleibt. Auffällig ist der im Allgemeinen hohe relative Zirkulationsanteil des Canards gegenüber dem Deltaflügel. Da beide einen sehr ähnlichen Flügelgrundriss aufweisen, wäre ein Zirkulationsverhältnis entsprechend des Spannweitenverhältnisses zu erwarten. Der Grund hierfür ist der unterschiedliche Einbauwinkel des Canards und des Deltaflügels, weshalb sich auch das Zirkulationsverhältnis entsprechend verhält. Neben der Verteilung der Gesamtzirkulation kann über 2.21 der Schwerpunkt der Zirkulation in einer Querströmungsebene, und damit der Lastfaktor s bestimmt werden, vgl. Abb. 5.15. Bei dieser Darstellung ist zu

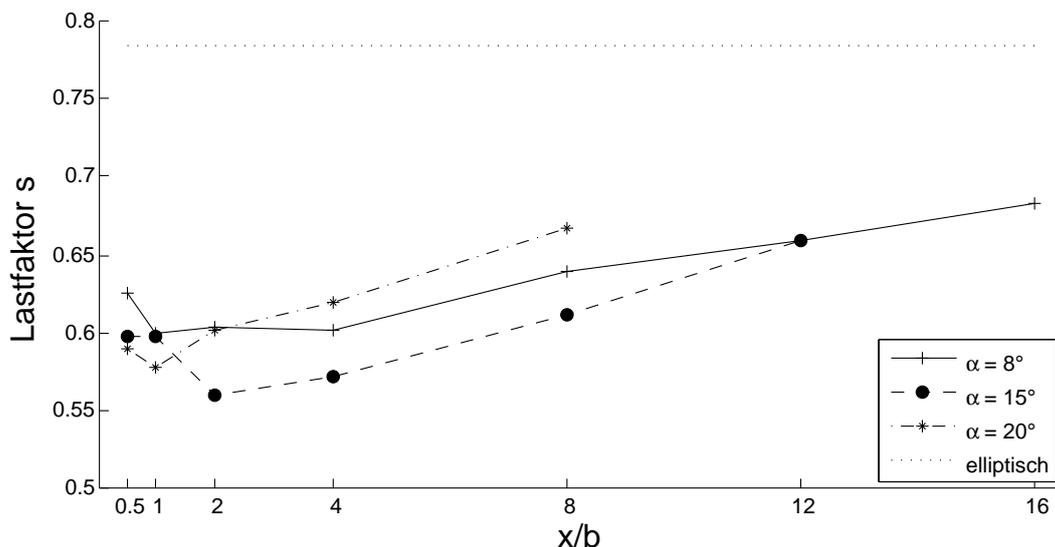


Abb. 5.15: Lastfaktor s der Gesamtkonfiguration in Abhängigkeit der Stromabposition x^* für die drei Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$, $\alpha = 15^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$

beachten, dass der berechnete Zirkulationsschwerpunkt für die Gesamtkonfiguration gilt. Die untersuchte Delta-Canard-Konfiguration weist ein instabiles Verhalten bezüglich der statischen Längsstabilität auf. Anderes als bei Transportflugzeugen, die natürlich statisch stabil sind und bei denen das Leitwerk Abtrieb erzeugt, bewirkt der Canard einen zusätzlichen Auftrieb. Da der Zirkulationsanteil des Canards sehr weit innen liegt, wird auch der gesamte Zirkulationsschwerpunkt y_s weiter nach innen verschoben, was sich in einem geringen Wert für $\tilde{b}_0 = 2y_s$ ausdrückt. Der Lastfaktors s der Gesamtkonfiguration kann über

$$s = \frac{\tilde{b}_0}{b} \quad (5.1)$$

bestimmt werden. Da die Flügelspannweite b verwendet wurde, ist davon auszugehen, dass der Lastfaktor eines isolierten Deltaflügels einen höheren Wert aufweist. Vergleicht man die Lastfaktoren mit dem Wert für eine elliptische Auftriebsverteilung, fallen die Werte für sämtliche Anstellwinkel deutlich geringer aus. Bemerkenswert ist, dass der Anstellwinkel α nur einen geringen Einfluss auf die Zirkulationsverteilung hat. Dahingegen verschiebt sich mit zunehmender Stromabposition der Lastfaktor s zu höheren Werten. Hier liegt die Vermutung nahe, dass durch ein Dissipieren der innenliegenden Canardwirbel, der Zirkulationsschwerpunkt weiter nach außen wandert.

5.2.3 Räumliche Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems

Die Darstellung der dimensionslosen Wirbelstärke ξ gab einen Eindruck über die lateralen und vertikalen Bewegungen der einzelnen Wirbel innerhalb des Nachlaufs. Für eine quantitative Bestimmung der räumlichen Entwicklung des Wirbelsystems wird anhand der Spitzenwerte der Wirbelstärke die Position des CLVs und WLVs ermittelt. Dadurch können die Trajektorien des WLVs und des CLVs in den Ebenen x - z bzw. y - z bestimmt werden, vgl. Abb. 5.16 und 5.17. Sämtliche Wirbel erfahren bei allen Anstellwinkeln

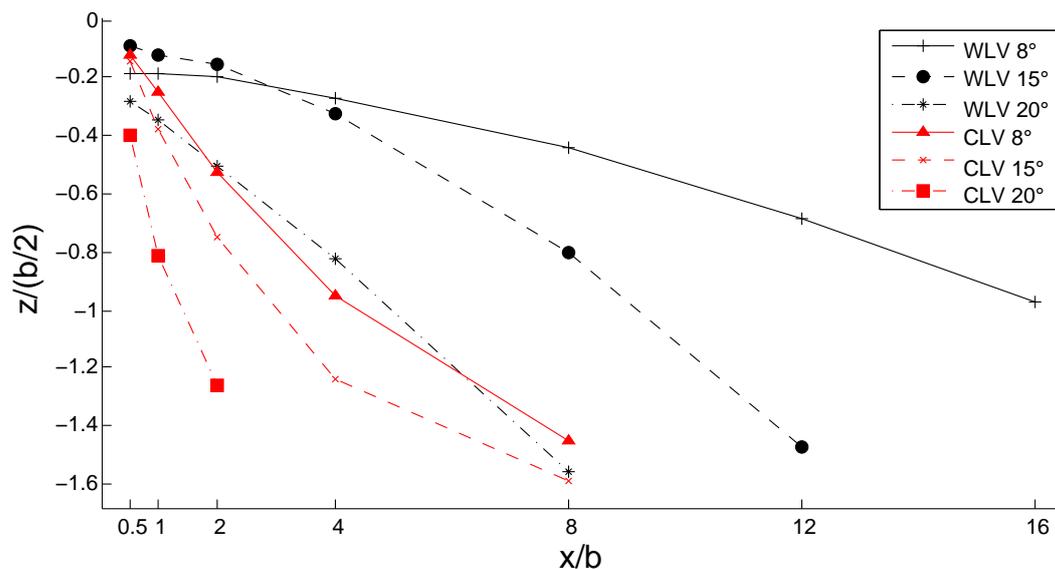


Abb. 5.16: Trajektorien des WLVs und des CLVs in der x - z -Ebene für die drei Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$, $\alpha = 15^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$

eine vertikale Verschiebung nach unten, wobei diese Abwärtsbewegung für die CLVs am stärksten ausfällt. Betrachtet man einen einzelnen CLV, so induzieren sowohl beide WLVs als auch der gegenüberliegende CLV einen Abwind. Im Gegensatz dazu wird einem WLV durch den gleichsinnig drehenden CLV, der sich auf der gleichen Flügelhälfte befindet, ein Aufwind induziert, während die gegenüberliegenden Wirbel einen Abwind hervorrufen. Neben der vertikalen Verschiebung kommt es zusätzlich zu einer lateralen Bewegung der einzelnen Wirbel, die in Abb. 5.17 anhand der Trajektorien in der y - z -Ebene darge-

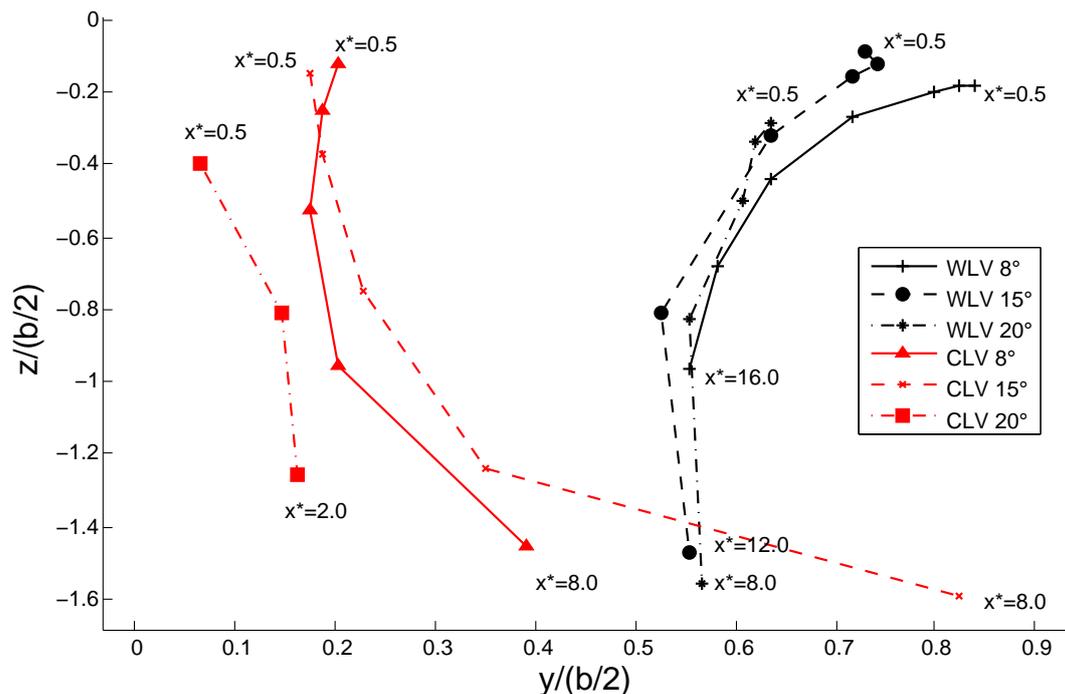


Abb. 5.17: Trajektorien des WLVs und des CLVs in der y - z -Ebene für die drei Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$, $\alpha = 15^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$

stellt ist. Die laterale Entwicklung der WLVs ist in den vorderen Messebenen durch eine Verschiebung nach innen gekennzeichnet. Die Flügelschicht, die ihren Zirkulationsschwerpunkt weiter innen hat, wird in die WLVs aufgerollt, wodurch die WLVs nach innen verschoben werden. Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$ haben sich der CLV und der CTV nicht aufgerollt, weshalb sich in Abb. 5.17 nur auf den CLV bezieht. Zwischen den zwei letzten Messebenen fällt auf, dass sich die laterale Position der WLVs kaum noch ändert. Offensichtlich hat sich der Einfluss des CLVs aufgrund von Dissipation bzw. der Positionsänderung so reduziert, dass die laterale Position der WLVs kaum noch beeinflusst wird. In den ersten Messebenen besitzen die WLVs und CLVs eine ähnliche horizontale Lage. Dadurch werden größtenteils Abwindgeschwindigkeiten auf die CLVs induziert, da bei ähnlicher horizontaler Lage die Umfangsgeschwindigkeit der WLVs hauptsächlich eine Vertikalkomponente aufweist. Zudem addieren sich die Abwärtsgeschwindigkeiten der beiden WLVs, während die seitwärts gerichteten Geschwindigkeiten der WLVs unterschiedliche Vorzeichen haben. Mit zunehmender vertikaler Verschiebung der CLVs reduziert sich der Abwind des WLVs auf den CLV, während der horizontale Anteil der induzierten Geschwindigkeiten zunimmt.

5.2.4 Turbulenzintensitäten und Amplitudenspektren

Das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ und auch die Rotation $\text{rot } \mathbf{u}$ liefern keine Informationen über turbulente Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb des Nach-

laufwirbelsystems. Handelt es sich bei der dreidimensionalen Grenzschicht, die an der Vorderkante ablöst und das Vorderkantenwirbelsystem bildet um eine turbulente Grenzschicht, ist auch von einem erhöhten Turbulenzgrad innerhalb des Vorderkantenwirbels auszugehen. Hinzu kommt das Wirbelaufplatzen, das ebenfalls starke turbulente Schwankungen hervorruft. Außerdem führen weitere instationäre Effekte wie lang- und kurzwellige Instabilitäten, die im Nachlauf auftreten zu einer Erhöhung des Turbulenzniveaus. Durch eine Auswertung der Geschwindigkeitszeitreihen ist es möglich, die Turbulenz innerhalb des Nachlaufs zu untersuchen. Stellvertretend für die Geschwindigkeitsschwankungen in allen drei Koordinatenrichtungen wird im Folgenden die Turbulenzintensität w_{rms} diskutiert. Für den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ ist sie bezogen auf die Anströmgeschwindigkeit U_∞ für die Querströmungsebenen $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 12.0$ und 16.0 in den Abb. 5.18 und 5.19 dargestellt. In der ersten Ebene $x^* = 0.5$ sind die höchsten Werte mit bis zu 10% der Anströmgeschwindigkeit U_∞ im Zentrum des WLVs und des Rumpf- bzw. Halterungsnachlaufs zu finden. Bei diesem Anstellwinkel ist es zu keinem Aufplatzen des WLVs gekommen, wodurch das Turbulenzniveau ähnlich dem einer turbulenten Grenzschicht ist. Im Gegensatz dazu sind die turbulenten Schwankungen mit Spitzenwerten von ca. 5% innerhalb des CLVs deutlich geringer. Aufgrund der wesentlich geringeren Abmaße gegenüber dem Deltaflügel ergibt sich für den Canard eine mit der Lauflänge gebildete Reynoldszahl, die einen niedrigeren Wert aufweist. Aus diesem Grund ist für die Grenzschicht an der Vorderkante des Canards ein geringerer Turbulenzgrad zu erwarten. Die Tatsache, dass der CLV über dem Canard aufplatzt, sollte eigentlich eine Zunahme der turbulenten Schwankungen hervorrufen. Da sich der CLV jedoch in einer beschleunigten Strömung befindet, wird den Aufplatzererscheinungen entgegengewirkt. Bereits an der Stromabposition $x^* = 1.0$ haben sich die Turbulenzintensitäten innerhalb des WLVs deutlich reduziert, während es für den CLV zu einem Anstieg auf ca. 8% der Anströmgeschwindigkeit U_∞ in seinem Zentrum kommt. Diese Entwicklung setzt sich in den Ebenen $x^* = 2.0$ und $x^* = 4.0$ weiter fort, wobei der Querschnitt des turbulenten Bereichs für den CLV stark zunimmt. Im Gegensatz dazu reduziert sich die Turbulenzintensität als auch der von Turbulenz geprägte Querschnitt für den WLWV deutlich. Die turbulenten Schwankungen haben sich von ca. 10% auf ca. 5% der freien Anströmung U_∞ etwa halbiert. In der Querströmungsebene $x^* = 8.0$ ist der CLV anhand der Turbulenzintensität nicht mehr zu identifizieren. Eine Aussage darüber, ob es sich bei dem großflächigen Bereich am rechten unteren Rand um Turbulenz verursacht durch den Rumpf- bzw. Halterungsnachlaufs oder den CLV handelt, kann nicht getroffen werden. Bemerkenswert ist die deutliche Querschnittsverkleinerung des turbulenten Bereichs innerhalb des WLVs. Vergleicht man den Querschnitt mit dem drehungsbehafteten Bereich aus Abb. 5.9, hat vor allem im Außenbereich des Wirbels eine Laminarisierung stattgefunden. Zwischen den Ebenen $x^* = 8.0$ und $x^* = 12.0$ kommt es hingegen zu einer Vergrößerung des von Turbulenz beeinflussten Bereichs. Diese Entwicklung verstärkt sich bis zur Ebene $x^* = 16.0$

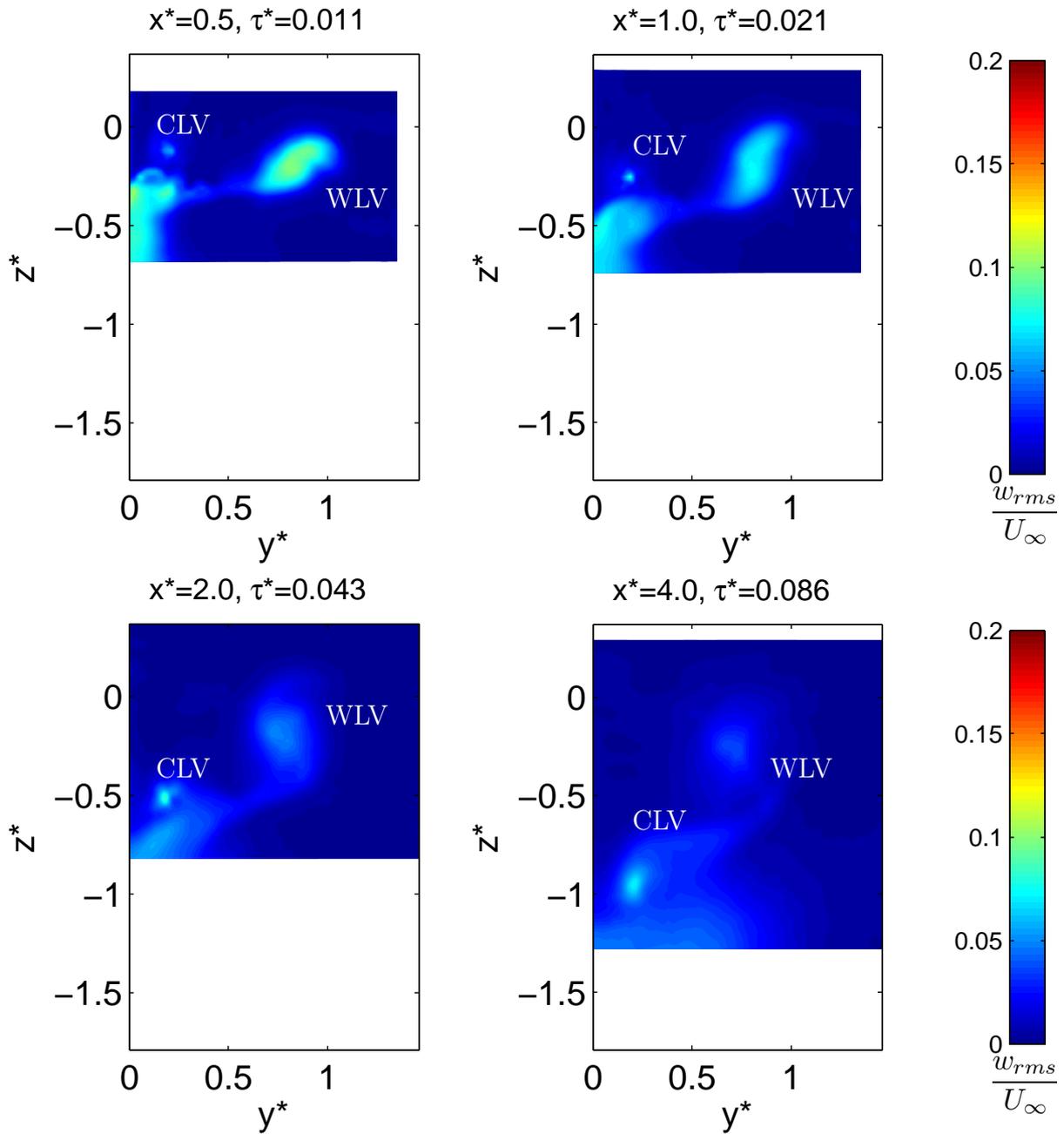


Abb. 5.18: Verteilung der vertikalen Turbulenzintensitäten w_{rms}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$

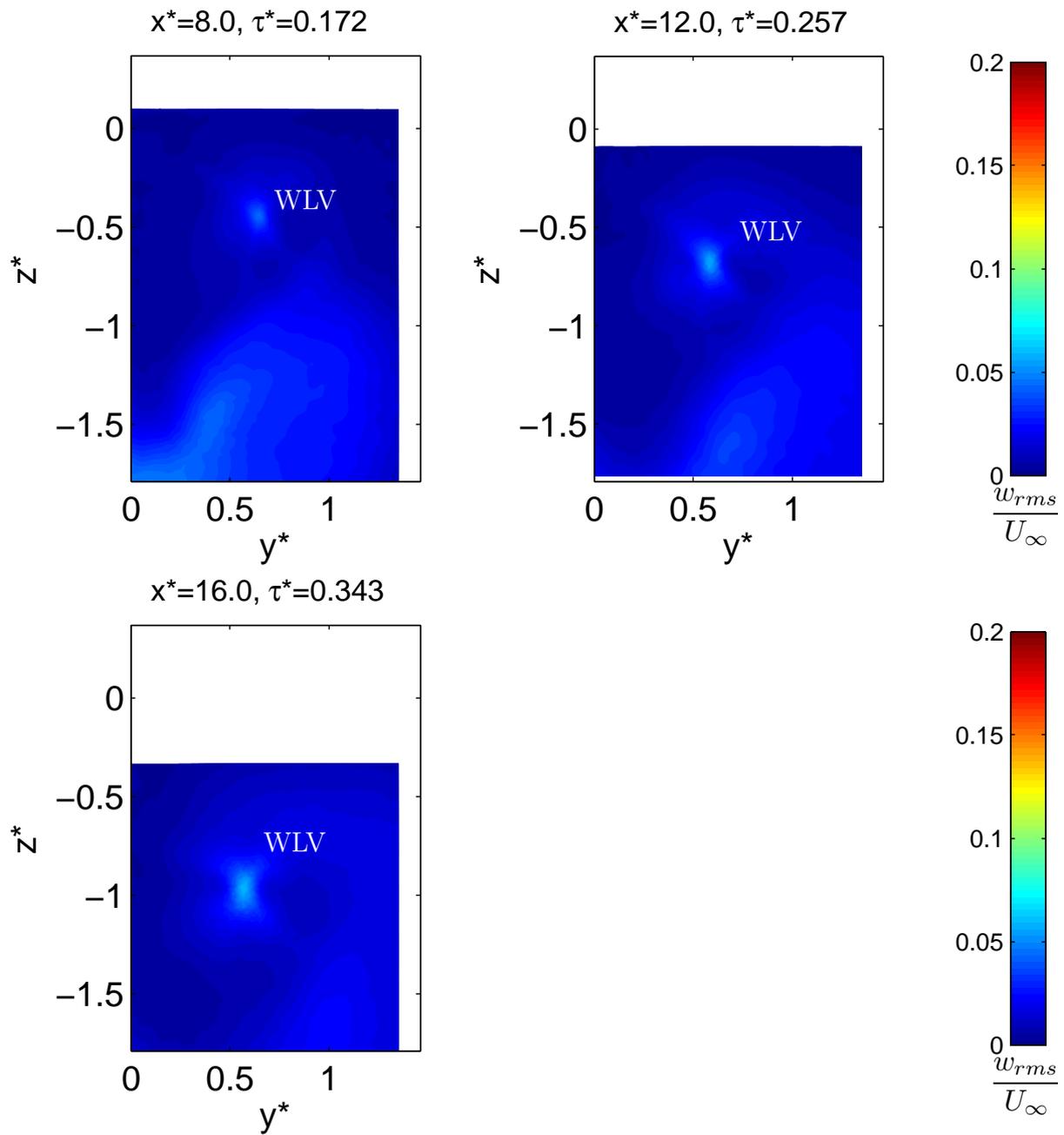


Abb. 5.19: Verteilung der vertikalen Turbulenzintensitäten w_{rms}/U_∞ $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 8.0, 12.0, 16.0$

weiter, wobei der turbulente Bereich eine deutlich andere Form aufweist. Dabei handelt es sich um eine Verzerrung in z -Richtung, wobei es zu einer Ausbildung eckiger Bereiche erhöhter Turbulenz kommt.

Bereiche erhöhter Turbulenzintensität liefern zwar einen Hinweis darauf an welchen Orten im Nachlaufwirbelsystem Geschwindigkeitsschwankungen auftreten, jedoch keine Information über das detaillierte Amplitudenspektrum. Zu diesem Zweck sind in den Abb. 5.20 bis 5.22 die Amplitudenspektren $A_{v'}$ und $A_{w'}$ der lateralen bzw. vertikalen Geschwindigkeitsschwankungen dargestellt. Abb. 5.20 gibt dabei das Amplitudenspektrum im Wirbelzentrum an, während Abb. 5.21 und 5.22 sich auf den Messort in einem horizontalen Abstand von $\frac{1}{4}r_v$ und $\frac{1}{2}r_v$ vom Wirbelzentrum bezieht. Das Amplitudenspektrum $A_{v'}$ der lateralen Geschwindigkeitsschwankung weist gegenüber $A_{w'}$ ein leicht erhöhtes Niveau auf. Mit zunehmender Entfernung vom Wirbelzentrum reduzieren sich die Amplituden kontinuierlich. Vor allem im niederfrequenten Bereich sind für verschiedene Frequenzen k Amplitudenerhöhungen zu beobachten. Da in der Querströmungsebene $x^* = 16.0$ der CLV bereits dissipiert ist, liegt mit den gegensinnig drehenden WLVs ein Wirbelpaar vor. Geht man davon aus, dass der Betrag der Zirkulation beider Wirbel gleich ist, so kann für die zu erwartende Crow-Instabilität [27] ein Frequenzbereich zwischen 0.090 und 0.113 angegeben werden. Die signifikante Amplitudenspitzen liegen innerhalb der Messung bei höheren Frequenzen im Bereich von 0.2 bis 0.4. Für den Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ ist in Abb. 5.23 und 5.24 ebenfalls die auf die Anströmgeschwindigkeit U_∞ bezogene Turbulenzintensität w_{rms} für die Querströmungsebenen $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0$ und 12.0 in den Abb. 5.23 und 5.24 dargestellt. Wie für den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ sind auch für den Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ in der ersten Messebene bei $x^* = 0.5$ die Maximalwerte der Turbulenzintensität w_{rms} mit ca. 17% der freien Anströmung innerhalb des WLVs zu finden. Der deutliche Anstieg gegenüber dem Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ liegt vor allem am Aufplatzen des WLVs in der Nähe der Hinterkante. Da hier der Aufrollvorgang des WTVs in den WLW noch nicht abgeschlossen ist, kann der Einfluss des WTVs noch am rechten Rand des WLVs beobachtet werden. Der CLV weist mit Werten von ca. 8% deutlich geringere Werte auf, was wiederum der Tatsache geschuldet ist, dass den Aufplatzererscheinungen des CLVs aufgrund der beschleunigten Strömung über dem Tragflügel entgegengewirkt wurde. Während für den Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ eine Unterscheidung des Rumpf- bzw. Halterungsnachlaufs nicht möglich war, liegt es nahe, dass der Bereich oberhalb von $z^* = -0.6$ dem Rumpf und der darunter liegende Bereich der Halterung zuzuordnen ist. Bereits eine Halbspannweite s weiter stromab hat sich der Spitzenwert der Turbulenzintensität in der Querströmungsebene $x^* = 1.0$ auf ca. 12% der freien Anströmung reduziert. Aufgrund des vorangeschrittenen Aufrollvorgangs des WTVs in den WLW hat sich die Form des turbulenten Bereichs dahingehend geändert, dass es zu einer scheinbaren Drehung um die x -Achse gekommen ist. Im Gegensatz zum WLW hat sich das Turbulenzniveau des CLVs bis zur Stromabposition $x^* = 1.0$ kaum geändert. Verglichen mit dem Anstellwinkel

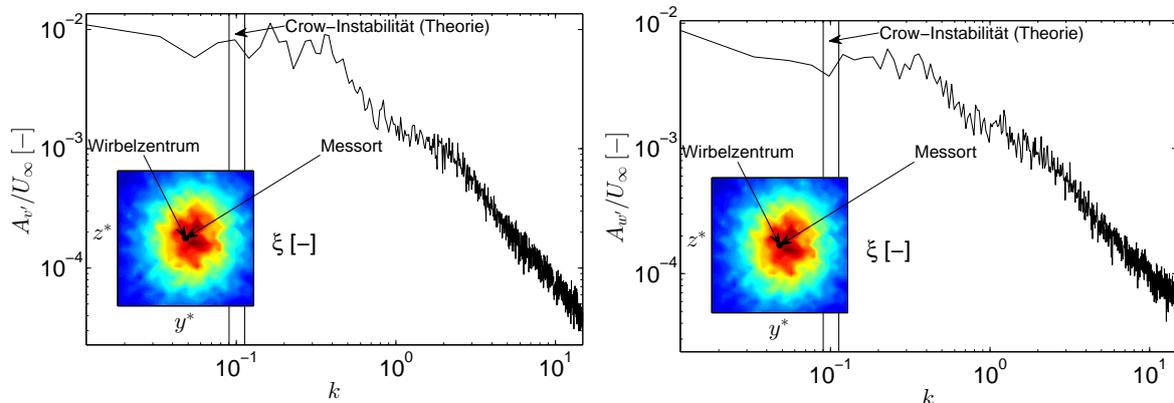


Abb. 5.20: Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 16.0$ im Wirbelzentrum

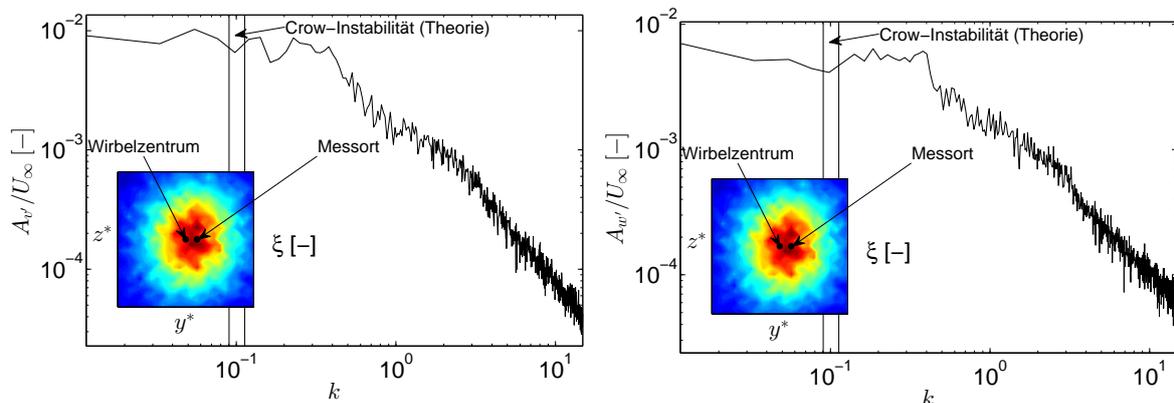


Abb. 5.21: Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 16.0$ in einem Abstand von $\frac{1}{4}r_v$ vom Wirbelzentrum

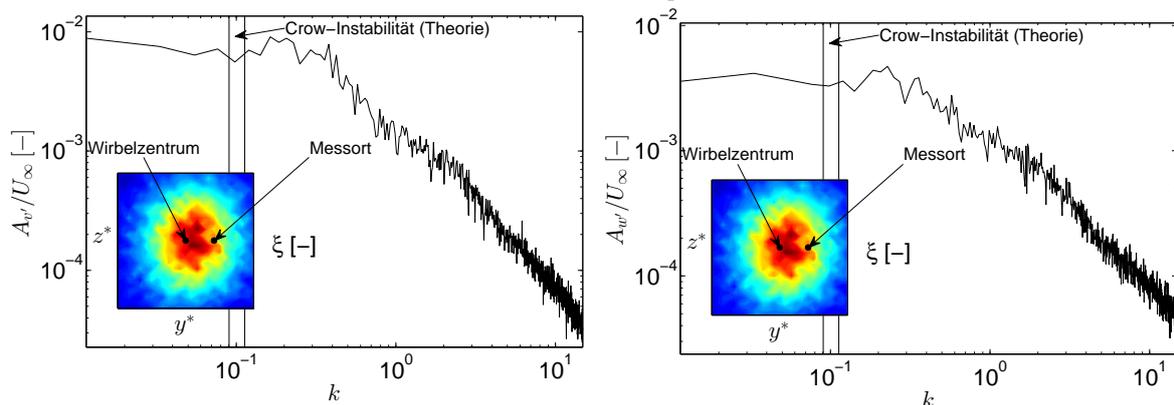


Abb. 5.22: Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 16.0$ in einem Abstand von $\frac{1}{2}r_v$ vom Wirbelzentrum

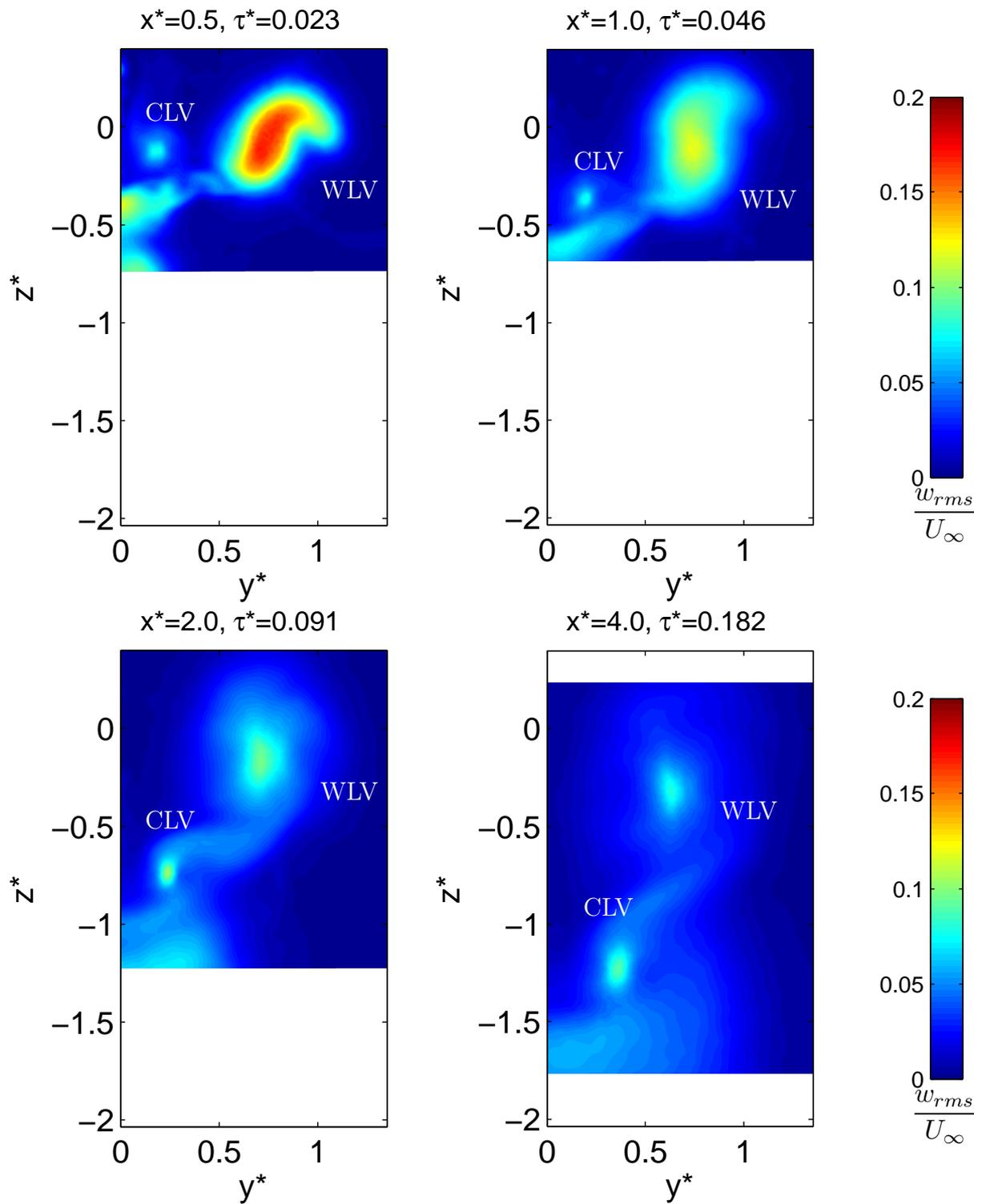


Abb. 5.23: Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$

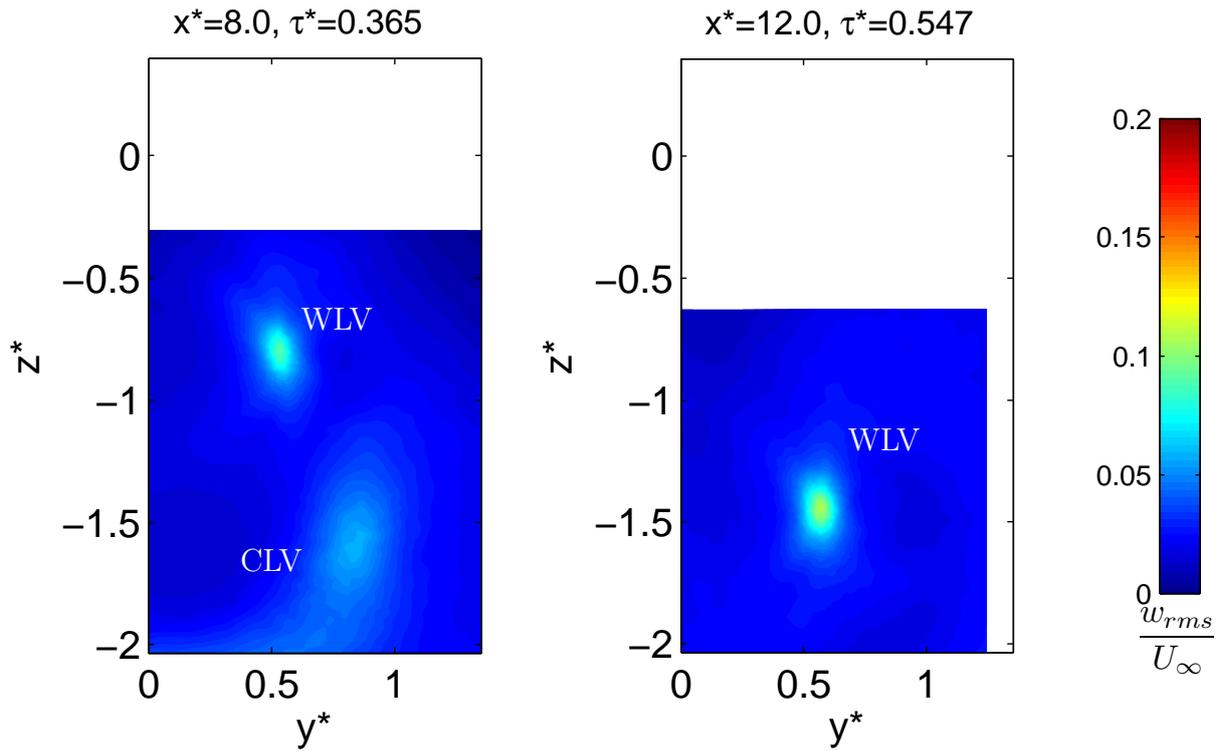


Abb. 5.24: Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 8.0, 12.0$

$\alpha = 8^\circ$ stellt sich auch bei $\alpha = 15^\circ$ ein ähnliches Verhalten an der Stromabposition $x^* = 2.0$ ein. Während die Turbulenzintensität sich für den WLKV deutlich reduziert, kommt es zu einem Ansteigen der Turbulenzen als auch des turbulenten Bereichs für den CLV. Zwischen dem WLKV und dem CLV existiert ein Bereich erhöhter Turbulenz, der auf einen Zirkulationsaustausch zwischen beiden Wirbeln hinweist. Dies ist auch in der Querströmungsebene $x^* = 4.0$ zu beobachten. Hier übersteigt sogar der Querschnitt des CLVs, der von Turbulenz beeinflusst ist, den des WLKV. An der Stromabposition $x^* = 8.0$ haben sich Turbulenzintensitäten innerhalb des CLVs stark reduziert, wohingegen die Maximalwerte für den WLKV gegenüber der Messebene bei $x^* = 4.0$ wieder angestiegen sind. Dies setzt sich bis zur Querströmungsebene $x^* = 12.0$ fort, wobei auch der Querschnittsbereich, der von Turbulenz beeinflusst ist, wieder ansteigt. Wie bereits für den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ wurde an ausgewählten Orten innerhalb des WLKV eine Fast Fourier Transformation (FFT) der Geschwindigkeitszeitreihe durchgeführt. In den Abb. 5.25 bis 5.27 sind die Amplitudenspektren A_v und A_w der lateralen bzw. vertikalen Geschwindigkeitsschwankung dargestellt. Abb. 5.25 gibt dabei das Amplitudenspektrum im Wirbelzentrum an, während Abb. 5.26 und 5.27 sich auf den Messort in einem horizontalen Abstand von $\frac{1}{4}r_v$ bzw. $\frac{1}{2}r_v$ vom Wirbelzentrum bezieht. Aufgrund der erhöhten Turbulenz gegenüber dem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$, die anhand der Turbulenzintensität w_{rms} beobachtet werden kann, weisen auch die Amplitudenspektren ein höheres Niveau auf. Signifikante Amplitudenspitzen sind im niederfrequenten Bereich zu sehen. Mit zunehmender Entfernung vom Wirbelzentrum reduzieren sich die Amplituden.

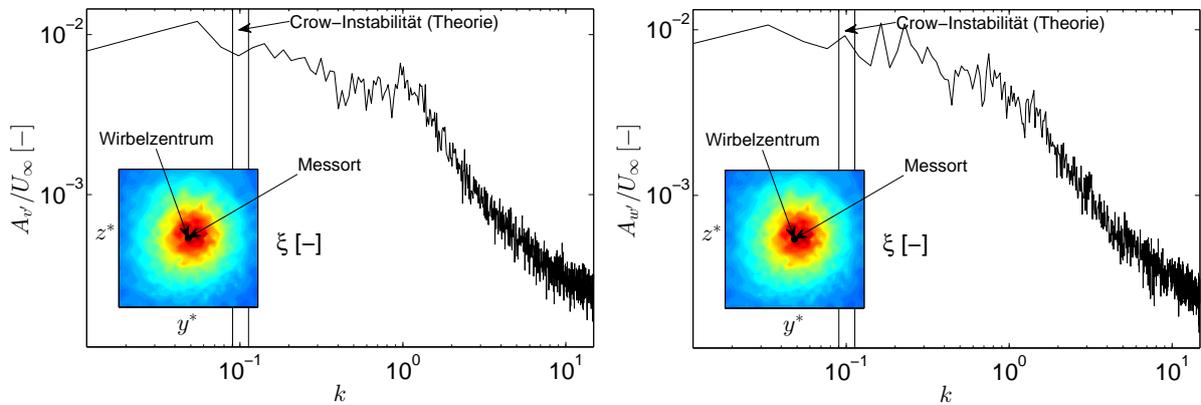


Abb. 5.25: Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 12.0$ im Wirbelzentrum

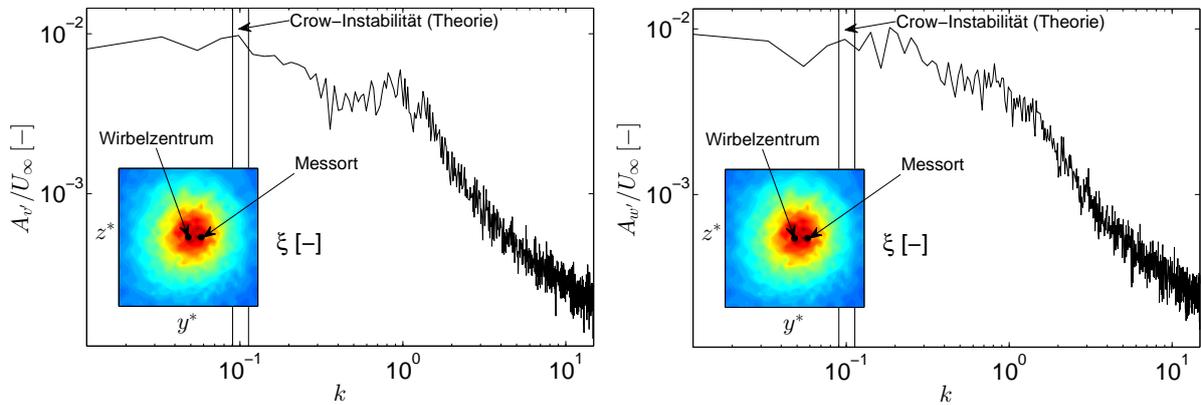


Abb. 5.26: Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 12.0$ in einem Abstand von $\frac{1}{4}r_v$ vom Wirbelzentrum

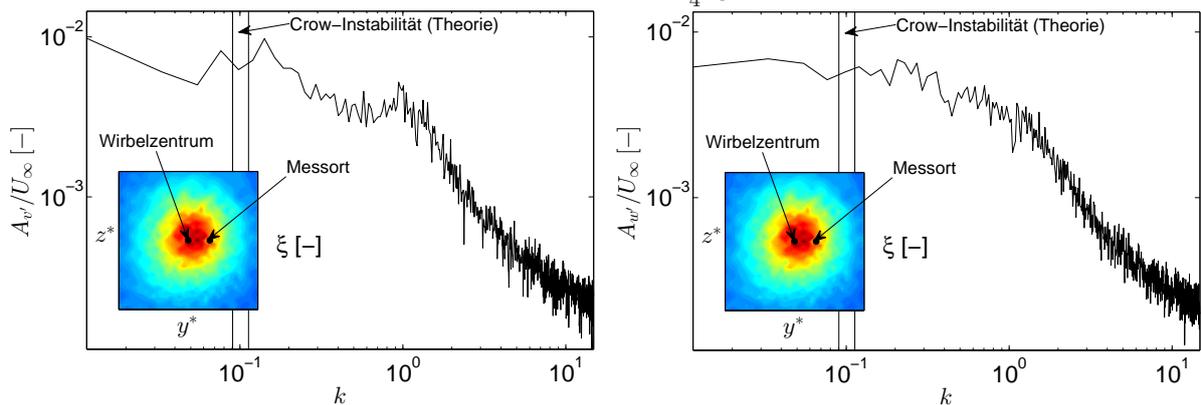


Abb. 5.27: Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 15^\circ$ bei $x^* = 12.0$ in einem Abstand von $\frac{1}{4}r_v$ vom Wirbelzentrum

Eine weitere Steigerung des Anstellwinkels auf $\alpha = 20^\circ$ ergibt die in Abb. 5.28 und 5.29 dargestellte ebenfalls auf die Anströmgeschwindigkeit U_∞ bezogene Turbulenzintensität w_{rms} für die Querströmungsebenen $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$ und 8.0 . Wie für die bereits

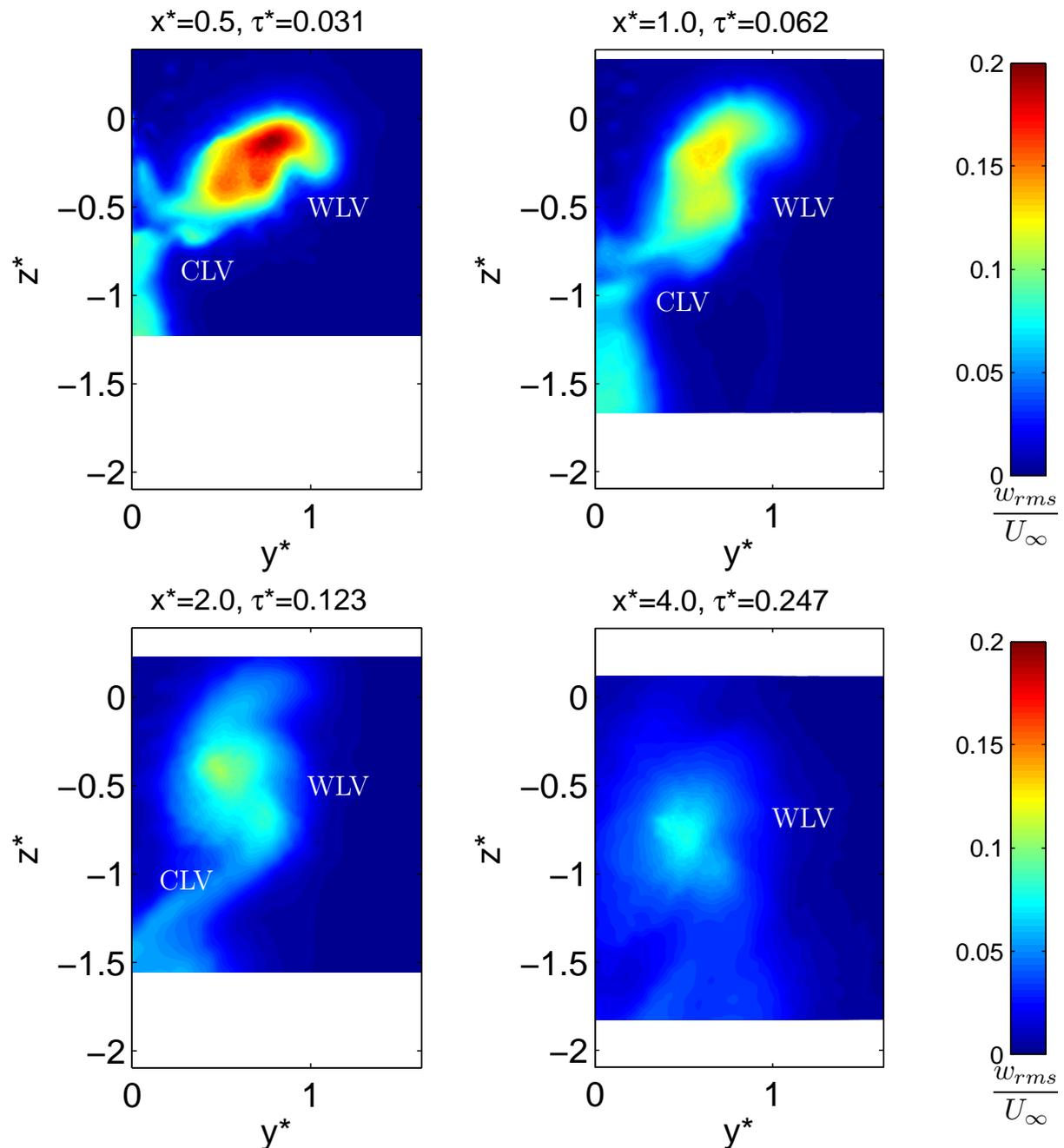


Abb. 5.28: Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$

besprochenen Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ und $\alpha = 15^\circ$ ist auch für $\alpha = 20^\circ$ der Maximalwert der Turbulenzintensität w_{rms}/U_∞ mit ca. 20% der freien Anströmung in der ersten Messbene bei $x^* = 0.5$ innerhalb des WLVs zu finden. Wie für den Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ ist hier der Aufrollvorgang zwischen dem WTV und dem WLW noch nicht abgeschlossen, sodass der Einfluss des WTVs noch zu erkennen ist. Schwieriger ist die Identifikation des CTVs und des CLVs anhand des Turbulenzbildes. Dem Bereich unterhalb des WLVs, der

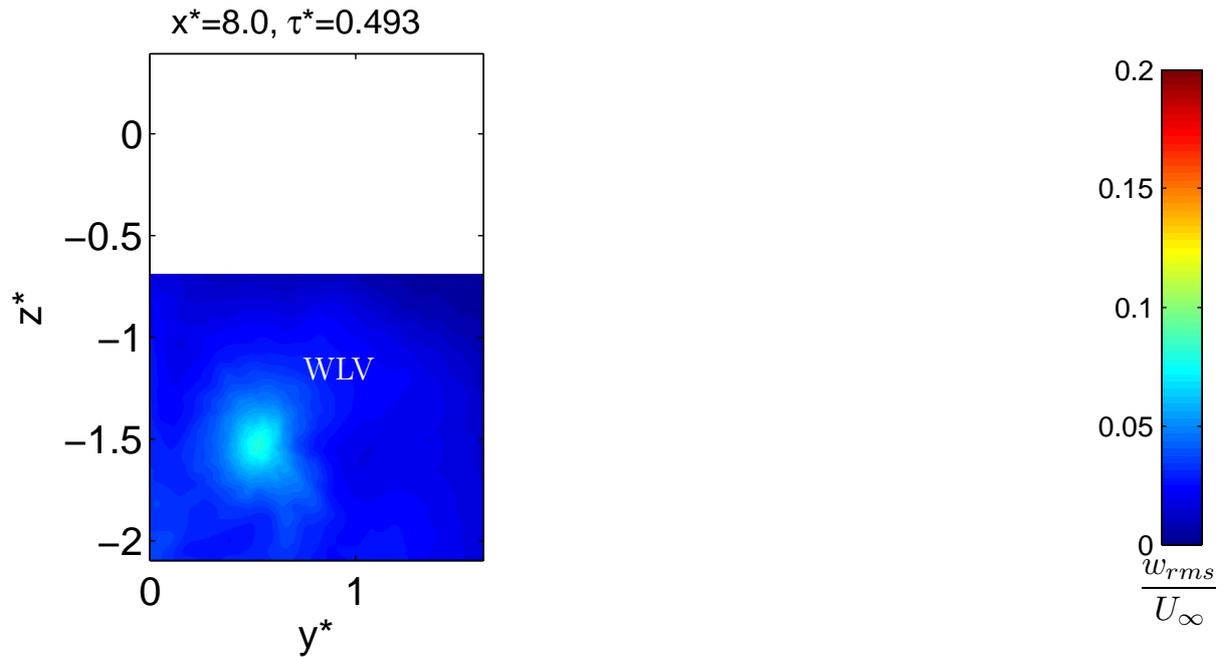


Abb. 5.29: Dimensionslose axiale Wirbelstärke bei $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 8.0$

eine negative Wirbelstärke aufweist, kann eine erhöhte Turbulenzintensität zugeordnet werden. Aufgrund des nicht erfolgten Aufrollvorgangs kann zwischen dem CTV und dem CLV unterschieden werden, wobei die turbulenten Schwankungen des CTVs ca. 10% und die des CLVs etwa 5% der freien Anströmung entsprechen. Zwischen den Messebenen $x^* = 0.5$ und $x^* = 1.0$ verringert sich die Turbulenzintensität des WLW mit Werten von ca. 15% deutlich. Ebenso nimmt die Turbulenz des CTVs und CLVs stark ab, sodass sie bei der gewählten Skalierung kaum zu identifizieren ist. An der nächsten Stromabposition bei $x^* = 2.0$ haben sich das Turbulenzniveau als auch der Querschnitt des von Turbulenz geprägten Bereichs weiter reduziert. Zwischen den aufgerollten Canardwirbeln und dem WLW hat sich ein Bereich erhöhter Turbulenz ausgebildet, der mit dem Zirkulationsaustausch zwischen dem WLW und CLV in Zusammenhang steht. In den letzten beiden Messebenen bei $x^* = 4.0$ und $x^* = 8.0$ reduziert sich die Größe des turbulenten Bereichs weiter. Die Maximalwerte liegen hier zwischen 5% und 6% der freien Anströmung U_∞ . Da Informationen an weiter stromab gelegenen Positionen fehlen, kann keine Aussage getroffen werden, ob es zu einer ähnlichen Zunahme der Turbulenzintensität, wie es bei den beiden anderen Anstellwinkeln beobachtet wurde, kommt. In den Abb. 5.30 bis 5.32 sind die Amplitudenspektren $A_{v'}$ und $A_{w'}$ der lateralen bzw. vertikalen Geschwindigkeit dargestellt. Aufgrund des deutlich höheren Turbulenzniveaus gegenüber dem Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ haben auch die Amplituden der Geschwindigkeitsschwankungen für den Anstellwinkel $\alpha = 20^\circ$ ein höheres Niveau. Da der WLW wie beim Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ aufgeplatzt ist, weisen die Amplitudenspektren für beide Anstellwinkel einen ähnlichen Wertebereich auf. Für eine reduzierte Frequenz von ca. 0.2 ist im Amplitudenspektrum $A_{w'}$ für die beiden Positionen im Abstand $\frac{1}{4}r_v$ bzw. $\frac{1}{2}r_v$ vom Wirbelzentrum eine Ampli-

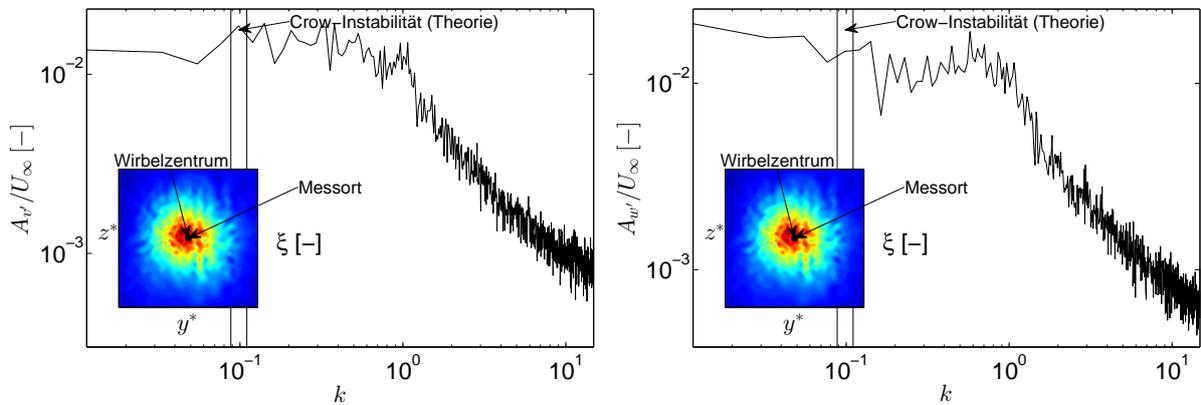


Abb. 5.30: Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 8.0$ im Wirbelzentrum

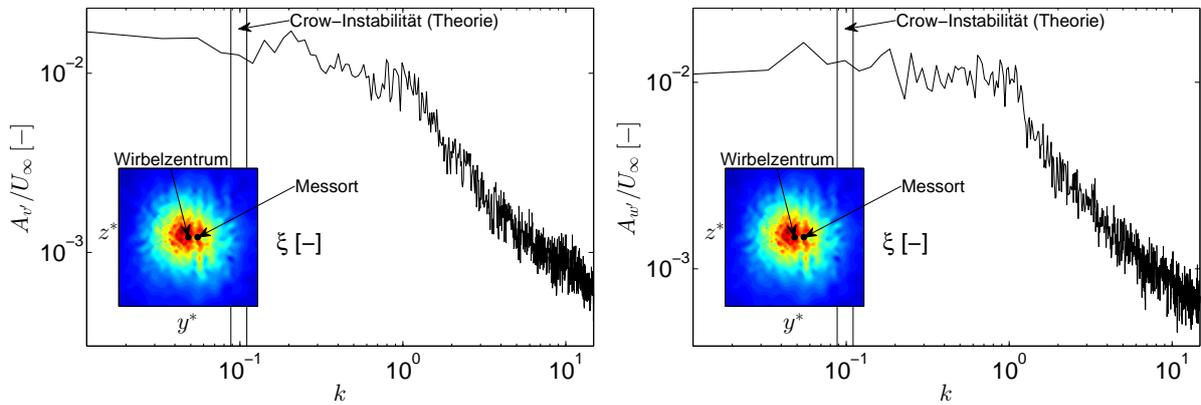


Abb. 5.31: Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 8.0$ in einem Abstand von $\frac{1}{4}r_v$ vom Wirbelzentrum

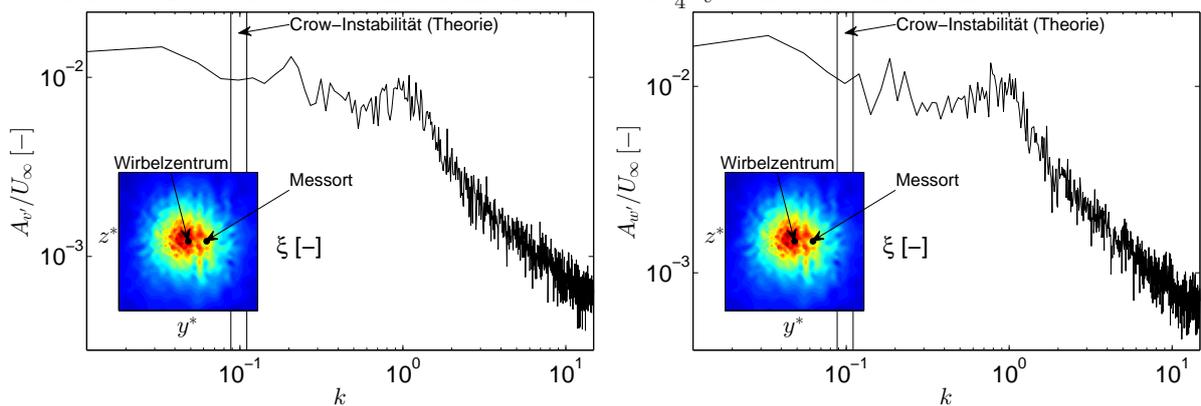


Abb. 5.32: Amplitudenspektren der Querströmungsgeschwindigkeitsschwankungen v' und w' für $\alpha = 20^\circ$ bei $x^* = 8.0$ in einem Abstand von $\frac{1}{2}r_v$ vom Wirbelzentrum

tudenerhöhung zu erkennen. Da sich diese Frequenz deutlich vom theoretisch bestimmten Wert der Crow-Stabilität unterscheidet, ist es nicht möglich, diese Amplitudenspitze eindeutig zuzuordnen. Für das Amplitudenspektrum A_v' kann zusätzlich eine signifikante Amplitudenspitze bei $k \approx 0.7$ beobachtet werden.

5.2.5 Geschwindigkeitsprofile und Wirbelmodell

Für das diskrete Nachlaufproblem ist die zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsverteilung $\bar{\mathbf{u}}(x, y, z)$ innerhalb des Nachlaufs von zentraler Bedeutung. Die angesprochenen Wirbelmodelle, wie das 2-Skalenmodell wurden im Rahmen von Nachlaufuntersuchungen an Transportflugzeugen entwickelt. Da davon auszugehen ist, dass sich das Wirbelsystem der Delta-Canard-Konfiguration aufgrund der unterschiedlichen Zirkulationsverteilung bzw. der Phänomene wie dem Wirbelaufplatzen von den Wirbelsystemen an Transportflugzeugen unterscheidet, muss die Anwendbarkeit der Wirbelmodelle bestätigt werden. Zu diesem Zweck ist in den Abb. 5.33 die zeitlich gemittelte Vertikalgeschwindigkeit \bar{w} bezogen auf die freie Anströmung U_∞ für einen horizontalen Schnitt an der Stromabposition $x^* = 16.0$ und $\alpha = 8^\circ$ durch das Zentrum des WLVs dargestellt. Die Abb. 5.34 bzw. 5.35 dagegen geben den Verlauf für die Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$ wieder. Zusätzlich

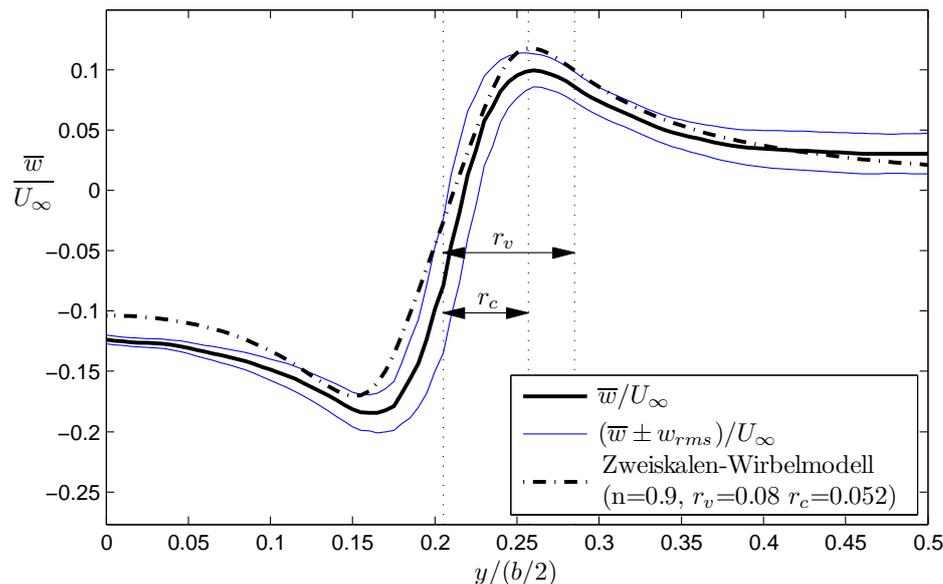


Abb. 5.33: Geschwindigkeitsprofil des WLVs bei $x^* = 16.0$ und einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$

wurde ein mit der Turbulenzintensität w_{rms} überlagerter Geschwindigkeitsverlauf abgebildet. Durch Variation des Parameters n in Gl. 2.10 wurde versucht, den Verlauf der vertikalen Geschwindigkeit wiederzugeben. Dabei hat sich gezeigt, dass sich bei den Radien $r_c = 0.052$ bzw. $r_v = 0.08$ und $n = 0.9$ die beste Übereinstimmung zwischen dem 2-Skalenmodell und dem gemessenen Geschwindigkeitsverlauf einstellt. An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, dass das 2-Skalenmodell dahingehend erweitert wurde, dass

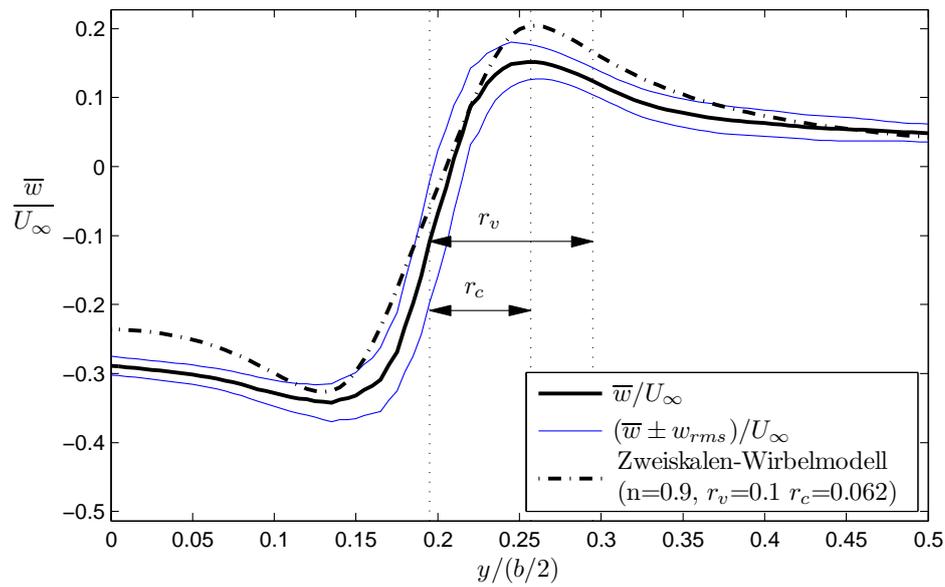


Abb. 5.34: Geschwindigkeitsprofil des WLVs bei $x^* = 8.0$ und einem Anstellwinkel von $\alpha = 15^\circ$

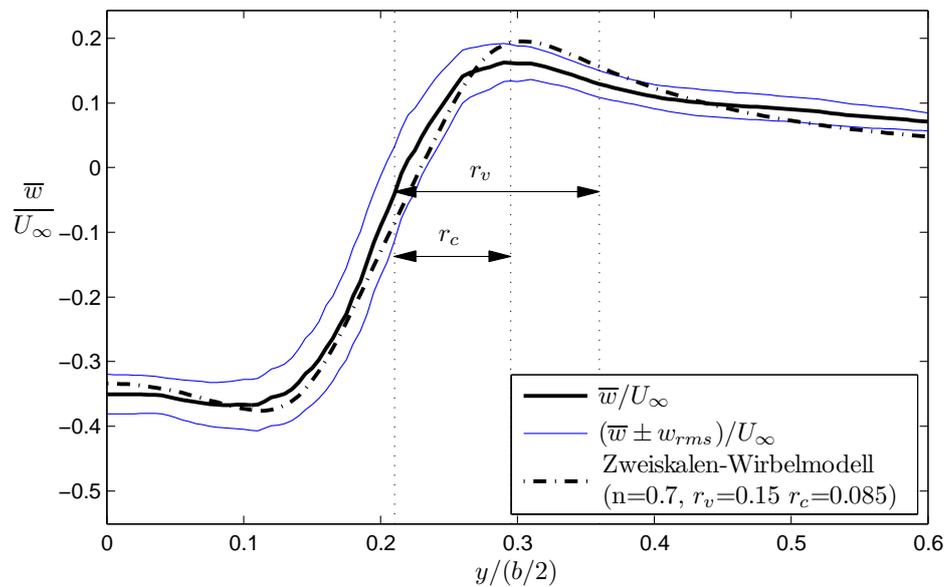


Abb. 5.35: Geschwindigkeitsprofil des WLVs bei $x^* = 8.0$ und einem Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$

auch der auf der anderen Flügelhälfte liegende Wirbel berücksichtigt wird. Aufgrund des deutlich geringeren Lastfaktors s ist der Abstand zwischen den WLVs deutlich geringer, wodurch auch das induzierte Geschwindigkeitsfeld des gegenüberliegenden WLVs berücksichtigt werden muss. Dadurch ergibt sich in einem horizontalen Schnitt durch das Wirbelzentrum für die Umfangsgeschwindigkeit $V_\theta = \bar{w}$ die erweiterte Gleichung

$$\bar{w} = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left\{ \frac{(y + y_c)^2}{[R_{cv}^4 r_v^4 + r^4]^{\frac{1+n}{4}} [r_v^4 + r^4]^{\frac{1-n}{4}}} \right\} + \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left\{ \frac{(y - y_c)^2}{[R_{cv}^4 r_v^4 + r^4]^{\frac{1+n}{4}} [r_v^4 + r^4]^{\frac{1-n}{4}}} \right\} \quad (5.2)$$

mit $R_{cv} = \frac{r_c}{r_v}$

Neben der Geschwindigkeitsverteilung sind auch die Wirbelradien r_c und r_v eingezeichnet. Wie bereits bei der Diskussion des Lastfaktor s deutlich wurde, ist die laterale Lage des Wirbelzentrums weitestgehend unabhängig vom Anstellwinkel α , und liegt bei ca. $0.2y^*$. Der innere und der äußere Kernradius steigen mit dem Anstellwinkel stetig an. Während der innere Kernradius r_c für den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ 8% der Halbspannweite s beträgt, erreicht der äußere Kernradius für die Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$ Werte von 10% bzw. 15% der Flügelhalbspannweite. Dieser deutliche Anstieg liegt vor allem daran, dass die Vorderkantenwirbel des Deltaflügels bei den Anstellwinkeln $\alpha = 15^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$ aufgeplatzt sind. Die Zirkulation ist deshalb über einen größeren Querschnitt verteilt, was sich an den vergrößerten Kernradien zeigt. Innerhalb des inneren Wirbelkerns zeigt sich die typische Geschwindigkeitsverteilung, die mit der einer Starrkörperdrehung vergleichbar ist. Das modifizierte 2-Skalenmodell liefert hier für sämtliche Anstellwinkel eine sehr gute Übereinstimmung, was sich am Geschwindigkeitsgradienten zeigt. Abweichungen ergeben sich trotz Berücksichtigung des gegenüberliegenden Wirbels für die Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ und $\alpha = 15^\circ$ im inneren Bereich, wo der Abwind des Wirbelmodells zu gering ist. Für den Anstellwinkel $\alpha = 20^\circ$ liefert das modifizierte 2-Skalenmodell die beste Übereinstimmung. Aufgrund des hohen Kerndurchmessers der beiden gegensinnig drehenden Wirbel ergibt sich ein relativ konstanter Abwind im Innenbereich, welcher durch das modifizierte Wirbelmodell sehr genau approximiert wird. Innerhalb des Wirbelkerns herrschen für alle drei Anstellwinkel die höchsten Turbulenzintensitäten. Für den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$ reduziert sich die Turbulenzintensität außerhalb des Wirbelkerns nach innen hin fast vollständig. Im äußeren Bereich steigt sie dagegen wieder an, wobei es sich aber nicht um Turbulenz handelt, die dem WLW zugeordnet werden kann. Vielmehr handelt es sich hier um Turbulenz aus dem dissipierten CLV bzw. aus dem Rumpf- und Halterungsnachlauf. Aufgrund der guten Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen eignet sich das modifizierte 2-Skalenmodell mit angepassten Parametern durchaus zur Modellierung der Geschwindigkeitsverteilung des Nachlaufs auch einer Delta-Canard-Konfiguration.

5.3 Validierung der LES

Der für implizite Grobstruktursimulation (ILES) eingesetzte Strömungslöser INCA wurde im Rahmen seiner Entwicklung an zahlreichen Standardtestfällen validiert und zeigte im Vergleich mit expliziten SGS-Modellen sehr gute Ergebnisse [45–50]. Da sich die Simulation des Nachlaufwirbelsystems von den bisherigen Testfällen deutlich unterscheidet, wurden zunächst Validierungsrechnungen durchgeführt, die einen Vergleich der numerischen mit den experimentellen Ergebnissen ermöglichen. Dazu wurde das Nachlaufwirbel-system bei $\alpha = 8^\circ$ ausgewählt, da hier experimentelle Vergleichsdaten mit $x^* = 16.0$ am weitesten stromab verfügbar sind. Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, wurde versucht, die Randbedingungen der Simulation denen des Experiments anzupassen. Die ILES wird mit den gemessenen Geschwindigkeits- und Turbulenzintensitäten bei $x^* = 2.0$ initialisiert. Damit liegen Vergleichsdaten an den Stromabpositionen $x^* = 4.0, 8.0, 12.0,$ and 16.0 vor, für die in Abb. 5.36 und Abb. 5.37 die dimensionslose axiale Wirbelstärke ξ dargestellt ist. Wie im Experiment ist auch in der ILES bei einer Stromabposition von $x^* = 4.0$ so-

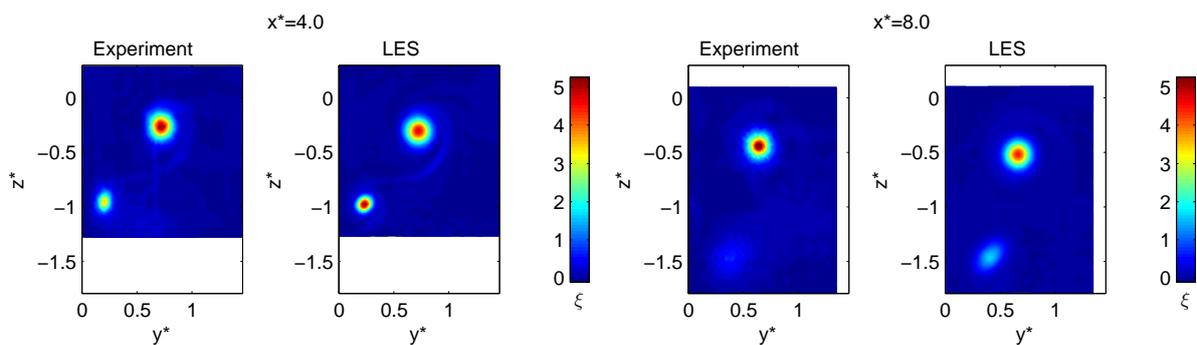


Abb. 5.36: Verteilung der dimensionslosen axialen Wirbelstärke ξ bei $x^* = 4.0$ und 8.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$

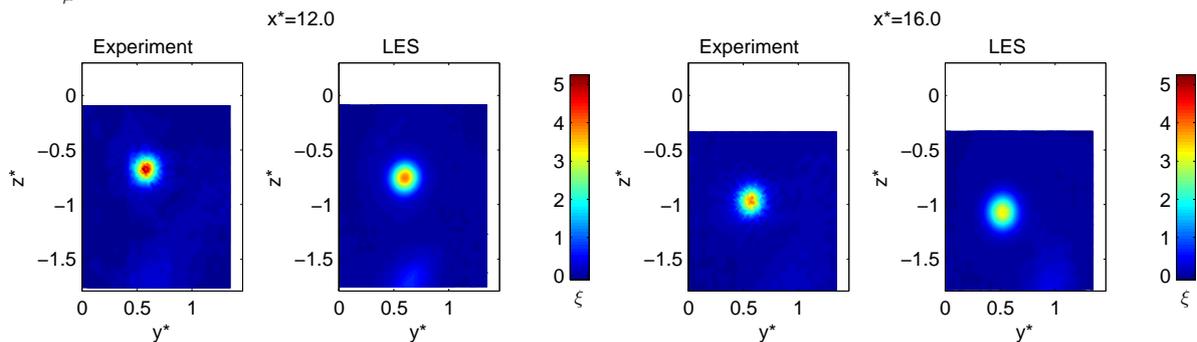


Abb. 5.37: Verteilung der dimensionslosen axialen Wirbelstärke ξ bei $x^* = 12.0,$ und 16.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$

wohl der WLW als auch der CLV anhand der Wirbelstärke zu erkennen. Die Scherschicht zwischen dem WLW und dem CLV wird ebenfalls innerhalb der ILES wiedergegeben. Während der Wertebereich der Wirbelstärke ξ für die WLVs sehr gut übereinstimmt, liegen die Maximalwerte des CLVs im Experiment deutlich unter denen der ILES. Sowohl der WLW als auch der CLV weisen in der Simulation eine wesentlich rundere Form auf

als im Experiment. Vor allem der CLV ist stark in z -Richtung verzerrt. An der nächsten Stromabposition bei $x^* = 8.0$ ist der Dissipationsprozess sowohl im Experiment als auch in der Simulation für den CLV deutlich vorangeschritten. Im Gegensatz dazu verhalten sich die WLVs deutlich stabiler, was sich in einem ähnlichen Wirbelstärkeniveau wie an der Stromabposition $x^* = 4.0$ äußert. Mit steigender Stromabposition sind im Experiment unregelmäßige Strukturen im Außenbereich des WLVs sichtbar, während die ILES hier eine wesentlich gleichmäßigere Wirbelstärkeverteilung liefert. Bei $x^* = 12.0$ sind die CLVs mit der gewählten Skalierung anhand der dimensionslosen Wirbelstärke ξ sowohl im Experiment als auch in der ILES nur noch schwer zu erkennen. Auch der Rückgang des Wirbelstärkeniveaus innerhalb des WLVs ist für die Stromabposition $x^* = 12.0$ im Experiment und in der Simulation sehr ähnlich. Während sich die unregelmäßigen Strukturen im Außenbereich des WLVs für das Experiment weiter verstärkt haben, zeigt der WLW in der ILES weiterhin eine gleichmäßige Verteilung der Wirbelstärke. Die weitere Entwicklung bis zur Querströmungsebene $x^* = 16.0$ weist ein ähnliches Verhalten wie bis zur Position $x^* = 12.0$ auf. In der ILES ist der fast vollständig dissipierte CLV am rechten unteren Messebenenrand anhand leicht erhöhter Wirbelstärke zu vermuten.

Im Hinblick auf die Bestimmung der instationären Lasten beim Einflug in das Nachlaufwirbelsystem hat im Rahmen des diskreten Nachlaufproblems vor allem die vertikale Geschwindigkeitsverteilung \bar{w} einen hohen Einfluss auf den lokalen Anstellwinkel $\alpha(x, y, z, t)$. Im Gegensatz dazu sind für das kontinuierliche Nachlaufproblem Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb des Nachlaufwirbelsystems für die zeitliche Abhängigkeit des Anstellwinkels verantwortlich. Für eine Einschätzung inwieweit die ILES eine Vorhersage der Geschwindigkeits bzw. Turbulenzintensitäten erlaubt, sind in Abb. 5.38 bzw. Abb. 5.39 die Verteilung der dimensionslosen vertikalen Geschwindigkeit \bar{w}/U_∞ bzw. die Verteilung der dimensionslosen vertikalen Turbulenzintensität w_{rms}/U_∞ bei $x^* = 4.0$, 8.0 , 12.0 , und 16.0 dargestellt. Aufgrund der Unterschiede, die bereits bei der Diskussion der Wirbelstärke zu erkennen waren, zeigen sich auch für die Verteilung der vertikalen Geschwindigkeit \bar{w}/U_∞ geringe Abweichungen. In sämtlichen Querströmungsebenen ist die Verteilung der vertikalen Geschwindigkeit \bar{w}/U_∞ sowohl im Experiment als auch in der Simulation maßgeblich durch den WLW beeinflusst. Das höhere Wirbelstärkeniveau, das an der Stromabposition $x^* = 4.0$ für den WLW innerhalb des Experiments zu sehen war, führt zu höheren Abwindgeschwindigkeiten, jedoch weist die Simulation ein höheres Aufwindniveau im Außenbereich auf. Die Spitzenwerte für den Abwind werden an dieser frühen Stromabposition durch die CLVs verursacht, deren Einfluss am linken unteren Rand der Querströmungsebene beobachtet werden kann. Das Niveau des Abwinds liegt deutlich über dem des Aufwinds, da in der Nähe der Symmetrieebene bei $y^* \approx 0$ auch das Wirbelpaar der gegenüberliegenden Flügelhälfte einen Abwind erzeugt. Die Spitzenwerte der Turbulenzintensität w_{rms}/U_∞ liegen auch für die Simulation bei $x^* = 4.0$ innerhalb des CLVs, wobei jedoch das Niveau im Experiment höhere Werte aufweist. Der turbulente

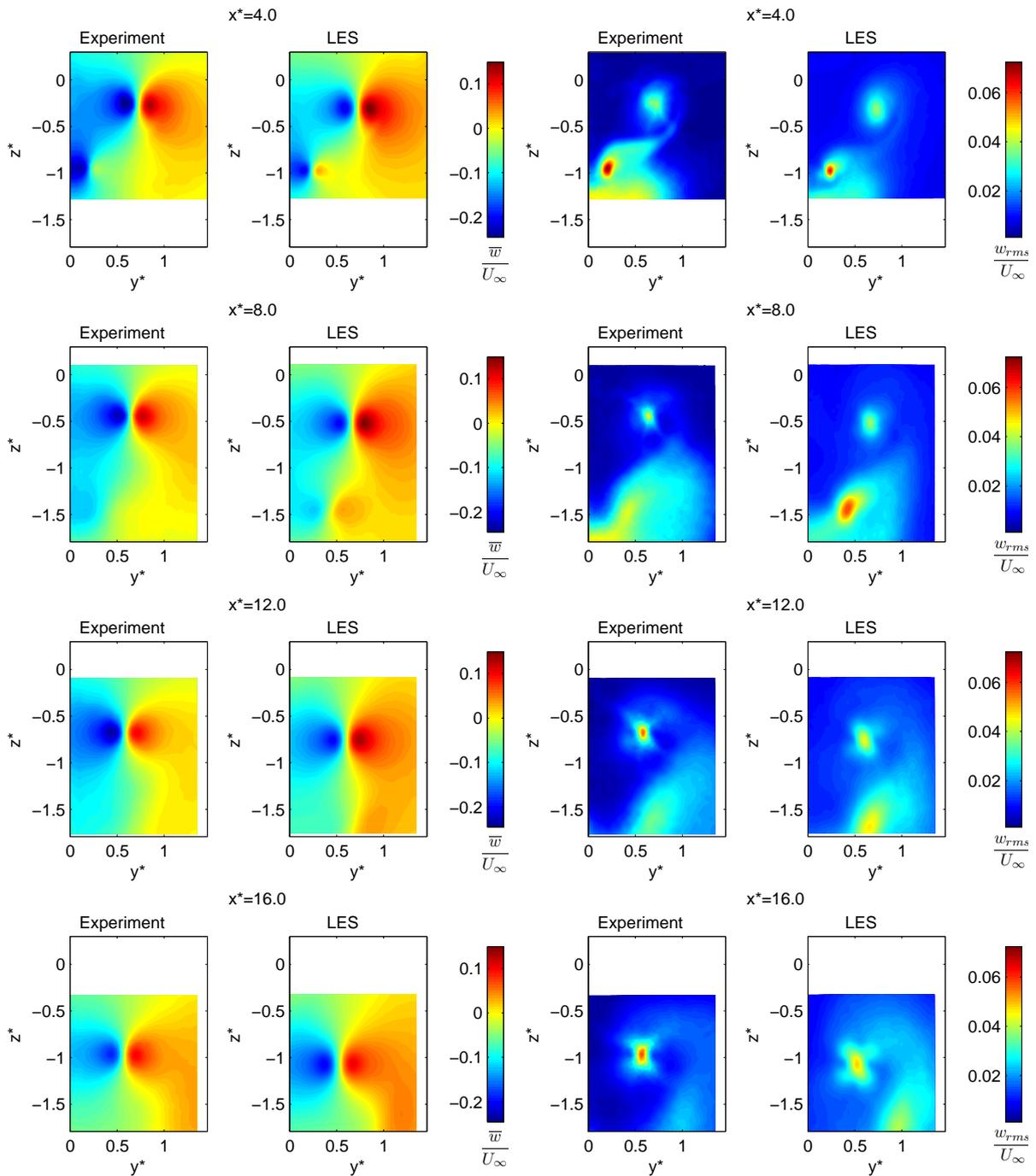


Abb. 5.38: Verteilung der dimensionslosen vertikalen Geschwindigkeit \bar{w}/U_∞ bei $x^* = 4.0, 8.0, 12.0,$ und 16.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$

Abb. 5.39: Verteilung der dimensionslosen vertikalen Turbulenzintensität w_{rms}/U_∞ bei $x^* = 4.0, 8.0, 12.0,$ und 16.0 für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$

Bereich, der der Modellhalterung zugeordnet werden kann, ist in dieser ersten Vergleichsebene bei der ILES bereits deutlich reduziert. Vergleicht man die Freistromturbulenz, also die Turbulenz außerhalb der Wirbel und des Rumpf- bzw. Halterungsnachlaufs, so zeigt hier die ILES leicht höhere Werte als das Experiment. Da die ILES mit den Werten des Experiments initialisiert wurde, muss die Ursache hierfür im „Recycling“ der turbulenten Einströmgrößen innerhalb der ILES liegen. In der nächsten Vergleichsebene bei $x^* = 8.0$ haben sich die Geschwindigkeitsverteilungen \bar{w}/U_∞ im Experiment und der Simulation für den WLW deutlich angeglichen. Wie im Experiment, ist der Einfluss des CLVs auf die vertikale Geschwindigkeit \bar{w}/U_∞ auch in der ILES deutlich zurückgegangen. Der von Turbulenz beeinflusste Bereich innerhalb des WLVs hat sich, wie im Experiment beobachtet, auch in der Simulation gegenüber der Ebene $x^* = 4.0$ verringert. Obwohl die ILES für den CLV bzw. den Rumpf- und Halterungsnachlauf erhöhte Werte vorhersagt, zeigt sich eine ähnliche Struktur des von Turbulenz geprägten Bereichs. Vergleicht man die Ergebnisse von ILES und dem Experiment für die nächste Querströmungsebene bei $x^* = 12.0$, so ist hier der CLV anhand der Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}/U_∞ nicht mehr zu erkennen. Wie in den vorherigen Ebenen ist auch an dieser Stromabposition das Niveau der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit \bar{w}/U_∞ in der ILES leicht erhöht. Der turbulente Bereich, der dem WLW zuzuordnen ist, erfährt eine ähnliche Formänderung wie im Experiment, wobei die Spitzenwerte in der ILES etwas geringer ausfallen. In der letzten Vergleichsebene bei $x^* = 16.0$ haben sich die Verhältnisse für die vertikale Geschwindigkeit \bar{w}/U_∞ umgekehrt, sodass hier die ILES vor allem im Innenbereich ein geringeres Niveau vorhersagt. Obwohl der turbulente Bereich des WLVs in der ILES vergrößert ist, weist vor allem die Struktur große Ähnlichkeit mit den Ergebnissen der experimentellen Untersuchung auf. Um einen detaillierteren Vergleich zu ermöglichen ist in Abb. 5.40 die dimensionslose vertikale Geschwindigkeit \bar{w}/U_∞ in einem horizontalen Schnitt durch das Wirbelzentrum an den Stromabpositionen $x^* = 4.0, 8.0, 12.0$, und 16.0 dargestellt. Die Geschwindigkeitswerte umfassen einen Bereich zwischen -0.2 und 0.15 in der ILES und zwischen -0.25 und 0.12 im Experiment bei einer Stromabposition von $x^* = 4.0$. Die absoluten Werte für die vertikale Geschwindigkeit \bar{w}/U_∞ reduzieren sich geringfügig mit zunehmender Stromabposition und liegen in der letzten Querströmungsebene bei $x^* = 16.0$ in einem Bereich zwischen -0.2 und 0.1 in der ILES und -0.18 to 0.09 im Experiment. Vergleicht man die Turbulenzintensität der vertikalen Geschwindigkeit w_{rms}/U_∞ in einem horizontalen Schnitt durch das Wirbelzentrum, fällt eine gleichmäßigere Verteilung der Turbulenzintensität über einen größeren Durchmesser des Wirbels in der Ebene $x^* = 4.0$ auf. Dagegen ist in den Ebenen $x^* = 8.0$ bis 16.0 die Turbulenzintensität stärker im Wirbelzentrum konzentriert. Obwohl die Turbulenzintensität im Wirbelkern sehr gut von der Simulation vorhergesagt wird, ist im Außenbereich stets eine geringfügig höhere Turbulenz als im Experiment zu beobachten. Neben einem Vergleich der Werte innerhalb einer Querströmungsebene kann auch die Entwicklung einer globalen Größe stromab untersucht werden. Zu diesem Zweck ist

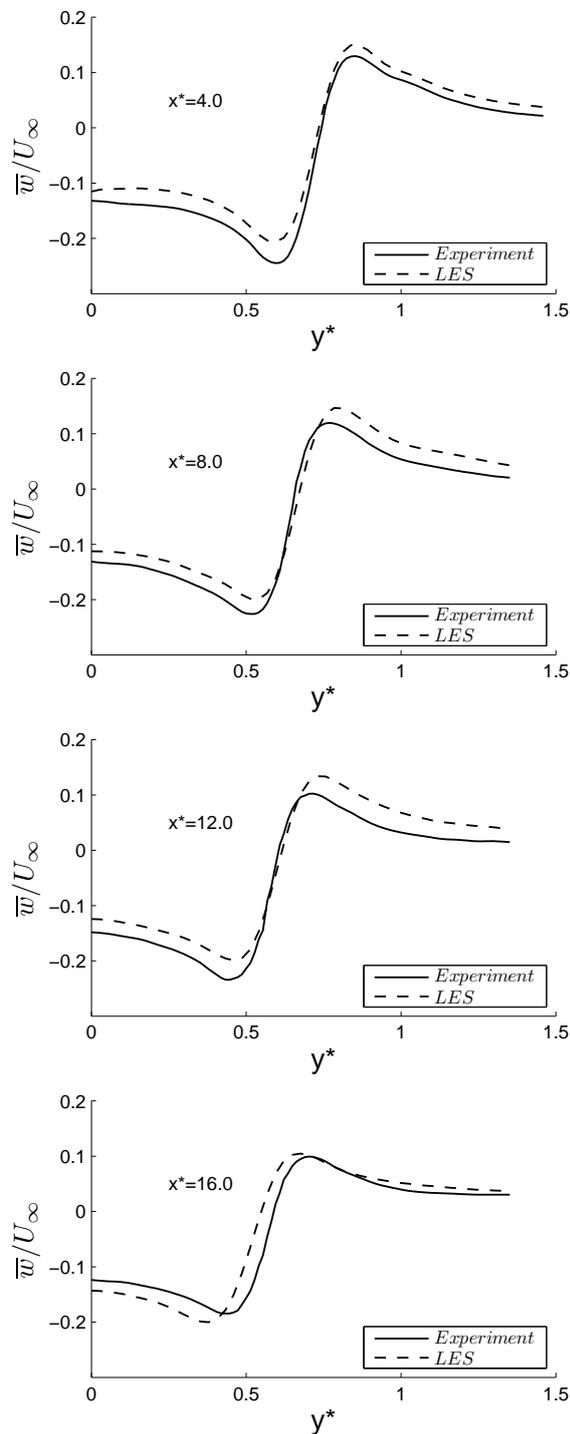


Abb. 5.40: Dimensionslose vertikale Geschwindigkeit \bar{w}/U_∞ für einen Schnitt durch das Wirbelzentrum für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$

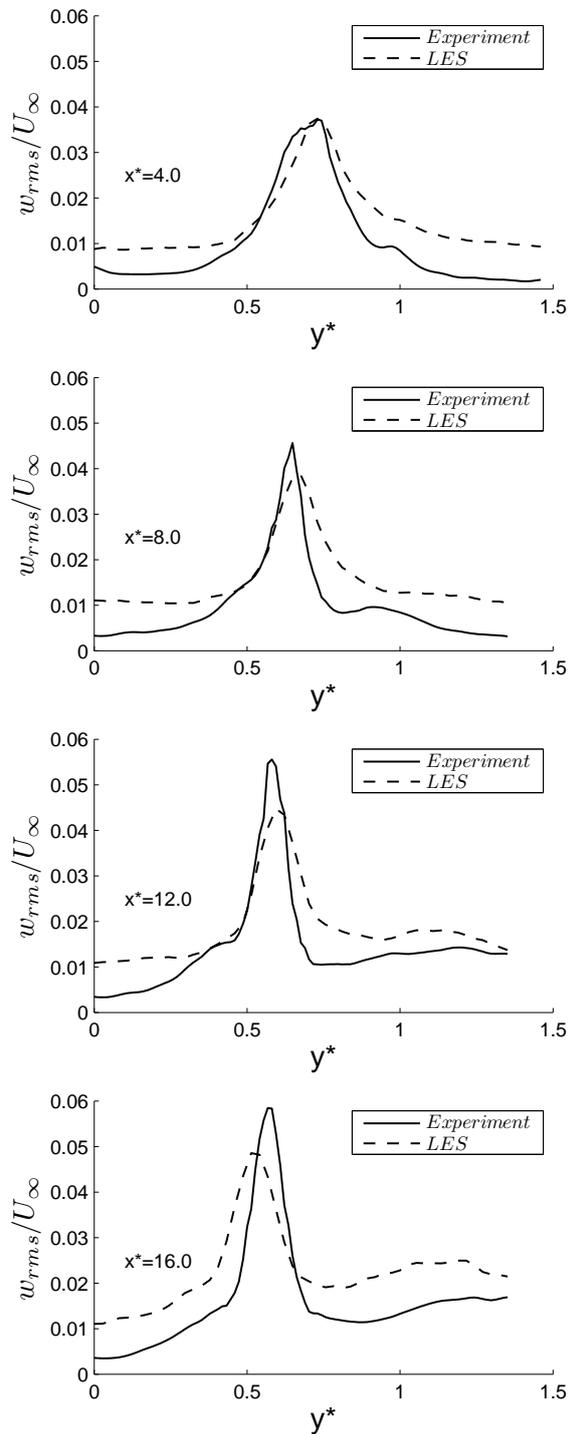


Abb. 5.41: Dimensionslose vertikale Turbulenzintensität w_{rms}/U_∞ für einen Schnitt durch das Wirbelzentrum für $Re_{l_\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$

in Abb. 5.42 die dimensionslose Zirkulation Γ/Γ_0 des WLVs und des CLVs sowohl für das Experiment als auch die ILES dargestellt. An der Stromabposition bei $x^* = 4.0$ enthält

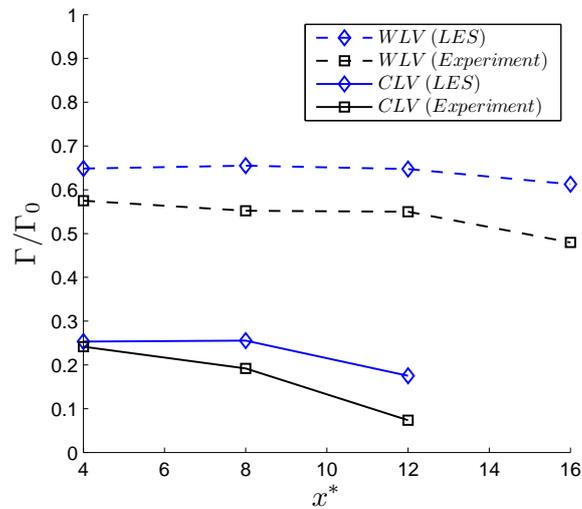


Abb. 5.42: Dimensionslose Zirkulation Γ/Γ_0 der WLW und CLV bei $x^* = 4.0, 8.0, 12.0,$ and 16.0 für das Experiment und die Simulation

der WLW in der ILES ca. 65% der Wurzelzirkulation Γ_0 , während im Experiment dem WLW ca. 58% der Zirkulation Γ_0 zugeordnet werden kann. Im Gegensatz dazu ist der Zirkulationsanteil der CLVs im Experiment und der Simulation mit ca. 25% nahezu identisch. Weiter stromab verhalten sich die WLVs sehr ähnlich, sodass der Zirkulationsunterschied zwischen dem Experiment und der Simulation relativ konstant bis zur Stromabposition $x^* = 12.0$ verbleibt. Zwischen den Positionen $x^* = 12.0$ und $x^* = 16.0$ reduziert sich die Zirkulation des WLVs im Experiment etwas schneller als in der Simulation. Die CLVs zeigen dagegen ein deutlich unterschiedliches Verhalten, da der CLV im Experiment wesentlich schneller dissipiert. Wie bereits anhand der hohen Turbulenzintensitäten innerhalb der CLVs erkennbar war, deutet auch der schnelle Rückgang der Zirkulation auf einen beschleunigten Dissipationsprozess der CLVs gegenüber den WLVs hin. Die räumliche Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems ist in Abb. 5.43 bzw. 5.44 anhand der Trajektorien in der x - z -Ebene bzw. y - z -Ebene dargestellt. Während die Position des CLVs von der Simulation äußerst genau vorhergesagt wird, ergeben sich für die laterale als auch vertikale Entwicklung der WLVs geringfügige Unterschiede zwischen Experiment und ILES. Die Position der CLVs und der WLVs sind durch die gegenseitig induzierten Geschwindigkeiten des gesamten Wirbelsystems bestimmt. Die induzierten Geschwindigkeiten wiederum hängen vom Zirkulationsinhalt und den Abständen der Wirbel untereinander ab. Es ist daher davon auszugehen, dass sich Abweichungen bezüglich der räumlichen Entwicklung stromab weiter verstärken.

Der Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse hat gezeigt, dass die mit den experimentellen Werten des Nahfeldes initialisierte ILES im Nah- und erweiterten Nahfeld mit hoher Genauigkeit die Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems vorhersagt.

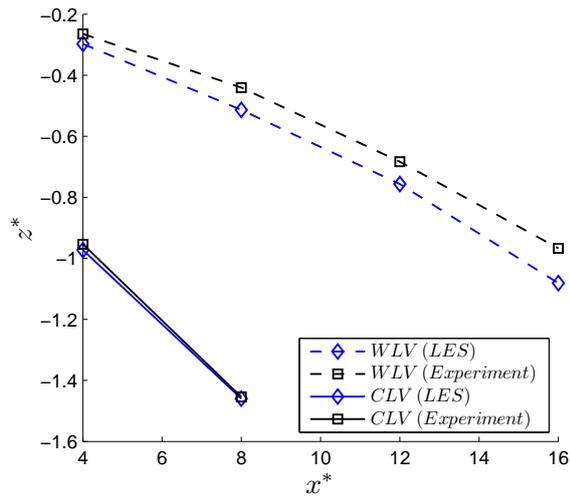


Abb. 5.43: Trajektorien der WLVs und CLVs in der x - z -Ebene für $Re_{l\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$

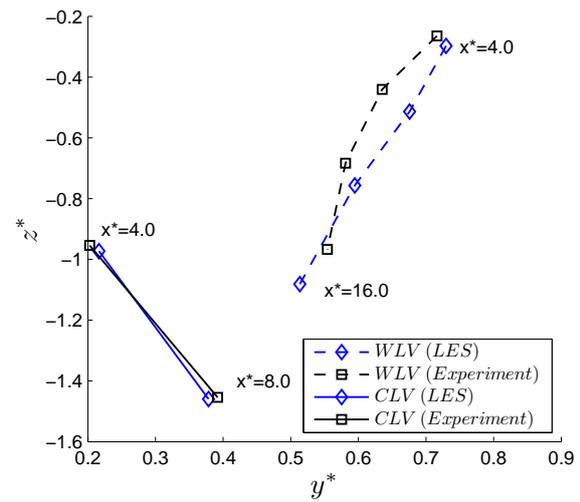


Abb. 5.44: Trajektorien der WLVs und CLVs in der y - z -Ebene für $Re_{l\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$

Auf Grundlage der durchgeführten Validierungsrechnungen ist davon auszugehen, dass auch bei einer Erweiterung des Rechenraums auf Stromabpositionen von 50 Spannweiten mit dem Strömungslöser eine gute Vorhersage des Geschwindigkeitsfeldes möglich ist.

5.4 Einfluss der Modellhalterung auf das Nachlaufwirbelsystem

Im Rahmen der Freiflugrechnungen ergaben sich deutliche Unterschiede für das Nachlaufwirbelsystem gegenüber den Validierungsrechnungen, vgl Kap. 6. Vor allem der Canardwirbel zeigte ein wesentlich stabileres Verhalten als dies in den Validierungsrechnungen der Fall war. Die Freiflugrechnungen unterscheiden sich gegenüber den Validierungsrechnungen dahingehend, dass der Rechenraum eine wesentlich größere laterale und vertikale Ausdehnung besitzt. Dadurch ist mit deutlich geringeren Wandinterferenzen verglichen mit den Validierungsrechnungen bzw. Windkanaluntersuchungen zu rechnen. Ein weiterer Unterschied ist der turbulente Nachlauf der Modellhalterung, der in den Freiflugrechnungen nicht vorhanden ist. Um die verschiedenen Einflüsse einzeln beurteilen zu können, wurde eine weitere Simulation durchgeführt. Die Randbedingungen sind dabei identisch mit denen der Validierungsrechnungen, mit dem Unterschied, dass der Nachlauf der Modellhalterung nicht berücksichtigt wird. Damit kann eine Aussage getroffen werden, welcher Einfluss für die Unterschiede zwischen den Freiflugrechnungen und Validierungsrechnungen maßgebend ist. In Abb. 5.45 und 5.46 ist die dimensionslose axiale Wirbelstärke ξ bei $x^* = 4.0, 8.0, 12.0$ und 16.0 für $Re_{l\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$ für beide Fälle gegenübergestellt. In der ersten Querströmungsebene bei $x^* = 4.0$ ergeben sich nur

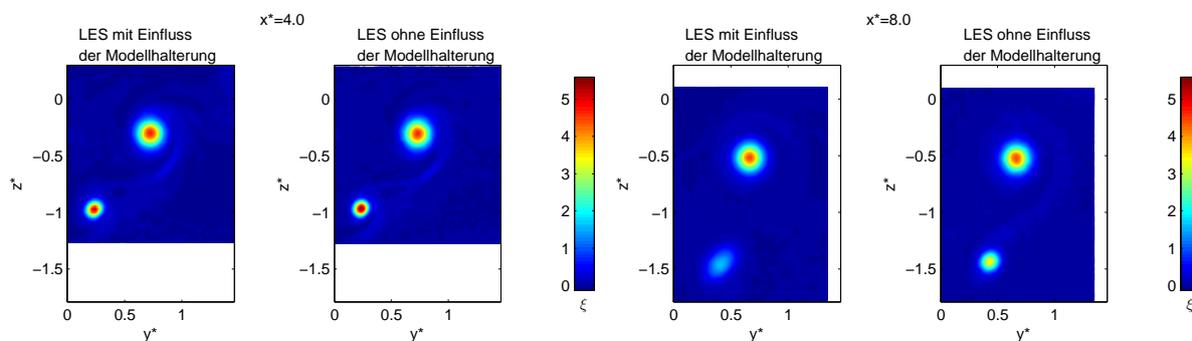


Abb. 5.45: Verteilung der dimensionslosen axialen Wirbelstärke ξ bei $x^* = 4.0$ und 8.0 für $Re_{l\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$

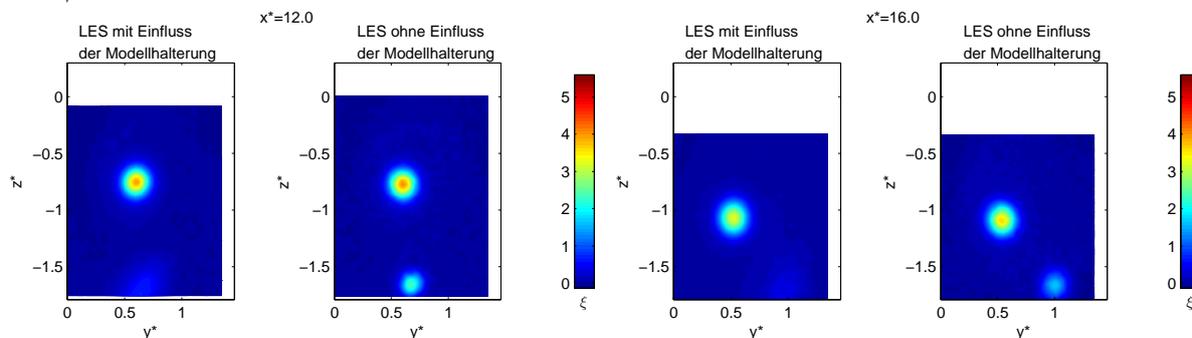


Abb. 5.46: Verteilung der dimensionslosen axialen Wirbelstärke ξ bei $x^* = 12.0$ und 16.0 für $Re_{l\mu} = 0.5 \times 10^6$ und $\alpha = 8^\circ$

geringe Unterschiede zwischen den Simulationen mit und ohne Nachlauf der Modellhalterung. Während die WLVs ein nahezu identisches Wirbelstärkeniveau aufweisen, sind die Werte innerhalb des CLVs in der Simulation mit Halterungsnachlauf geringer, wohingegen sich die Strukturen in beiden Simulationen sehr ähneln. An der Stromabposition von $x^* = 8.0$ zeigen sich jedoch signifikante Unterschiede bezüglich des CLVs. Offensichtlich beschleunigt die turbulente Nachlaufströmung der Modellhalterung den Dissipationsprozess des CLVs erheblich. Bereits in der Querströmungsebene $x^* = 8.0$ weist der CLV in der Simulation mit Modellhalterung ein um mehr als 50% reduziertes Wirbelstärkeniveau gegenüber der Simulation ohne Halterungsnachlauf auf. Hinzu kommt eine deutliche Verzerrung des CLVs in der ILES mit Berücksichtigung des Nachlaufs der Modellhalterung. Demgegenüber sind Unterschiede im Hinblick auf das Verhalten der WLVs nicht zu erkennen. An der nächsten Vergleichsebene bei $x^* = 12.0$ hat sich der an den vorherigen Querströmungsebenen beobachtete Trend weiter fortgesetzt. Der CLV ist in der Simulation mit Berücksichtigung des Halterungsnachlaufs anhand der Wirbelstärke ξ kaum noch zu erkennen. Obwohl auch in der ILES, in der die Einströmgrößen korrigiert wurden, der CLV sein Wirbelstärkeniveau deutlich reduziert hat, ist er an der Position $x^* = 12.0$ noch zu sehen. Aufgrund der gegenseitigen Induktionswirkung mit dem WLV hat sich der CLV nach außen verschoben. In der letzten Vergleichsebene bei $x^* = 16.0$ kann in der ILES mit Halterungsnachlauf dem CLV der Bereich leicht erhöhter Wirbelstärke rechts unten in der Querströmungsebene zugeordnet werden. Im Gegensatz zu den vorherigen Ebenen hat sich hier das Wirbelstärkeniveau innerhalb des WLVs gegenüber der Simulation ohne Nachlauf der Modellhalterung abgesenkt. Betrachtet man in Abb. 5.19 die vertikale Turbulenzintensität w_{rms}/U_∞ , so liegt die Vermutung nahe, dass Turbulenz des CLVs bzw. des Halterungsnachlaufs auch in den WLV eingefüttert wird. Dadurch beschleunigt sich auch die Dissipation des WLVs geringfügig.

Wie anhand der Vergleichsrechnung ohne den turbulenten Nachlauf der Modellhalterung gezeigt werden konnte, ist eine Korrektur der experimentellen Messergebnisse für eine realistische Abbildung des Freiflugfalls zwingend erforderlich. Vor allem die Stromabentwicklung des Canardwirbels ist die turbulente Nachlaufströmung massiv beeinflusst, sodass es in diesem Fall zu einer deutlich früheren Dissipation kommt. Durch die Wechselwirkung zwischen dem WLV und dem CLV besteht auch ein indirekter Einfluss der Halterung auf die Entwicklung des WLVs.

6 Rechnerische Freiflugergebnisse

Aufgrund des hohen Rechen- und Speicheraufwands beschränken sich die Freiflugsimulationen auf den Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$. Die Ausdehnung des Rechenraums erstreckt sich von $x^* = 2.0$ bis zu einer Stromabposition von $x^* = 50.0$. Damit liegen Informationen über das Nachlaufwirbelsystem vom Nahfeld bis in das Fernfeld vor. Dabei wurde bewusst die Querströmungsebene $x^* = 2.0$ als Einströmebene gewählt, da davon auszugehen ist, dass der Einfluss des turbulenten Nachlaufs der Modellhalterung auf die Entwicklung des Wirbelsystems deutlich geringer ist als an einer weiter stromab gelegenen Position. Wie die Vergleichsrechnungen des letzten Abschnitts zeigten, unterscheiden sich die Nachlaufwirbelsysteme erheblich, je nachdem, ob der turbulente Nachlauf der Modellhalterung berücksichtigt wird oder nicht. Da sich durch die Verwendung einer frühen Stromabposition als Einströmebene zwar die Größe des Rechenraums und damit der Rechenaufwand erhöht, ist andererseits eine realistischere Abbildung des Nachlaufwirbelsystems für den Freiflugfall zu erwarten.

Ähnlich der Analyse der experimentellen Ergebnisse wird die Verteilung der bezogenen axialen Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ , der dimensionslosen axialen Wirbelstärke ξ und der Turbulenzintensität w_{rms} innerhalb einer Querströmungsebene diskutiert. Neben den Trajektorien der einzelnen Wirbel, wird die Stromabentwicklung der Zirkulation, des Wirbelabstandes und des Wirbelkernradius r_c diskutiert. Zusätzlich erfolgt eine Untersuchung der Anwendbarkeit des modifizierten 2-Skalenmodells für die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Wirbelsystems.

6.1 Geschwindigkeitsfeld

In Anlehnung an die Darstellung der experimentellen Ergebnisse in Abschnitt 5.2 wird zunächst das Wirbelsystem anhand der mittleren Geschwindigkeit $\bar{\mathbf{u}}$ untersucht. In den Abb. 6.1 bis 6.3 sind dazu die axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ und die Geschwindigkeitsvektoren der Querströmung an den Stromabpositionen $x^* = 2.0, 4.0, 8.0, 12.0, 16.0, 20.0, 25.0, 30.0, 35.0, 40.0, 45.0$ und 50.0 dargestellt. In der Einströmebene bei $x^* = 2.0$ entspricht die Verteilung der axialen Geschwindigkeit \bar{u} den korrigierten experimentellen Ergebnissen. Bereits an der nächsten Stromabposition bei $x^* = 4.0$ hat sich das Geschwindigkeitsdefizit innerhalb des WLVs und des CLVs im Vergleich zur Einströmebene deutlich reduziert. Anhand der Geschwindigkeitsvektoren der Querströmung ist zu erkennen, dass die Ab-

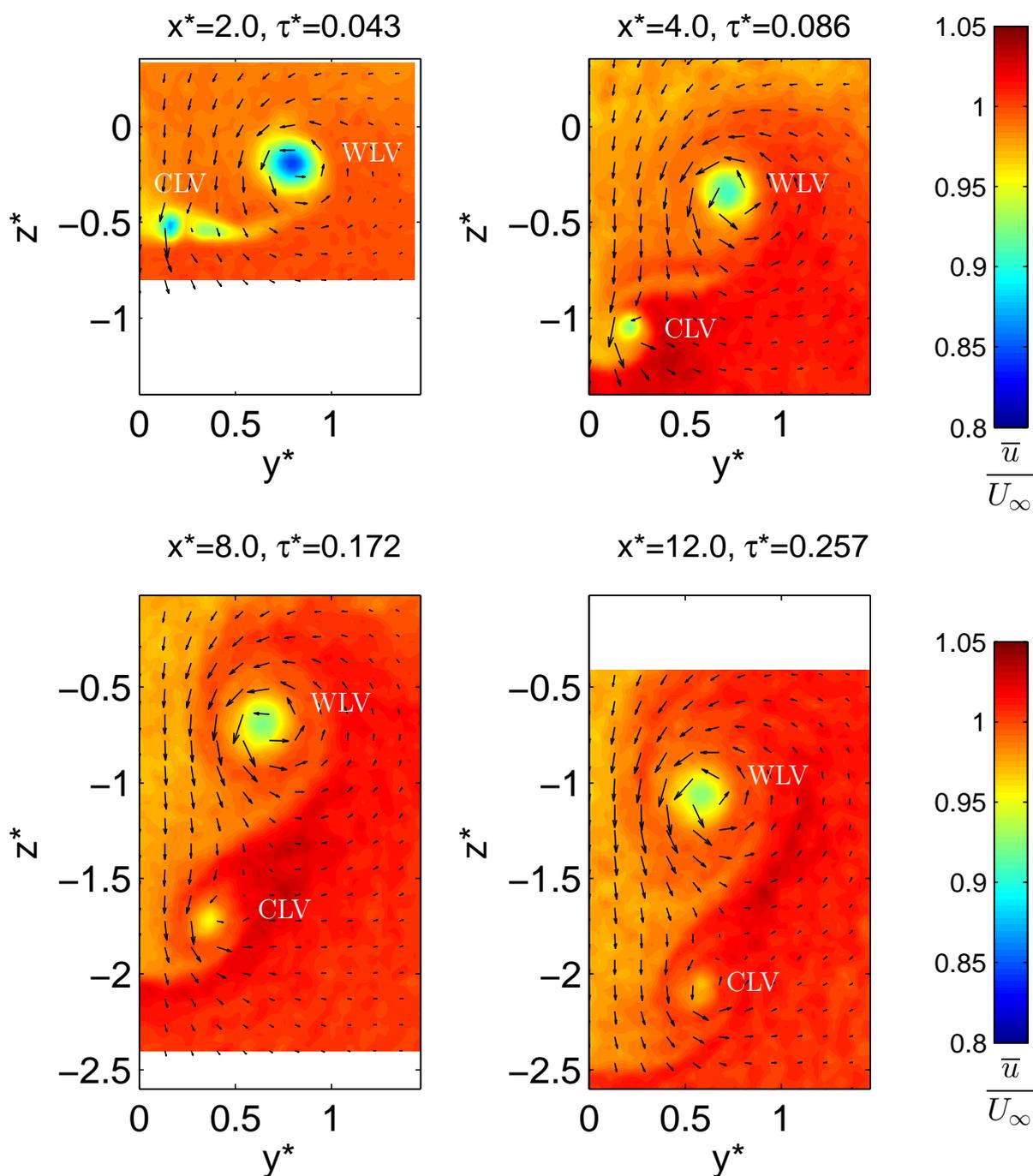


Abb. 6.1: Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 2.0, 4.0, 8.0, 12.0$

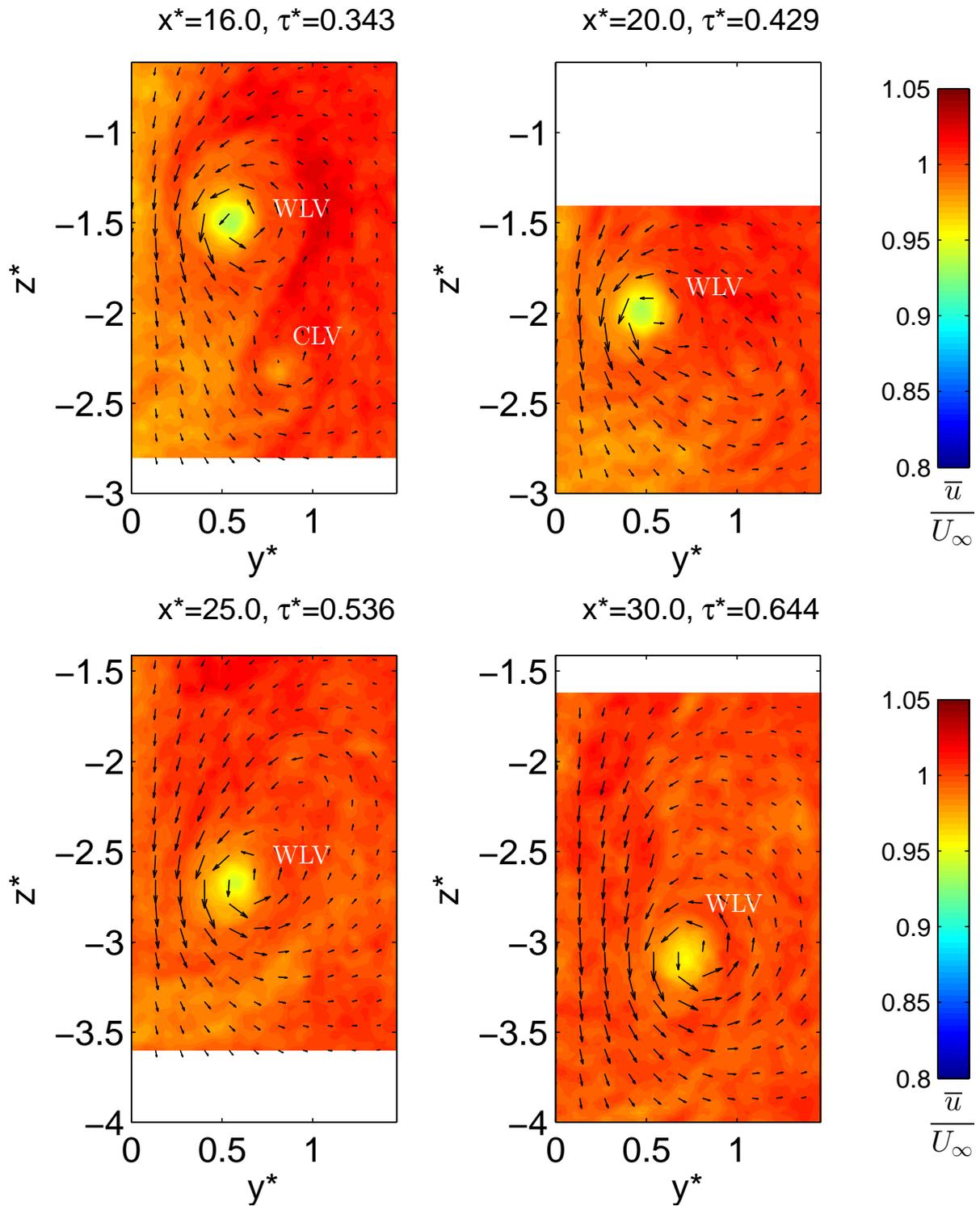


Abb. 6.2: Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 16.0, 20.0, 25.0, 30.0$

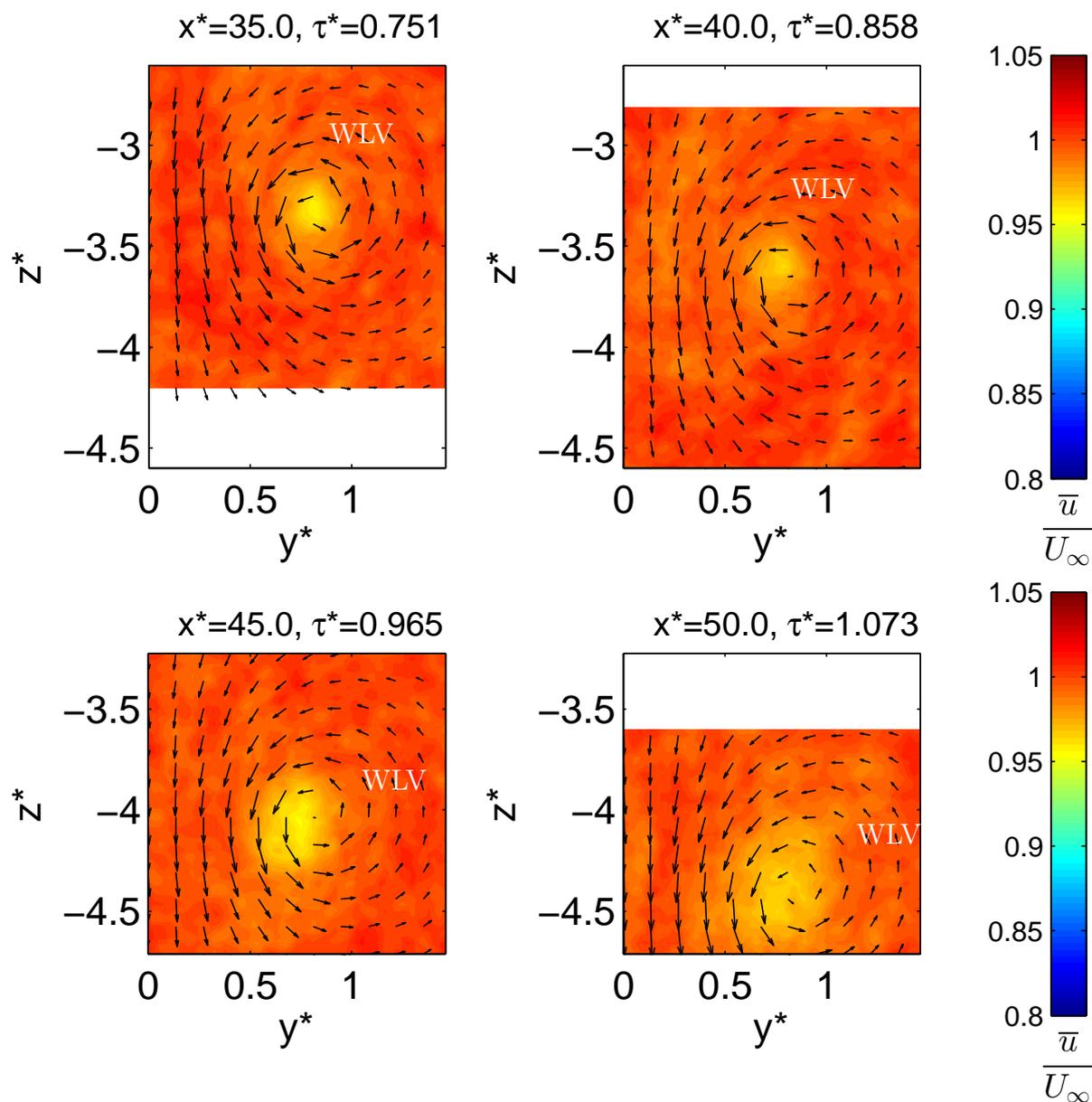


Abb. 6.3: Dimensionslose axiale Geschwindigkeit \bar{u}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 35.0, 40.0, 45.0, 50.0$

windgeschwindigkeiten zwischen dem WLW und der Symmetrieebene deutlich höher als die Aufwindgeschwindigkeiten im Außenbereich des WLVs sind. Deutlich zu erkennen ist auch der Einfluss des CLVs auf die Querströmungsgeschwindigkeiten, was sich in einer induzierten lateralen Geschwindigkeitskomponente widerspiegelt. Der Rückgang des axialen Geschwindigkeitsdefizits setzt sich an den nächsten Querströmungsebenen bei $x^* = 8.0$ und $x^* = 12.0$ weiter fort. Dabei ist zu erkennen, dass sich aufgrund der gegenseitigen Induktionswirkung der WLW nach innen bewegt, während der CLV eine Verschiebung nach außen erfährt. Bei $x^* = 16.0$ ist der CLV anhand der axialen Geschwindigkeit kaum mehr zu identifizieren. Ein Einfluss des CLVs auf die Querströmungsvektoren ist dennoch deutlich zu erkennen. Ähnliches gilt für die nächste Stromabposition bei $x^* = 20.0$, wo im Bereich bei $y^* \approx 1.1$ und $z^* \approx 2.2$ eine Richtungsänderung der Querströmungsgeschwindigkeit auftritt, die nicht dem WLW zugeordnet werden kann. Zwischen den Stromabpositionen $x^* = 25.0$ und $x^* = 40.0$ nimmt die axiale Geschwindigkeit im Wirbelkernbereich, wenn auch nur geringfügig, stetig zu. An den letzten beiden Positionen bei $x^* = 45.0$ und $x^* = 50.0$ kommt es zusätzlich zu einer Zunahme des Querschnitts des WLVs, sodass sich das Geschwindigkeitsdefizit über einen deutlich größeren Bereich erstreckt.

6.2 Wirbelstärke und Zirkulation

Für eine detaillierte Analyse der drehungsbehafteten Bereiche ist in den Abb. 6.4 bis 6.6 die dimensionslose axiale Wirbelstärke ξ in den Querströmungsebenen $x^* = 2.0, 4.0, 8.0, 12.0, 16.0, 20.0, 25.0, 30.0, 35.0, 40.0, 45.0$ und 50.0 dargestellt. Die Wirbelstärkeverteilung innerhalb der Initialisierungsebene entspricht den experimentellen Ergebnissen. In der Querströmungsebene bei $x^* = 4.0$ sind die höchsten Werte der Wirbelstärke innerhalb des CLVs zu finden, wobei sich das Wirbelstärkeniveau gegenüber der Einströmebene bei $x^* = 2.0$ deutlich reduziert. Die Maximalwerte innerhalb des WLVs dagegen steigen sogar bis zur Ebene $x^* = 4.0$ geringfügig an, sodass von einem Zirkulationsübergang vom CLV auf den WLW auszugehen ist. Ab einer Stromabposition von $x^* = 8.0$ hat sich dann die Wirbelstärke innerhalb des CLVs so weit reduziert, dass der WLW die Maximalwerte beinhaltet. Aufgrund der gegenseitigen Induktionswirkung verlagert sich der WLW nach innen, während der CLV eine Verschiebung nach unten und außen erfährt. Bei einer Stromabposition von $x^* = 12.0$ haben beide Wirbel in etwa die gleiche laterale Position. In diesem Fall handelt es sich, sofern die Wirbel der gegenüberliegenden Flügelhälfte vernachlässigt werden, bei den gegenseitig induzierten Geschwindigkeiten ausschließlich um laterale Geschwindigkeiten v . Das Wirbelstärkeniveau des CLVs hat sich nochmals deutlich reduziert, wohingegen der WLW ein sehr stabiles Verhalten zeigt. Ab der Ebene $x^* = 16.0$ hat sich der CLV so weit nach außen verschoben, dass nun der WLW weiter innen liegt. Da sich der Abstand zwischen den beiden Wirbeln reduziert, wird die Drehung der Wirbel umeinander beschleunigt. Die Wirbelstärke, die dem CLV zugeordnet werden kann, ver-

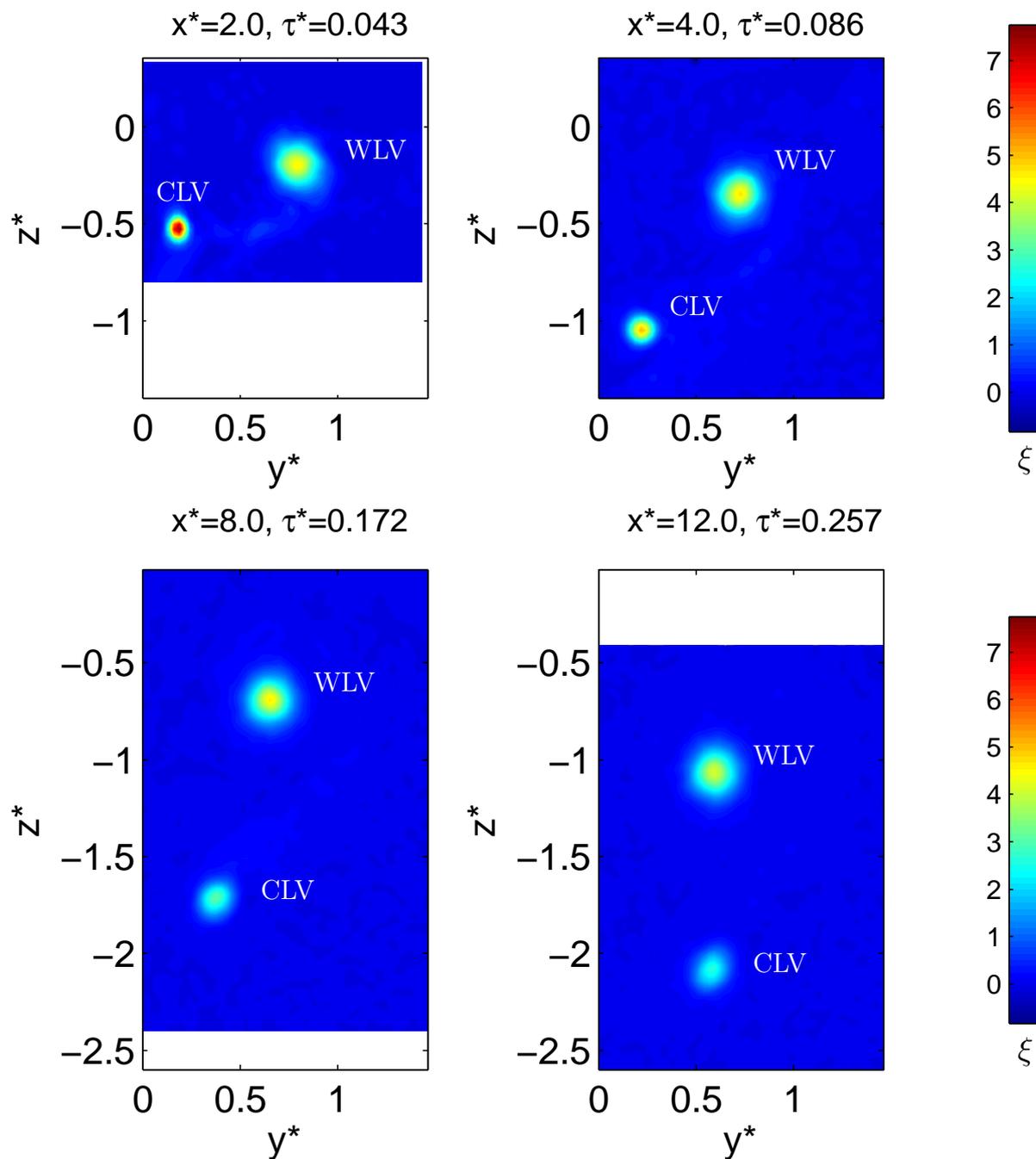


Abb. 6.4: Dimensionslose axiale Wirbelstärke ξ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 2.0, 4.0, 8.0, 12.0$

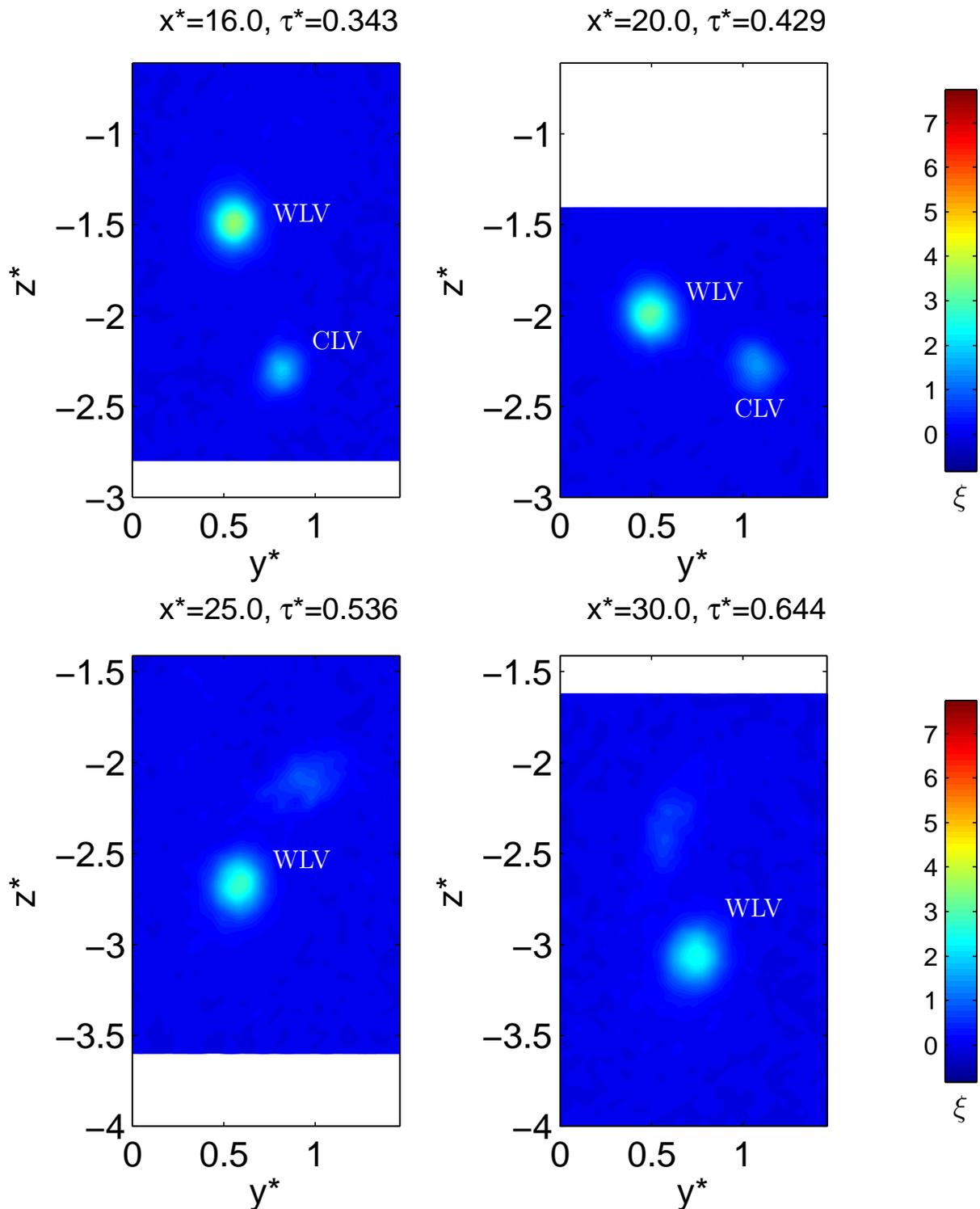


Abb. 6.5: Dimensionslose axiale Wirbelstärke ξ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 16.0, 20.0, 25.0, 30.0$

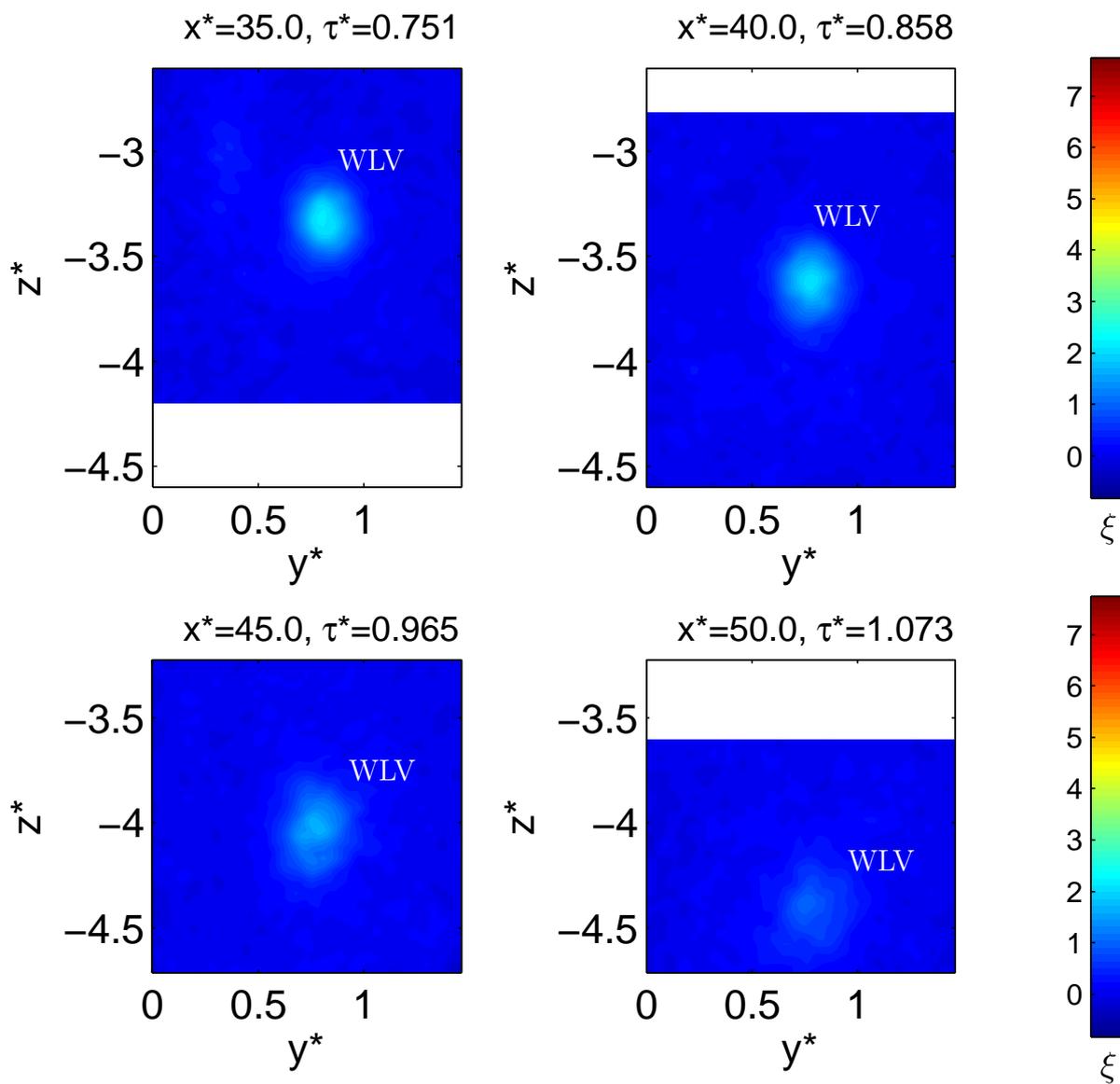


Abb. 6.6: Dimensionslose axiale Wirbelstärke ξ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 35.0, 40.0, 45.0, 50.0$

ringert sich zwischen den Ebenen $x^* = 20.0$ und $x^* = 30.0$ erheblich, wodurch der CLV ab der Querströmungsebene $x^* = 30.0$ anhand der Wirbelstärke bei der gewählten Falschfarbenverteilung nicht mehr zu identifizieren ist. Da sich der WLW zwischen den Ebenen $x^* = 25.0$ und $x^* = 30$ weiter nach außen bewegt hat, ist dennoch ein Einfluss des CLVs auf den WLW vorhanden. Ab der Querströmungsebene $x^* = 35.0$ reduziert sich die Wirbelstärke des WLVs immer weiter, wodurch der WLW in der letzten Ebene bei $x^* = 50.0$ anhand der Wirbelstärke nur noch schwer zu erkennen ist. Inwieweit der Rückgang des Wirbelstärkeniveaus auch die Zirkulation beeinflusst, kann anhand der Wirbelstärke nicht eingeschätzt werden. Zu diesem Zweck ist in Abb. 6.7 die bezogene Zirkulation Γ/Γ_0 des CLVs bzw. des WLVs in Abhängigkeit zur Stromabposition x^* dargestellt. In den ersten

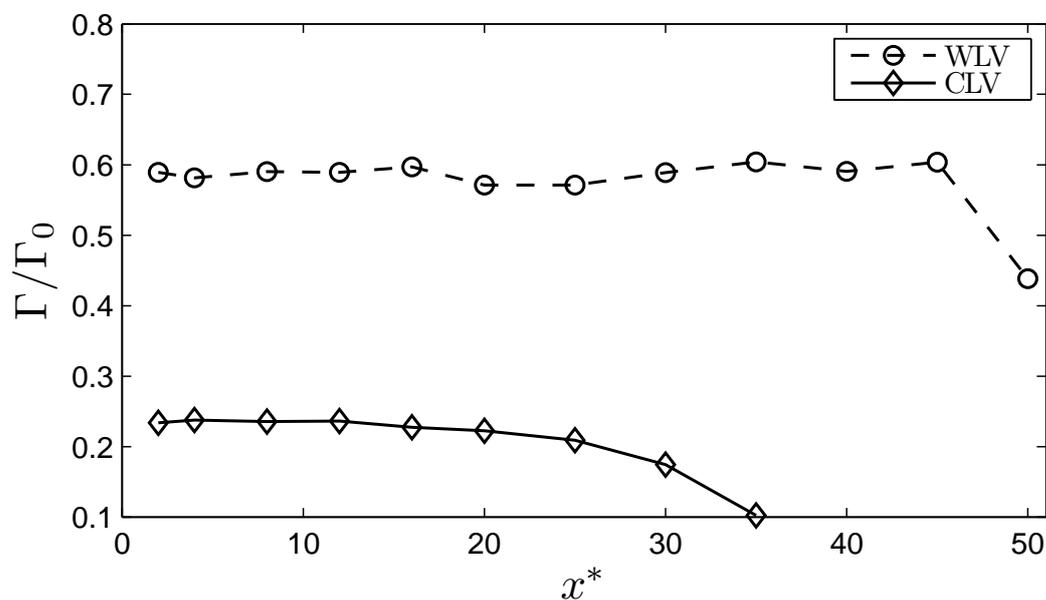


Abb. 6.7: Bezogene Zirkulation Γ/Γ_0 des CLVs und des WLVs in Abhängigkeit von der Stromabposition x^*

Querströmungsebenen enthält der WLW ca. 60% der Zirkulation und der CLV ca. 23% der gesamten Zirkulation Γ_0 . Das Wirbelsystem zeigt zunächst eine sehr stabile Entwicklung, da die Zirkulation für den CLV und WLW auf einem konstanten Niveau bleibt. Bei einer Stromabposition von $x^* = 20.0$ nimmt der Zirkulationsinhalt des CLVs ab, was bei $x^* = 35.0$ in einer vollständigen Dissipation endet. Während der CLV dissipiert, steigt für den WLW die Zirkulation geringfügig an, was auf einen Zirkulationsaustausch hindeutet. Die bei der Diskussion der Wirbelstärke beobachteten Veränderungen im Niveau der Wirbelstärke resultieren nicht aus Dissipationseffekten, da ja das Zirkulationsniveau bis zur Stromabpositionen $x^* = 45.0$ näherungsweise konstant bleibt. Ob der massive Rückgang der Zirkulation zwischen $x^* = 45.0$ und $x^* = 50.0$ auf einen Zerfall des Wirbelsystems oder auf die Randbedingung an der Ausströmebene bei $x^* = 53.0$ zurückzuführen ist, kann nicht eindeutig beantwortet werden.

6.3 Turbulenzintensität

Da der Dissipationsprozess des Wirbelsystems auch die Verteilung der Turbulenzintensitäten beeinflusst, ist in den Abb. 6.8 bis 6.10 die vertikale Turbulenzintensität w_{rms}/U_∞ in den Ebenen $x^* = 2.0, 4.0, 8.0, 12.0, 16.0, 20.0, 25.0, 30.0, 35.0, 40.0, 45.0$ und 50.0 dargestellt. In der Einströmebene bei $x^* = 2.0$ sind die Spitzenwerte der Turbulenzintensität

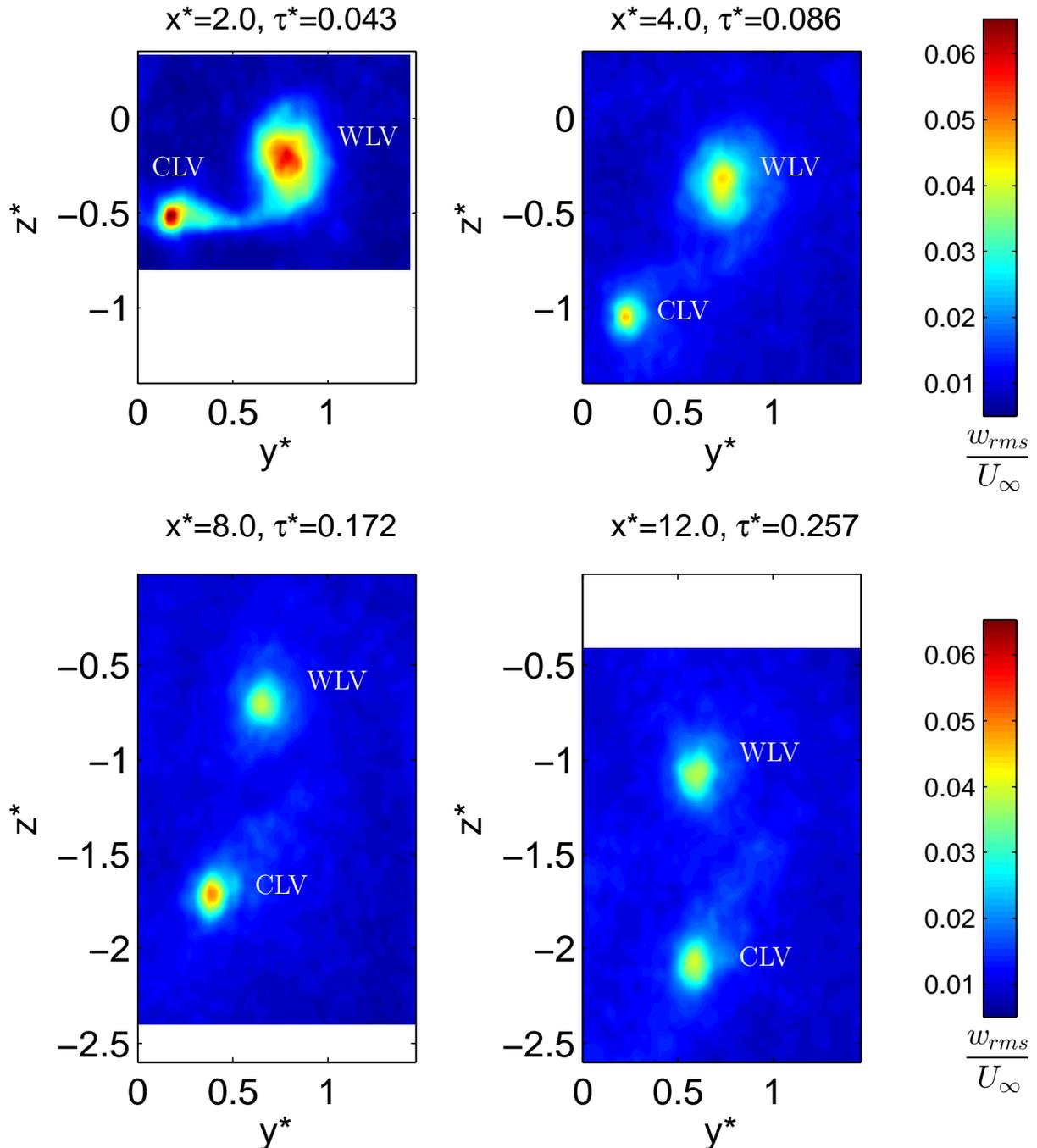


Abb. 6.8: Verteilung der vertikalen Turbulenzintensitäten w_{rms}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 2.0, 4.0, 8.0, 12.0$

innerhalb des CLVs zu finden und entsprechen mit knapp 7% der Anströmgeschwindigkeit U_∞ der experimentellen Untersuchung. Bereits an der um zwei Spannweiten weiter

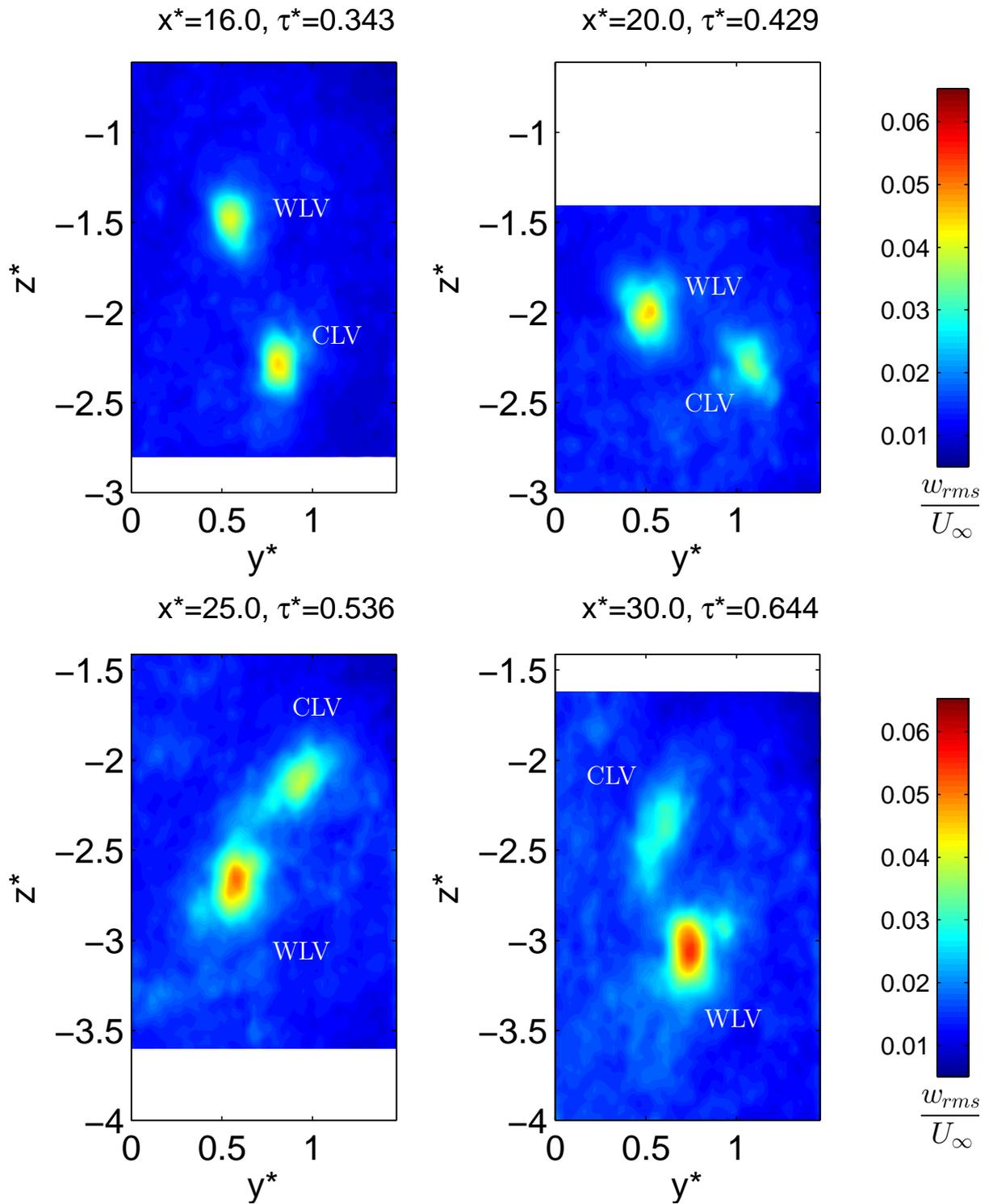


Abb. 6.9: Verteilung der vertikalen Turbulenzintensitäten w_{rms}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 16.0, 20.0, 25.0, 30.0$

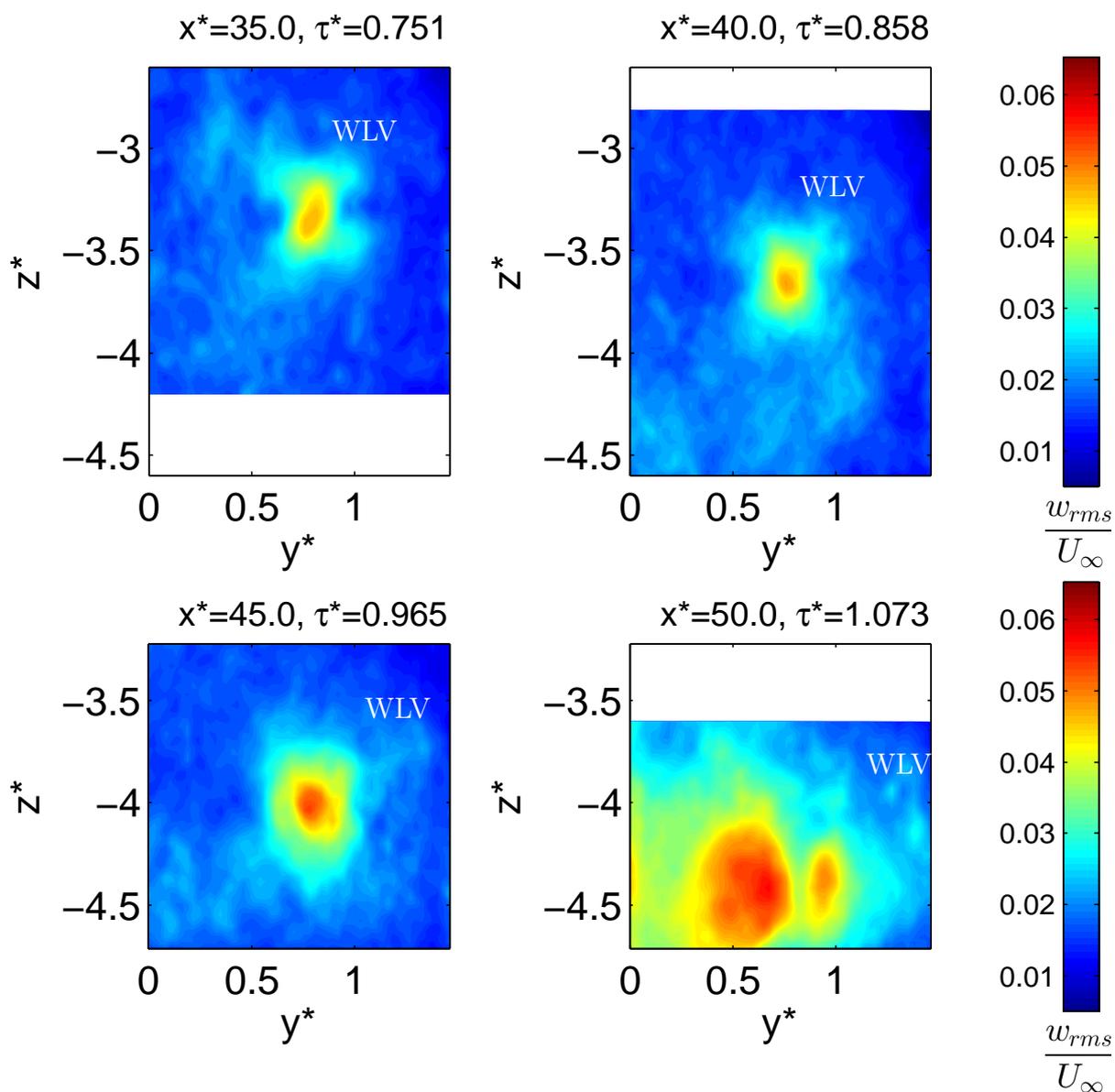


Abb. 6.10: Verteilung der vertikalen Turbulenzintensitäten w_{rms}/U_∞ bei $\alpha = 8^\circ$ bei $x^* = 35.0, 40.0, 45.0, 50.0$

stromab gelegenen Position $x^* = 4.0$ hat sich die Turbulenzintensität sowohl des CLVs als auch des WLVs deutlich reduziert. Zwischen den Wirbeln existiert ein Bereich, der eine geringe Turbulenzerhöhung aufweist, und damit auf einen Zirkulationsaustausch zwischen den Wirbeln hinweist. An der nächsten dargestellten Stromabposition bei $x^* = 8.0$ haben sich der von Turbulenz beeinflusste Bereich als auch die Maximalwerte innerhalb des WLVs weiter reduziert. Der Querschnitt, der dem CLV zugeordnet werden kann, weist nun eine ähnliche Größe wie der des WLVs auf. Im Gegensatz zum WLW steigt die Turbulenzintensität des CLVs wieder an, wobei die Spitzenwerte ca. 4% der freien Anströmung U_∞ erreichen. Bis zur Ebene $x^* = 16.0$ vergrößern sich sowohl der turbulente Bereich als auch das Turbulenzniveau des CLVs weiter, wohingegen es für den WLW lediglich zu einer geringfügigen Verzerrung des turbulenten Bereichs kommt. Zwischen den Querströmungsebenen $x^* = 16.0$ und $x^* = 20.0$ ändert sich das Verhalten des CLVs und des WLVs im Hinblick auf die Entwicklung der Turbulenzintensität. Während es für den WLW zu einer Zunahme des turbulenten Bereichs als auch des Turbulenzniveaus kommt, nehmen die räumliche Ausdehnung wie auch die Turbulenzintensität des CLVs ab. Auffallend ist auch, dass es im Gegensatz zu den Querströmungsebenen bis $x^* = 16.0$ auch außerhalb der Wirbel zu einem Anstieg der Turbulenz kommt. An der Stromabposition $x^* = 25.0$ hat die Turbulenz innerhalb des WLVs weiter zugenommen. Der abnehmende Trend für den CLV hat sich bei $x^* = 25.0$ wieder umgekehrt, was sich an einer geringfügigen Zunahme des Turbulenzniveaus zeigt. Wie bereits bei der Diskussion der axialen Wirbelstärke ξ ist der CLV anhand der Turbulenzintensität w_{rms}/U_∞ nur bis zur Ebene $x^* = 30.0$ zu erkennen. Während das Turbulenzniveau des WLVs wieder auf Spitzenwerte von über 5% der Anströmgeschwindigkeit ansteigt, hat es sich für den CLV gegenüber der Position $x^* = 25.0$ verringert. Bei $x^* = 35.0$ kann nur noch dem WLW ein turbulenter Bereich zugeordnet werden. Neben einer Reduktion der absoluten Turbulenzwerte auf ca. 4% der freien Anströmung, hat sich auch die ovale Form des turbulenten Bereichs verändert. Die in der Außenströmung enthaltene Turbulenz ist weiter angestiegen und bestimmt das Bild der Turbulenzverteilung erheblich. Zwischen den Querströmungsebenen $x^* = 35.0$ und $x^* = 40.0$ ändert sich das Niveau der Turbulenzverteilung kaum, wohingegen der turbulente Bereich des WLVs sich wieder abgerundet hat. In der Querströmungsebene bei $x^* = 45.0$ kommt es dann zu einer deutlichen Zunahme des Turbulenzniveaus auf ca. 5% in der Spitze als auch zu einer Zunahme des turbulenten Querschnitts des WLVs. Für die Stromabposition bei $x^* = 50.0$ ist von einem Zerfall des Wirbelsystems auszugehen. Da hier der von Turbulenz gekennzeichnete Bereich derart stark zugenommen hat, dass in unmittelbarer Nähe der Symmetrieebene hohe Turbulenzintensitäten herrschen, muss von einem Kontakt der Wirbelröhren ausgegangen werden. Diese Annahme spiegelt sich auch in dem beschriebenen starken Rückgang der Wirbelstärke zwischen den Querströmungsebenen $x^* = 45.0$ und $x^* = 50.0$ wider.

6.4 Räumliche Entwicklung

Aufgrund des deutlich stabileren Verhaltens des CLVs und der dadurch verursachten Wechselwirkung mit dem WLV verhält sich auch die räumliche Entwicklung innerhalb der Freiflugrechnungen anders, als dies im Experiment zu beobachten war. Dazu sind in Abb.6.13 die Trajektorien des WLVs und des CLVs in der x - z - bzw. y - z -Ebene dargestellt. Wie bereits anhand der Verteilung der Wirbelstärke bzw. Turbulenzintensität zu sehen war, kann der CLV bis zu einer Stromabposition von $x^* = 35.0$ beobachtet werden. Aufgrund des induzierten Abwindes der anderen drei Wirbel erfährt der CLV zunächst eine Verschiebung nach unten, die im Vergleich mit der des WLVs deutlich höher ausfällt. Mit steigender Entfernung zwischen dem CLV und dem WLV reduziert sich auch der Abwind und dadurch der Anstieg der vertikalen Verschiebung. Die Trajektorie des CLVs weist deshalb bis zu einer Position von ca. $x^* = 15.0$ eine Linkskrümmung auf. Das dort existierende Minimum zeigt an, dass die Summe der induzierten Vertikalgeschwindigkeiten hier verschwindet. Anhand der Wirbelstärkeverteilung konnte für den CLV und den WLV bei einer Stromabposition von ca. $x^* = 12.0$ eine in etwa gleiche laterale Position beobachtet werden. Da aber die auf der gegenüberliegenden Flügelhälfte gelegenen Wirbel einen Abwind induzieren, befindet sich das Minimum an einer weiter stromab gelegenen Position. Ab einer Stromabposition von $x^* = 15.0$ bewegt sich der CLV aufgrund des Aufwindes, der durch den WLV induziert wird, wieder aufwärts. An der Position $x^* = 25.0$ tritt ein zweites Minimum im Verlauf der y - z -Trajektorie auf. Hier verschwindet die Summe der induzierten Vertikalgeschwindigkeiten ebenfalls, wobei sich der CLV jetzt oberhalb des WLV befindet. Der CLV sinkt dann bis zu seiner vollständigen Dissipation an der Stromabposition bei $x^* \approx 35.0$ nochmals ab. Aufgrund der gegenseitigen Beeinflussung weist auch die Trajektorie des WLVs eine Krümmung auf, die jedoch verglichen mit der des CLV deutlich geringer ist und ein umgekehrtes Vorzeichen aufweist. Die Trajektorien in der y - z -Ebene zeigen für den CLV eine starke Verschiebung nach außen, was durch die horizontalen Geschwindigkeiten, die der gleichsinnig drehende WLV induziert, verursacht wird. Bei einer Stromabposition von $x^* = 20.0$ hat der CLV die maximale laterale Verschiebung nach außen erfahren, bevor er dann wieder nach innen wandert. Der WLV erfährt eine gegenüber dem CLV entsprechend umgekehrte laterale Verschiebung, die ihn bis zu einer Stromabposition von $x^* = 20.0$ zunächst nach innen wandern lässt. Anschließend kehrt sich die Induktionswirkung des CLVs um, und es erfolgt eine Verschiebung weiter nach außen. Nachdem der CLV bei $x^* = 35.0$ vollständig dissipiert ist, verharrt der WLV an einer lateralen Position zwischen $y^* = 0.75 - 0.8$. Die gegenseitige Induktionswirkung des CLVs und des WLVs ist neben dem Zirkulationsverhältnis vor allem durch den Abstand $d_{\text{WLV-CLV}}$ der beiden Wirbel beeinflusst. In Abb. 6.14 ist deshalb der Abstand $d_{\text{WLV-CLV}}$ zwischen den Zentren des WLVs und des CLVs in Abhängigkeit der Stromabposition x^* dargestellt. Der Abstand $d_{\text{WLV-CLV}}$ zwischen dem

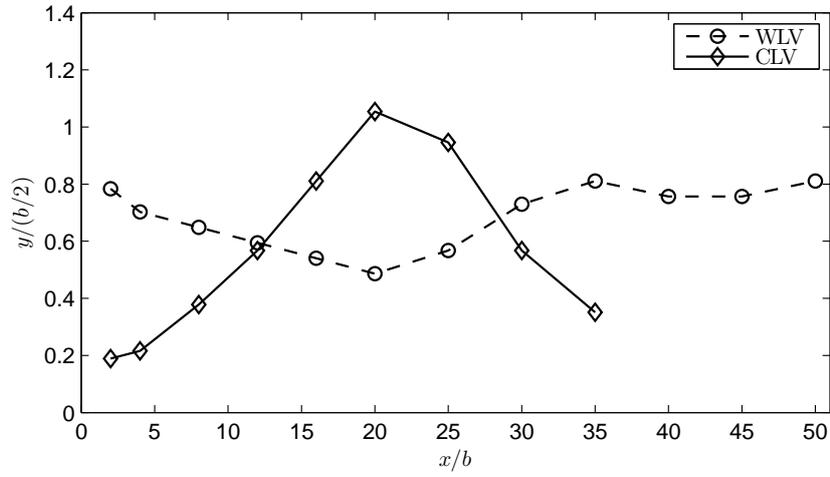


Abb. 6.11: Trajektorien in der x - y -Ebene

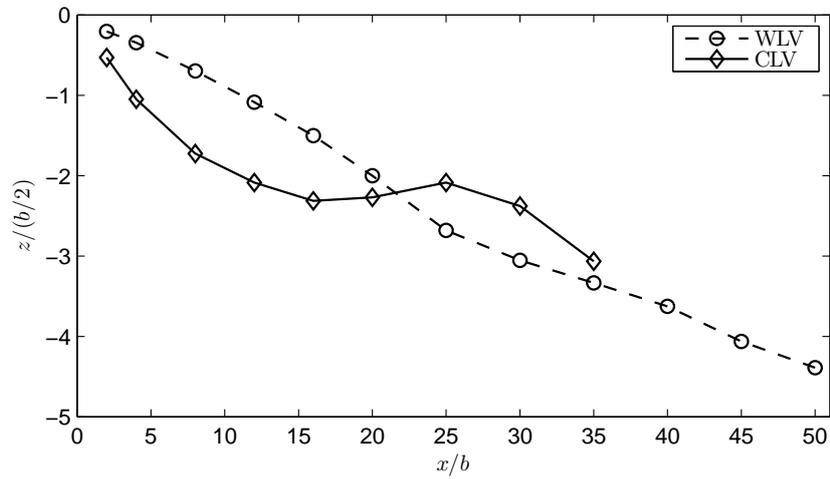


Abb. 6.12: Trajektorien in der x - z -Ebene

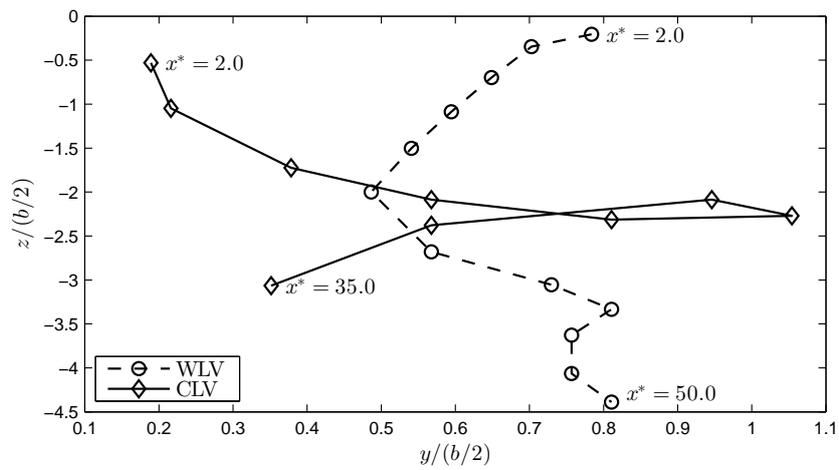


Abb. 6.13: Trajektorien in der y - z -Ebene

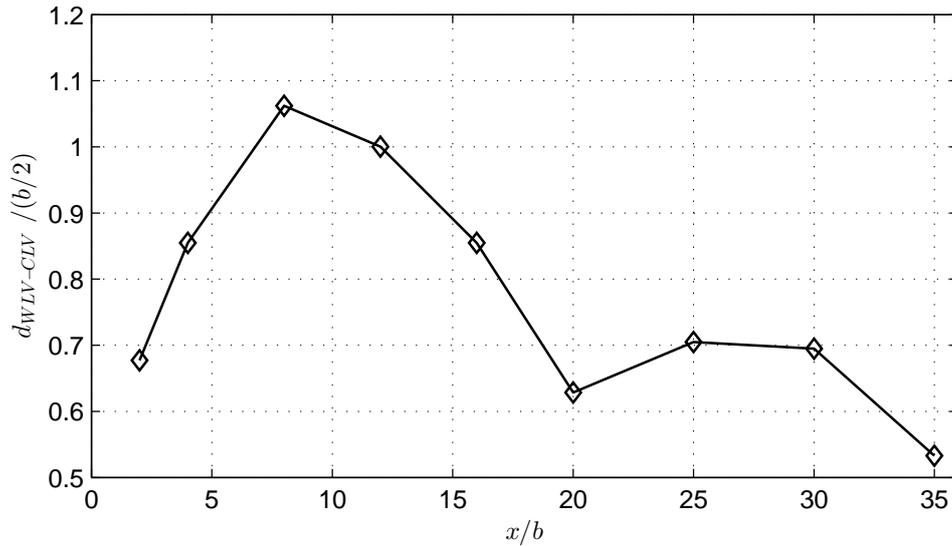


Abb. 6.14: Abstand $d_{\text{WLV-CLV}}$ des CLVs und WLVs in Abhängigkeit von der Stromabposition x^*

WLV und dem CLV steigt bis zur Querströmungsebene $x^* = 8.0$ zunächst an. Da sich der CLV an den Stromabpositionen bis $x^* = 8.0$ in der Nähe der Symmetrieebene, an der ein hohes Abwindfeld herrscht, befindet, kommt es zu einer starken vertikalen Verschiebung nach unten. Bei einer Stromabposition von $x^* = 8.0$ hat sich die Position des CLVs gegenüber dem WLV soweit verändert, dass der Abwind durch den WLV nur noch gering ist. Da der CLV unterhalb des WLVs liegt, erfährt der WLV durch die Wirbel der gegenüberliegenden Flügelhälfte einen höheren Abwind als der CLV. Dadurch kommt es zu einer Annäherung in vertikaler Richtung. Bis zur Querströmungsebene $x^* = 12.0$, an der sie in etwa die gleiche laterale Lage haben, nähern sich der WLV und CLV auch in horizontaler Richtung an. Da der CLV nach der Ebene $x^* = 12.0$ weiter außen liegt, induziert der WLV einen Aufwind, was die Annäherung in vertikaler Richtung zusätzlich verstärkt. Zwischen den Stromabpositionen $x^* = 20.0$ und $x^* = 25.0$ entfernen sich der WLV und der CLV aufgrund der gegenseitig induzierten Geschwindigkeiten, bis es dann wieder zu einer Annäherung kommt, die schließlich im Verschmelzen der beiden Wirbel endet. Um die angesprochene Querschnittserweiterung zu veranschaulichen, ist in Abb. 6.15 der Kernradius r_c des WLVs in Abhängigkeit der Stromabposition x^* dargestellt. Der viskose Kernradius r_c des WLV liegt während der stromab Entwicklung des Wirbelsystems in einem Bereich zwischen 10% und 20% Halbspannweiten $b/2$. Da der Radius r_v des Wirbelstärkekerns den drehungsbehafteten Bereich des WLVs beschreibt, weist er Werte auf, die im Allgemeinen um ca. 10% der Halbspannweite höher sind als die des viskosen Kernradius. Aufgrund der starken Querschnittserweiterung des WLVs kommt es dann bei $x^* = 45.0$ zu einer deutlichen Zunahme der Wirbelstärke radien r_c und r_v . Die Bestimmung der Radien r_v bzw. r_c und der Zirkulation Γ sind auch im Hinblick auf die Modellierung des Verlaufs der Umfangsgeschwindigkeit V_θ von Bedeutung.

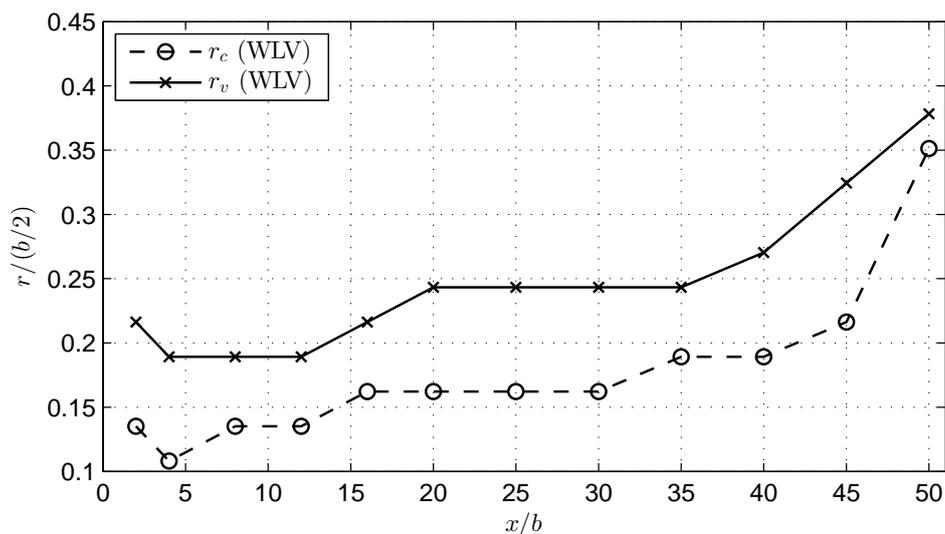


Abb. 6.15: Kernradien r_c und r_v des WLVs in Abhängigkeit der Stromabposition x^*

6.5 Geschwindigkeitsverlauf und Wirbelmodell

Wie bereits bei der Diskussion der experimentellen Ergebnisse, soll auch für das numerisch bestimmte Geschwindigkeitsfeld versucht werden, die Geschwindigkeitsverteilung durch das modifizierte 2-Skalenmodell zu approximieren. Zu diesem Zweck ist in den Abb. 6.16 bis 6.17 die auf die Anströmgeschwindigkeit bezogene Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}/U_∞ in einem horizontalen Schnitt durch das Wirbelzentrum an den Stromabpositionen $x^* = 4.0, 12.0, 20.0$ und 40.0 dargestellt. Aufgrund des wesentlich stabileren Verhaltens des CLVs gegenüber der Windkanaluntersuchung, ist im Gegensatz zur experimentellen Untersuchung, bei der mit einem Parameter von $n = 0.9$ die beste Übereinstimmung erzielt wurde, für den Freiflugfall mit $n = 1.5 \mp 0.5$ der Geschwindigkeitsverlauf am besten approximiert. Die größten Abweichungen treten im Bereich zwischen dem Wirbelzentrum und $y^* = 0.0$ auf. Obwohl auch der WLW der gegenüberliegenden Flügelhälfte berücksichtigt wurde, liefert das Wirbelmodell einen zu geringen Abwind. Der Gradient des Geschwindigkeitsprofils im Wirbelkern wird bis zur Ebene $x^* = 12.0$ gut wiedergegeben. An weiter stromab gelegenen Positionen ergibt sich mit dem 2-Skalenmodell jedoch ein zu flacher Verlauf. Berücksichtigt man, dass das 2-Skalenmodell für Wirbelsysteme an Transportflugzeugen erstellt wurde, ist die erreichte Übereinstimmung dennoch sehr gut.

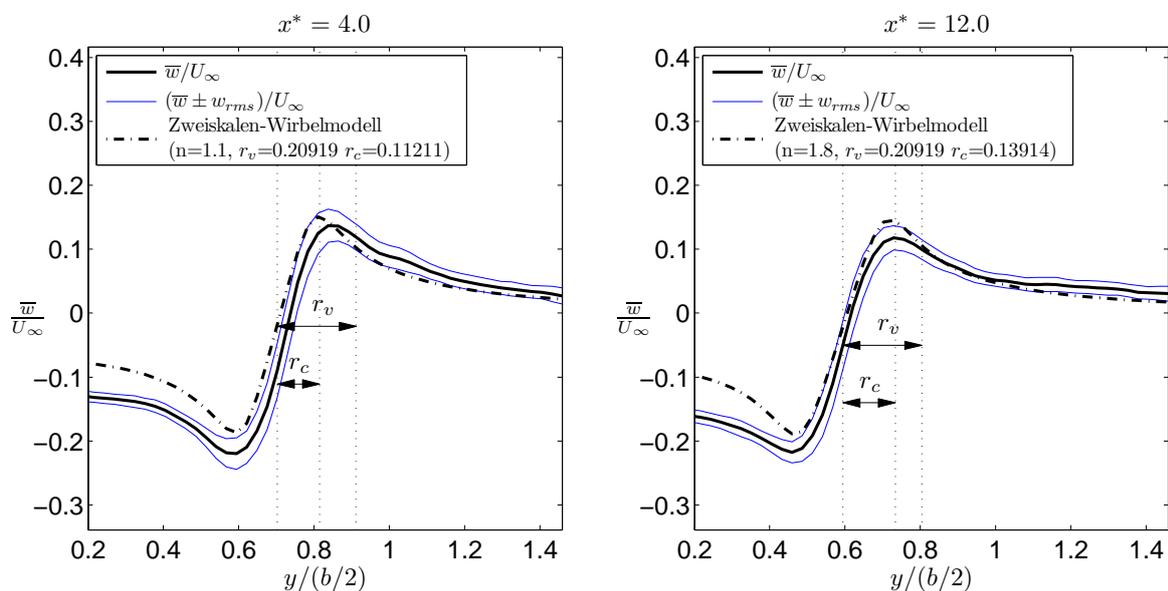


Abb. 6.16: Geschwindigkeitsprofil des WLVs bei $x^* = 4.0$ und 12.0 bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$

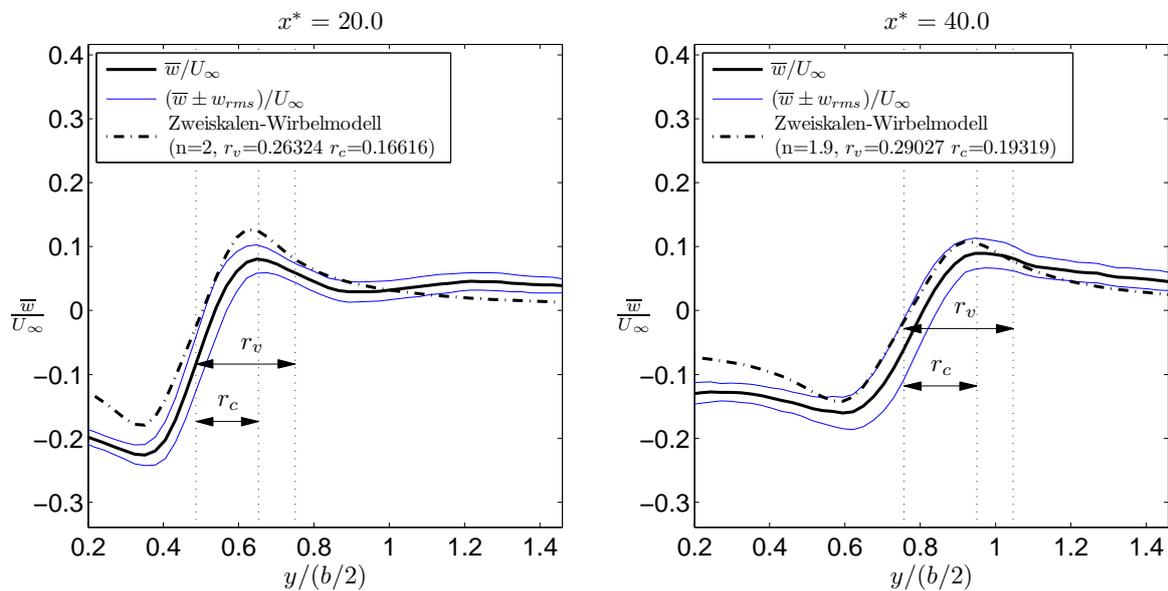


Abb. 6.17: Geschwindigkeitsprofil des WLVs bei $x^* = 20.0$ und 40.0 bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$

7 Luftkräfte beim Einfliegen in das Nachlaufwirbelsystem

Die Möglichkeiten zur Berechnung der instationären Luftkräfte beim Einfliegen in das Nachlaufwirbelsystem erstrecken sich von einfachen potentialtheoretischen Methoden [16, 17, 63] bis hin zu komplexeren Rechnungen auf Basis der Euler- oder Navier-Stokes-Gleichungen [80]. Unterwirft man die relative Bewegung des voraus- und einfliegenden Flugzeugs keinerlei Einschränkungen, so ergibt sich eine sehr hohe Anzahl an möglichen Fällen. Um den rechnerischen Aufwand möglichst gering zu halten, werden deshalb potentialtheoretische Methoden für die Berechnung der instationären Luftkräfte verwendet. Grundlage bildet dabei das stationäre Tragflächenverfahren, das dahingehend erweitert wurde, dass auch dem instationären Charakter des Nachlaufproblems Rechnung getragen wird.

7.1 Potentialtheoretisches Verfahren

Mit dem Tragflächenverfahren von Truckenbrodt [79] kann die stationäre Druckverteilung an einem dreidimensionalen Tragflügel bestimmt werden. Das Verfahren liefert bei Vorgabe des lokalen Anstellwinkels α an definierten Aufpunkten die spannweiteige Verteilung der dimensionslosen Zirkulation $\gamma(\eta) = \frac{c_a(\eta)l(\eta)}{2b} = \Gamma/bU_\infty$ und des Nickmoments $\mu(\eta) = \frac{c_m(\eta)l(\eta)}{2b}$. Der Beiwert der Druckdifferenz Δc_p ergibt sich zu

$$\Delta c_p(X, \eta) = \frac{2b}{l(\eta)} [h_0(X)\gamma(\eta) + 4h_1(X)\mu(\eta)]. \quad (7.1)$$

Die Ansatzfunktionen h_0 und h_1 für die Druckverteilung in Tiefenrichtung sind über die Beziehungen

$$h_0(X) = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{1-X}{X}} \quad \text{und} \quad h_1(X) = \frac{2}{\pi} (1-4X) \sqrt{\frac{1-X}{X}} \quad (7.2)$$

gegeben [73]. $X = \frac{x-x_v(\eta)}{l(\eta)}$ stellt die relative Rücklage von der Vorderkante aus gemessen im spannweitigen Schnitt $\eta = y/s$ dar.

7.1.1 Flügelgeometrie und Wahl der Aufpunkte

Der Flügelgrundriss, an dem die Luftkräfte aufgrund des Nachlaufwirbelsystems bestimmt werden sollen, ist identisch mit dem des Windkanalmodells. Da der Rumpf unberücksichtigt bleibt, verringert sich die Streckung auf einen Wert von $\Lambda = 2.16$. Das Verfahren ist so implementiert, dass die Aufpunkte wahlweise nach Truckenbrodt auf der $l/4$ -Linie und der Hinterkante oder nach Multhopp bei 34.5% und 90.5% der örtlichen Flügeltiefe verteilt werden können. Obwohl für sämtliche Berechnungen zwei Aufpunkte in Tiefen-

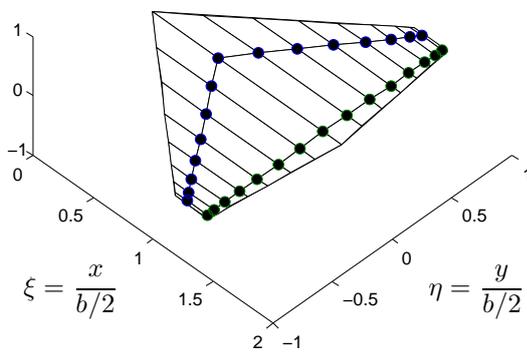


Abb. 7.1: Verteilung der Aufpunkte nach Multhopp

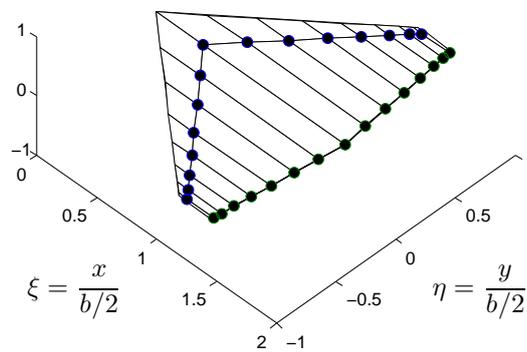


Abb. 7.2: Verteilung der Aufpunkte nach Truckenbrodt

richtung verwendet werden, kann grundsätzlich eine beliebige Anzahl von Aufpunkten, wie in [15] beschrieben, vorgegeben werden. In Spannweitenrichtung erfolgt eine äquidistante Verteilung der Aufpunkte nach Multhopp

$$\vartheta_\nu = \frac{\nu\pi}{M+1} \quad (7.3)$$

Für einen konstanten Anstellwinkel $\alpha = 1 \text{ rad}$ ist in Abbildung 7.3 die Auftriebs- und Nickmomentenverteilung in Spannweitenrichtung dargestellt.

Beim Durchfliegen des Nachlaufwirbelsystems variiert der lokale Anstellwinkel am Flügel in der Regel sowohl in Tiefen- als auch in Spannweitenrichtung. Dadurch ergibt sich eine unsymmetrische Zirkulationsverteilung, die Roll- und Nickmomente am Tragflügel hervorruft. Eine Diskretisierung des Einflugmanövers in n Zeitschritte, an denen die Anstellwinkelverteilung bekannt ist, ermöglicht mit dem stationären Tragflächenverfahren die Berechnung der quasistationären Lasten während des Manövers. Instationäre Luftkräfte weisen gegenüber dem quasistationären Wert eine Amplitudenänderung und eine Phasenverschiebung auf. Dabei kann zwischen einem zirkulatorischen und nicht-zirkulatorischen Anteil unterschieden werden. Letzterer ist als eine Art Trägheit des Fluids zu verstehen, die beispielsweise bei einer Schlagschwingung des Flügels in einer Kraft resultiert. Dieser

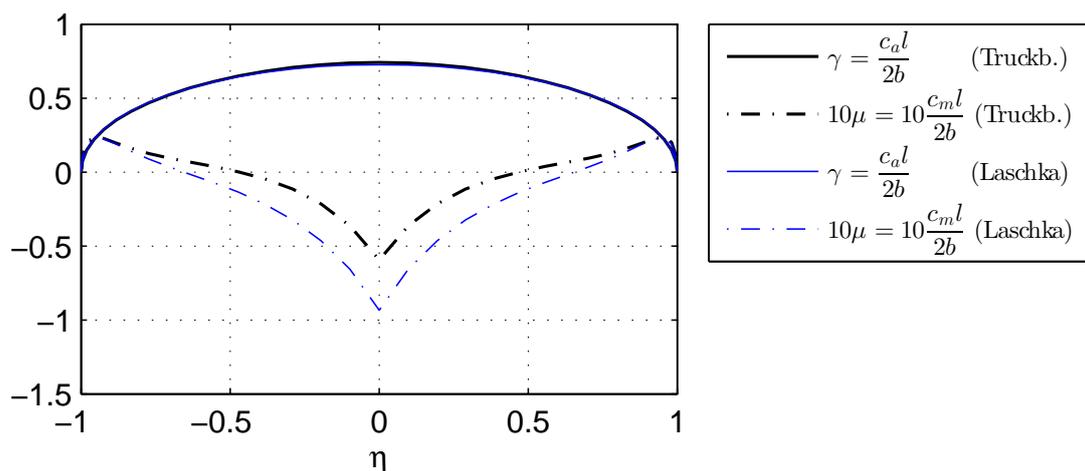


Abb. 7.3: Auftriebs- und Nickmomentenverteilung längs Spannweite ($\alpha = 1rad$) nach Truckenbrodt bzw. Laschka

Anteil spielt vor allem beim sogenannten Flügelflattern eine Rolle, kann aber ansonsten vernachlässigt werden [81]. Der zirkulatorische Anteil resultiert aus der Änderung der gebundenen Zirkulation während eines instationären Manövers. Da sich die gesamte Zirkulation nicht ändern kann, schwimmt an der Hinterkante eine Wirbelschicht ab, deren Zirkulation identisch der Änderung der gebundenen Zirkulation am Flügel ist. Die instationäre Tragflächengleichung stellt die allgemeinste Form des instationären Auftriebsproblems auf Grundlage des Beschleunigungspotentials dar. Ihre Lösung ist für harmonische Anregungen bzw. durch Verfahren wie beispielsweise die Duhamel-Synthese auch für beliebige zeitliche Anregungen möglich. Andere Verfahren, die auf dem Geschwindigkeitspotential beruhen, berücksichtigen den zirkulatorischen Auftriebsanteil, indem nicht nur der Tragflügel durch eine Wirbelschicht modelliert wird, sondern auch die abschwimmende Wirbelschicht berücksichtigt wird. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren setzt auf dem Gedanken der abschwimmenden Wirbelschicht auf, jedoch unterscheidet sich der Lösungsansatz deutlich von den bekannten Verfahren.

7.1.2 Erweiterung zur Berücksichtigung von instationären Effekten

In Abb. 7.4 ist die spannweite Zirkulationsverteilung $\Gamma(\eta, t)$ zu zwei Zeitpunkten während des instationären Manövers dargestellt. Der Zeitpunkt t_0 kennzeichnet einen stationären Flugzustand, von dem aus das instationäre Manöver eingeleitet wird. Im Rahmen des stationären Tragflächenverfahrens wird der Flügel in Elementarflügel aufgeteilt. Auf jedem dieser Elementarflügel werden in Tiefenrichtung infinitesimale Hufeisenwirbel angeordnet, sodass der Flügel durch eine Wirbelschicht ersetzt wird. Aufgrund der Annahme, dass es sich um ein stationäres Problem handelt, befindet sich der Anfahrwirbel sehr weit stromab. Deshalb reichen die zur Modellierung verwendeten Hufeisenwirbel bis ins Unendliche. Für eine Berücksichtigung von instationären Effekten muss zunächst der Einfluss

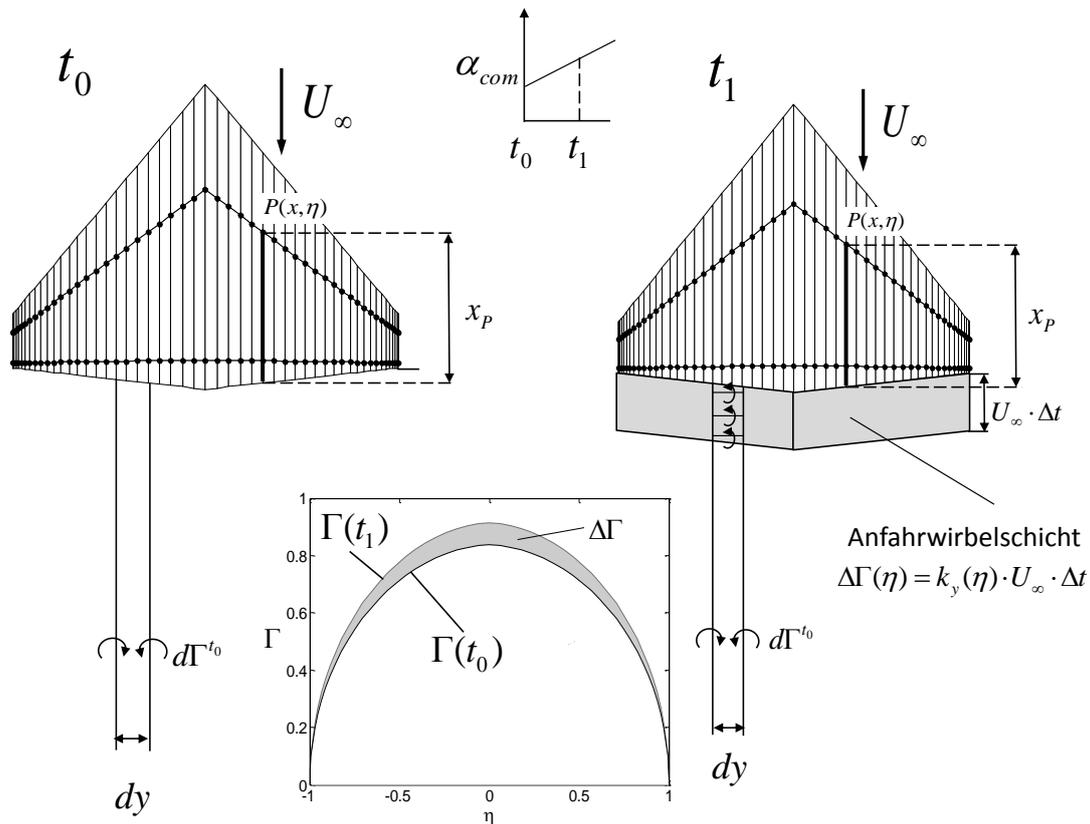


Abb. 7.4: Änderung der gebundenen Zirkulation und abschwimmenden Wirbelschicht während eines instationären Manövers

der von der Hinterkante abschwimmenden Wirbelschicht zwischen den Zeitpunkten t_0 und t_1 berücksichtigt werden. Die Größe $\alpha(t)$ gibt dabei den Anstellwinkel an, der sich aus der zeitabhängigen Anströmung bzw. Bewegung oder Verformung des Tragflügels ergibt. Der Anstellwinkel $\alpha(t)$ kann über der Tragfläche variieren, sodass $\alpha(t) = \alpha(x, \eta, t)$ gilt. Für eine anschauliche Beschreibung des Verfahrens wird jedoch im Folgenden von einem räumlich konstanten Anstellwinkel $\alpha(t)$ ausgegangen.

Die abgeschwommene Wirbelschicht zwischen den Zeitpunkten t_0 und t_1 hat eine Ausdehnung, die dem Produkt aus der Anströmgeschwindigkeit U_∞ und dem Zeitschritt Δt entspricht. Je nachdem, ob die gebundene Zirkulation am Flügel zwischen den Zeitpunkten t_0 und t_1 steigt oder sinkt, induziert die abschwimmende Wirbelschicht einen Ab- bzw. Aufwind auf dem Flügel, sodass dem Anstellwinkel $\alpha(t)$ ein induzierter Anstellwinkel $\alpha_i(t)$ überlagert werden muss. Der effektive Anstellwinkel α_{eff} , der also tatsächlich am Tragflügel vorliegt, setzt sich somit aus den zwei Anteilen

$$\alpha_{eff}(t) = f(\alpha(t), \alpha_i(t)) \quad (7.4)$$

zusammen. Setzt man voraus, dass das instationäre Manöver aus einem stationären Flugzustand heraus erfolgt, kann für den Zeitpunkt t_0 eine stationäre Lösung mit $\alpha_{eff} = \alpha$

für die spannweite Zirkulationsverteilung mit Hilfe des Tragflächenverfahrens bestimmt werden. Unter der Annahme, dass die Zirkulationsverteilung innerhalb der abgeschwommenen Wirbelschicht bekannt ist, könnte zum Zeitpunkt t_1 die Zirkulationsverteilung über eine weitere stationäre Rechnung angenähert werden, indem zusätzlich der induzierte Anstellwinkel α_i an allen Aufpunkten berücksichtigt wird. Der Ab- oder Aufwind an einem Aufpunkt $x_P(\eta)$ kann mit Hilfe des Biot-Savartschen Gesetzes bestimmt werden. Dazu wird die abschwimmende Wirbelschicht in endliche Wirbelfäden diskretisiert. Die Diskretisierung in Spannweitenrichtung entspricht der Diskretisierung des Tragflächenverfahrens. In Tiefenrichtung wurde die Wirbelschicht in sechs Bereiche unterteilt, die eine Tiefe von $U_\infty \cdot \Delta t / 6$ aufweisen. Die einzelnen Wirbel werden in der Mitte der Diskretisierungsflächen platziert. Für einen ausreichend kleinen Zeitschritt Δt kann die Wirbeldichte als konstant über die Tiefe der Wirbelschicht angenommen werden ($k_y(x', \eta) = k_y(\eta)$). Die induzierte Geschwindigkeit aller Wirbelfäden wird für jeden Aufpunkt aufsummiert. Dadurch kann der effektive Anstellwinkel $\alpha_{eff}(x_P, \eta) = \arctan((w_\infty + w_P(x_P, \eta))/U_\infty)$ bestimmt werden. Eine stationäre Rechnung mit dem effektiven Anstellwinkel $\alpha_{eff}(x_P, \eta, t)$ liefert dann die Auftriebs- und Nickmomentenverteilung zum Zeitpunkt t_1 , die einer instationären Rechnung mit dem Anstellwinkel $\alpha(t)$ entsprechen.

Da jedoch die Zirkulation Γ_1 zum Zeitpunkt t_1 unbekannt ist, kann die abgeschwommene Zirkulation $\Delta\Gamma$ zunächst nicht bestimmt werden. Mit Hilfe einer Iteration ist es jedoch möglich, die Zirkulation Γ_1 zum Zeitpunkt t_1 zu approximieren. Während des ersten Iterationsschrittes wird der kommandierte Anstellwinkel $\alpha_1(t_1)$ zum Zeitpunkt t_1 verwendet, um eine stationäre Zirkulationsverteilung Γ_1^0 zu bestimmen. Der hochgestellte Index kennzeichnet dabei den Iterationsschritt. Die Zirkulation der abgeschwommenen Wirbelschicht für diesen ersten Iterationsschritt ergibt sich zu $\Delta\Gamma_1^0 = \Gamma_1^0 - \Gamma_0$. Der Abwind $w_P(x_P, \eta)$ an den Aufpunkten kann dann über das Biot-Savartsche Gesetz angegeben werden, vgl. Abb. 7.5. Da die Zirkulation in Spannweitenrichtung veränderlich ist, ergibt sich unter

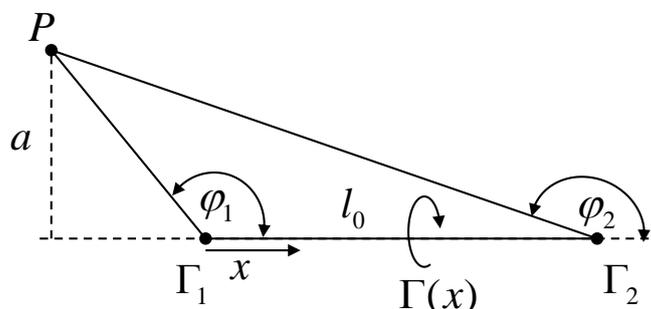


Abb. 7.5: Das Biot-Savartsche Gesetz für eine gerade Wirbellinie mit veränderlicher Zirkulation

der Annahme einer linearen Veränderung zwischen zwei Stützstellen für die Zirkulation

der Zusammenhang

$$\Gamma(x) = \Gamma_1 + \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{l_0} \cdot x. \quad (7.5)$$

Für die Veränderliche x erhält man durch Umformungen

$$x = a \left(\frac{1}{\tan(\pi - \varphi)} - \frac{1}{\tan(\pi - \varphi_1)} \right). \quad (7.6)$$

Damit ergibt sich für die induzierte Geschwindigkeit am Ort P

$$\begin{aligned} w &= \frac{1}{4\pi a} \int_{\varphi=\varphi_1}^{\varphi_2} \Gamma(\varphi) \sin \varphi d\varphi = \\ &= \frac{1}{4\pi a} \int_{\varphi=\varphi_1}^{\varphi_2} \left(\Gamma_1 + \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{l_0} a \left(\frac{1}{\tan(\pi - \varphi)} - \frac{1}{\tan(\pi - \varphi_1)} \right) \right) \sin \varphi d\varphi. \end{aligned} \quad (7.7)$$

Führt man die Integration aus, folgt für die induzierte Geschwindigkeit

$$\begin{aligned} w &= - \frac{1}{4\pi l_0 \sin \varphi_1} (\Gamma_1 - \Gamma_2 - (\Gamma_1 + \Gamma_2) \cos(\varphi_1 - \varphi_2)) - \\ &\quad - \frac{1}{8\pi a \sin \varphi_1} (\Gamma_1 (\sin(\varphi_1 - \varphi_2) - \sin(2\varphi_1) + \sin(\varphi_1 + \varphi_2))) \end{aligned} \quad (7.8)$$

Die Länge l_0 des Wirbelfadens kann zusätzlich über

$$l_0 = a \left(\frac{1}{\tan(\pi - \varphi_2)} - \frac{1}{\tan(\pi - \varphi_1)} \right) \quad (7.9)$$

ausgedrückt werden. Mit $w_P(x_P, \eta)$ liegt auch der effektive Anstellwinkel α_{eff}^0 vor. Da bei der Berechnung Γ_1^0 kein Anfahrwirbel berücksichtigt wurde, ist davon auszugehen dass $\Gamma_1^0 > \Gamma_1$ ist, wobei Γ_1 die gesuchte instationäre Zirkulationsverteilung zum Zeitpunkt t_1 kennzeichnet. Dadurch ist auch die Zirkulation $\Delta\Gamma_1^0$ innerhalb der abgeschwommenen Wirbelschicht zu groß, was wiederum einen zu hohen Abwind $w_P(x_P, \eta)$ und einen zu hohen induzierten Anstellwinkel α_i^0 zur Folge hat. Der effektive Anstellwinkel α_{eff}^0 weist dadurch gegenüber dem gesuchten Anstellwinkel α_{eff} einen zu niedrigen Wert auf. Verwendet man im nächsten Iterationsschritt dennoch α_{eff}^0 führt dies auf eine zu geringe Zirkulation Γ_1^1 und damit zu einem zu geringen $\Delta\Gamma_1^1$ bzw. Abwind $w_P(x_P, \eta)^1$. Bei jedem weiteren Iterationsschritt erfolgt ein Vergleich der aktuellen Zirkulation mit der des vorangegangenen Iterationsschritts über die Fehlerfunktion $e_{it} = \sum \|\Gamma_1^{n-1} - \Gamma_1^n\|$. Unterschreitet e_{it} einen definierten Grenzwert, ist davon auszugehen, dass die instationäre Lösung ausreichend genau approximiert wurde und die abgeschwommene Wirbelschicht $\Delta\Gamma_1^n$ dem gesuchten Wert $\Delta\Gamma_1$ entspricht.

Für alle weiteren Zeitschritte wird die Wirbelschicht $\Delta\Gamma_1^n$ entsprechend um den Wert $U_\infty \cdot i \cdot \Delta t$ stromabwärts verschoben. Der kommandierte Anstellwinkel α wird vor der Berechnung des nächsten Zeitschritts um den Abwind der Anfahrwirbelschichten aller

vorangegangenen Zeitschritte korrigiert.

Bisher wurde jedoch nicht berücksichtigt, dass sich auch die freie Wirbelschicht im Nachlauf ändert. Der Hufeisenwirbel bildet zusammen mit dem Anfahrwirbel einen geschlossenen Wirbelring. Geht man von einer Anfahrwirbelschicht aus, ändert sich auch die freie Wirbelschicht kontinuierlich innerhalb der abschwimmenden Anfahrwirbelschicht. Bei Verwendung des stationären Tragflächenverfahrens wird in jedem Iterationsschritt eine Lösung bestimmt, die von einer konstanten freien Wirbelschicht ausgeht. So muss bei der Berechnung des ersten Zeitschrittes die Zirkulationsverteilung innerhalb der freien Wirbelschicht für Stromabpositionen $> U_\infty \cdot \Delta t$ der des stationären Ausgangszustandes entsprechen. Wie bei der Modellierung der Anfahrwirbelschicht kann für jeden Iterationsschritt eine entsprechende freie Wirbelschicht an Stromabpositionen $> U_\infty \cdot \Delta t$ positioniert werden, damit außerhalb der Anfahrwirbelschicht die entsprechende stationäre freie Wirbelschicht herrscht. Anders verhält es sich innerhalb der Anfahrwirbelschicht, da sich hier die freie Wirbelschicht kontinuierlich verändert. Unmittelbar an der Hinterkante entspricht die Zirkulationsverteilung der freien Wirbelschicht der Lösung des entsprechenden Zeitschrittes. Unter der Annahme einer konstanten Wirbeldichte innerhalb der Anfahrwirbelschicht ändert sich die Zirkulation innerhalb der freien Wirbelschicht linear bis zur Stromabposition $U_\infty \cdot \Delta t$. Hier wird der Wert der stationären Lösung zum Zeitpunkt t_0 erreicht.

Aufgrund der iterativen Lösung des instationären Auftriebsproblems wird das beschriebene Verfahren als „Iteratives instationäres Tragflächenverfahren (IITV)“ bezeichnet.

Das Ergebnis des beschriebenen Verfahrens für einen Anstellwinkelsprung an einem Rechteckflügel mit einer Streckung $\Lambda = 2$ bzw. $\Lambda = 6$ ist in Abb. 7.6 dargestellt. Zusätzlich ist die Wagner-Funktion dargestellt, die den 2-dimensionalen Fall beschreibt. Für den Rechteckflügel mit einer Streckung von $\Lambda = 2$ erfolgt das Erreichen des stationären Auftriebs deutlich schneller, als dies für den Flügel mit $\Lambda = 6$ der Fall ist. Dieses Verhalten entspricht den Ergebnissen des instationären Tragflächenverfahrens [16]. Verglichen mit anderen Verfahren, wie beispielsweise der „Unsteady Vortex Lattice Methode (UVLM)“ [63], ergibt sich eine gute Übereinstimmung.

Verbesserungspotential. Mit den durchgeführten Validierungsrechnungen konnte die Anwendbarkeit des entwickelten Verfahrens nachgewiesen werden. Um die Genauigkeit des Verfahrens zu erhöhen, sind verschiedene Maßnahmen zu erwägen.

- Im Gegensatz zum stationären Tragflächenverfahren, das infinitesimale Hufeisenwirbel zur Modellierung der tragenden Fläche benutzt, werden zur Bestimmung des Einflusses der Anfahrwirbelschicht bzw. veränderlichen freien Wirbelschicht diskrete Wirbel verwendet. Der Übergang auf eine kontinuierliche Modellierung kommt hier

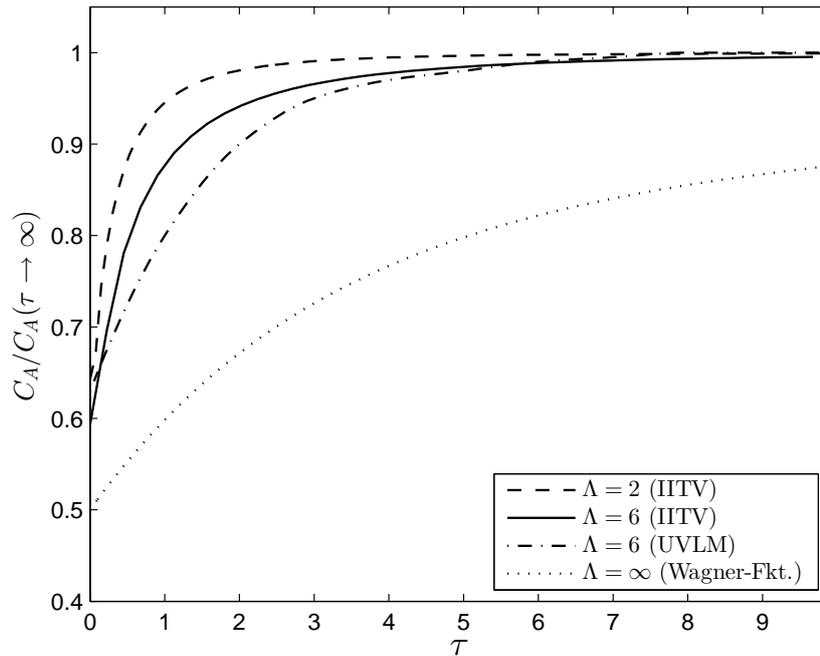


Abb. 7.6: Zeitlicher Verlauf des Auftriebsbeiwertes eines Rechteckflügels mit einer Streckung $\Lambda = 2, 6$ und ∞ bei einem Anstellwinkelsprung

in Betracht.

- Für eine Optimierung der Iteration wird der induzierte Anstellwinkel α_i mit einem Dämpfungsfaktor multipliziert, um die Konvergenz des Verfahrens zu gewährleisten. Hier sind weitere Maßnahmen zur Stabilisierung der Iteration zu erwägen.
- Die Fehlerfunktion e_{it} wird bestimmt, indem die Differenz der lokalen Zirkulation $\Delta\Gamma(\eta)$ zwischen zwei Iterationsschritten aufsummiert wird. Unberücksichtigt bleibt dabei, ob es sich für den entsprechenden Zeitschritt um eine starke oder eher mäßige Anstellwinkelerhöhung handelt. Eine Anpassung des Grenzwertes der Fehlernorm e_{it} in Abhängigkeit der Quantität der Anstellwinkelerhöhung wäre vorteilhaft.

Das Prinzip des beschriebenen Verfahrens ist nicht auf das Tragflächenverfahren beschränkt. Die Idee der iterativen Bestimmung der Anfahrwirbelschicht kann auf andere Methoden übertragen werden.

7.2 Diskretes Nachlaufproblem

In Abschnitt 2.7 wurde das Nachlaufproblem in ein diskretes (DNP) und ein kontinuierliches (KNP) unterteilt. Für das kontinuierliche Nachlaufproblem ist die Bestimmung des zeitabhängigen Anstellwinkels deutlich einfacher, da von einer vernachlässigbaren Relativbewegung der beiden Flugzeuge ausgegangen wird. Dagegen verlangt das diskrete Nachlaufproblem umfangreiche Koordinaten- und Geschwindigkeitstransformationen. Für

eine Bestimmung der instationären Luftkräfte im Rahmen des diskreten Nachlaufproblems muss zunächst definiert werden, wie der Nachlauf des vorausfliegenden Flugzeugs gekreuzt wird. Luber hat in [62] vier typische Manöver definiert, vgl. Abb. 7.7, 7.8, 7.9, 7.10. Im ersten Fall wird der Nachlauf unter einem Winkel von 30° durchfliegen, vgl. Abb. 7.7. Das einfliegende Flugzeug befindet sich in einem stationären Flugzustand mit $1g$. Die beiden körperfesten Koordinatensysteme sind dabei ausschließlich um die z -Achse verdreht. Befindet sich dagegen das einfliegende Flugzeug in einem Kurvenflug kommt eine Verdrehung um die x -Achse hinzu, vgl. 7.8. Das Flugzeug befindet sich hier in einem Manöver mit einem Lastvielfachen größer $1g$. Für den dritten Fall wird der Nachlauf ebenfalls unter einem erhöhten Lastvielfachen durchfliegen, wobei hier der Nachlauf von unten kommend gekreuzt wird. Beim letzten Manöver befinden sich sowohl das vorausfliegende als auch das einfliegende Flugzeug in einem Kurvenflug.

Um die instationären Lasten am einfliegenden Flugzeug zu bestimmen, muss der zeitliche Verlauf des lokalen Anstellwinkels $\alpha(x, y, z, t)$ an den Aufpunkten des einfliegenden Flugzeugs bestimmt werden. Ausgangspunkt hierfür ist Gl. 2.45

$$\hat{\mathbf{u}}(\hat{\mathbf{x}}, t) = B^{-1}\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) = B^{-1}\bar{\mathbf{u}}(B\mathbf{x} + \mathbf{p}(t)). \quad (7.10)$$

Die mit „ $\hat{}$ “ gekennzeichneten Größen sind dabei die Koordinaten bzw. Störgeschwindigkeiten im körperfesten Koordinatensystem des einfliegenden Flugzeugs. Das Einflugmanöver wird in n -Zeitschritte diskretisiert. Die Zeitschrittweite Δt wird so gewählt, dass die Tiefe der pro Zeitschritt abschwimmenden Wirbelschicht 5% der Flügelspannweite entspricht.

$$\Delta t = \frac{0.05 \cdot b}{V_\infty} \quad (7.11)$$

Das Koordinatensystem KOSE des einfliegenden Flugzeugs hat seinen Ursprung an der Flügelvorderkante im Mittelschnitt und ist gegenüber dem Koordinatensystem des vorausfliegenden Flugzeugs entsprechend verdreht. Die allgemeine Drehmatrix B der Kardanwinkel lautet

$$B = B_z \cdot B_y \cdot B_x = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & -\sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (7.12)$$

Das Koordinatensystem KOSG des vorausfliegenden Flugzeugs hat seinen Ursprung ebenfalls im Flügelmittelschnitt, jedoch auf Höhe der Hinterkante an der Flügelspitze. Durch diese Festlegung stimmt die Lage mit den experimentellen und numerischen Datensätzen des Nachlaufwirbelsystems überein. Neben der Verdrehung von KOSE gegenüber KOSG muss zusätzlich der Vektor $\mathbf{p}(t) = (p_x p_y p_z)^T$, der die Verschiebung von KOSE gegenüber KOSG angibt, zu allen Zeitpunkten (t_0, t_1, \dots, t_n) bekannt sein. Aufgrund der gerin-

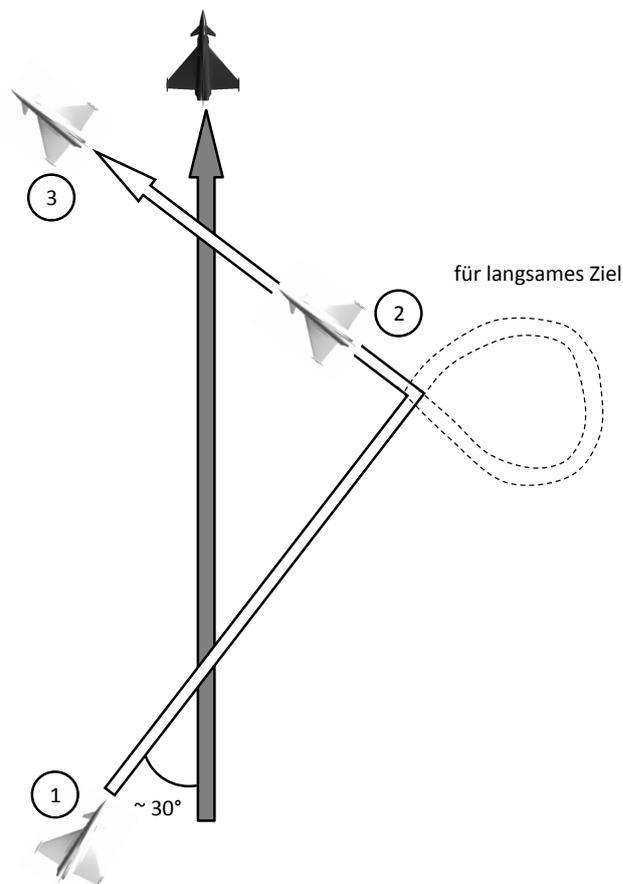


Abb. 7.7: Gerades Kreuzen des Nachlaufs mit einem Lastfaktor von $1g$ [62]

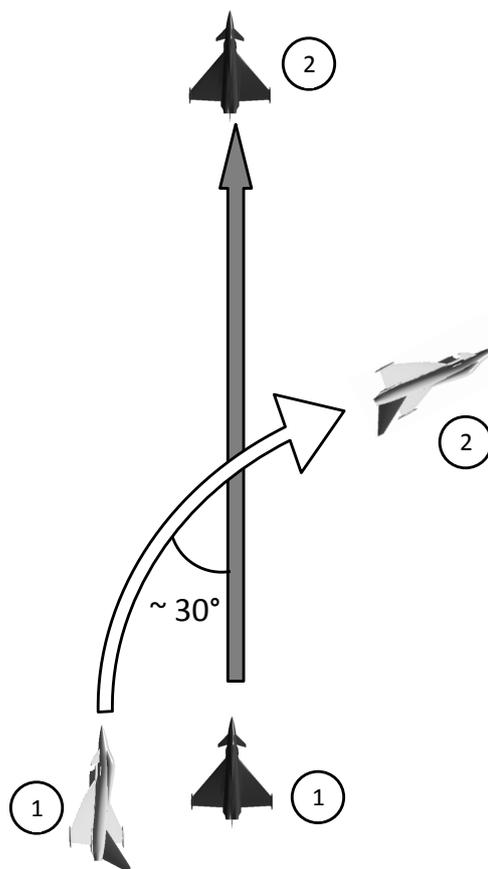


Abb. 7.8: Kreuzen des Nachlaufs im Kurvenflug [62]

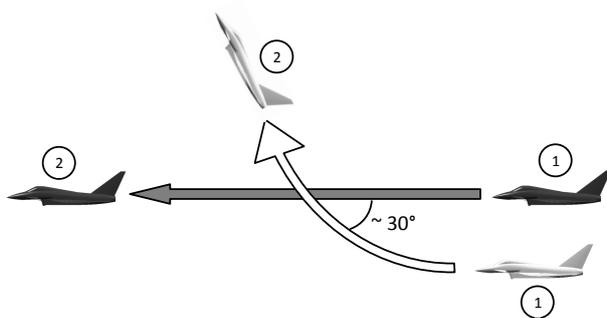


Abb. 7.9: Kreuzen des Nachlaufs beim Hochziehen [62]

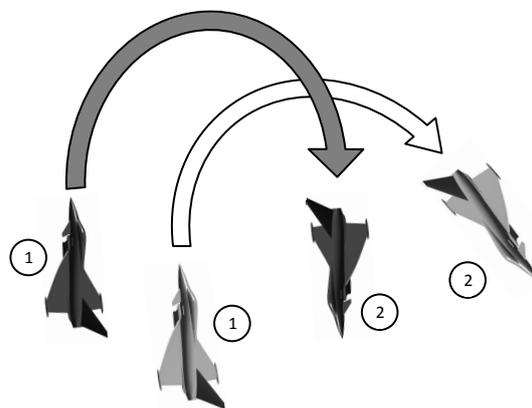


Abb. 7.10: Horizontales Kreuzen im Kurvenflug [62]

gen Verweildauer des einfliegenden Flugzeugs wird vereinfachend angenommen, dass die Drehmatrix B zeitlich konstant ist ($B \neq f(t)$). Ausgehend von einer definierten relativen

Position der beiden Flugzeuge zum Zeitpunkt t_0 kann bei Kenntnis der Fluggeschwindigkeiten V_∞ des einfliegenden und U_∞ des vorausfliegenden Flugzeugs der Vektor $\mathbf{p}(t)$ über

$$\mathbf{p}(t) = \mathbf{p}_0 + \left(B \cdot \begin{pmatrix} V_\infty \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} U_\infty \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right) \cdot t \quad (7.13)$$

bestimmt werden. \mathbf{p}_0 gibt die Verschiebung zum Zeitpunkt t_0 an und wurde stets so gewählt, dass das Einflugmanöver in einer vom Nachlauf ungestörten Umgebung beginnt. Da sich \mathbf{p} auf die Verschiebung der Koordinatenursprünge der Koordinatensysteme KOSE und KOSG bezieht, müssen die Ortsvektoren der $(R+1) \cdot m$ Aufpunkte zunächst in KOSG transformiert werden und dann zur Verschiebung $\mathbf{p}(t)$ hinzuaddiert werden. Damit ergibt sich für die Koordiantentransformation der Zusammenhang

$$\mathbf{x}_{PKOSG}(t) = \mathbf{p}(t) + B \cdot \mathbf{x}_{PKOSE} = \mathbf{p}_0 + \left(B \cdot \begin{pmatrix} V_\infty \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} U_\infty \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right) \cdot t + B \cdot \mathbf{x}_{PKOSE}. \quad (7.14)$$

Sind die $(R+1) \cdot m$ Koordinaten der Aufpunkte zu allen n Zeitpunkten im Koordinatensystem des vorausfliegenden Flugzeugs bekannt, kann der zeitliche Verlauf des Anstellwinkels bestimmt werden. Das Geschwindigkeitsfeld des Nachlaufs ist aus den experimentellen und numerischen Untersuchungen in einem dreidimensionalen Raum an diskreten Orten bekannt. Mit Hilfe von Matlab werden durch Interpolation die Geschwindigkeiten an sämtlichen Aufpunkten zu allen Zeitpunkten bestimmt. Im Anschluss müssen die Geschwindigkeitsvektoren dann noch in das Koordinatensystem des einfliegenden Flugzeugs transformiert werden.

Vereinfachungen. Bei der Interpolation der Geschwindigkeiten wird nicht das gesamte dreidimensionale Strömungsfeld der LES verwendet. Vereinfachend wird angenommen, dass die Geschwindigkeitsverteilung in axialer Richtung unveränderlich ist. Zunächst wird bestimmt, an welcher Stromabposition der erste Kontakt des einfliegenden Flugzeugs mit dem Nachlaufwirbelsystem erfolgt. Die Geschwindigkeiten innerhalb dieser Querströmungsebene werden dann für die Interpolation verwendet. Eine weitere Vereinfachung betrifft die bereits angesprochene Zeitunabhängigkeit der Rotationsmatrix B , die bei einem Einflug mit Lastvielfachen $> 1g$ vorhanden ist.

7.2.1 Gerades Kreuzen mit einem Lastfaktor von $1g$

Für das erste Einflugmanöver ist in Abb. 7.11 die Position der beiden Flugzeuge während des Einflugs an drei verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Die dimensionslose Zeit τ wird

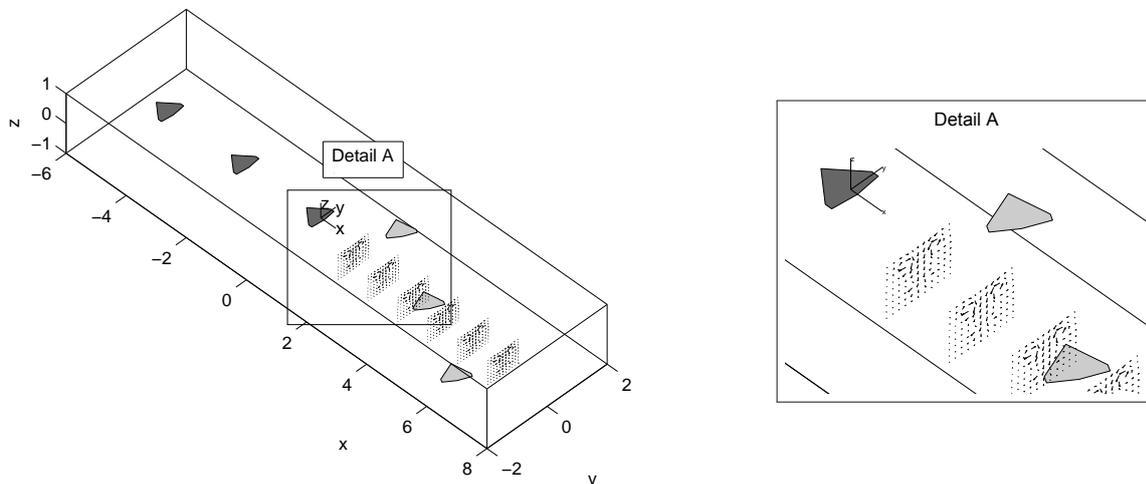


Abb. 7.11: Kreuzen des Nachlaufwirbelsystems mit einem Einflugwinkel von $\gamma = 30^\circ$ bei identischer Fluggeschwindigkeit an einer Stromabposition von $x^* = 4.0$

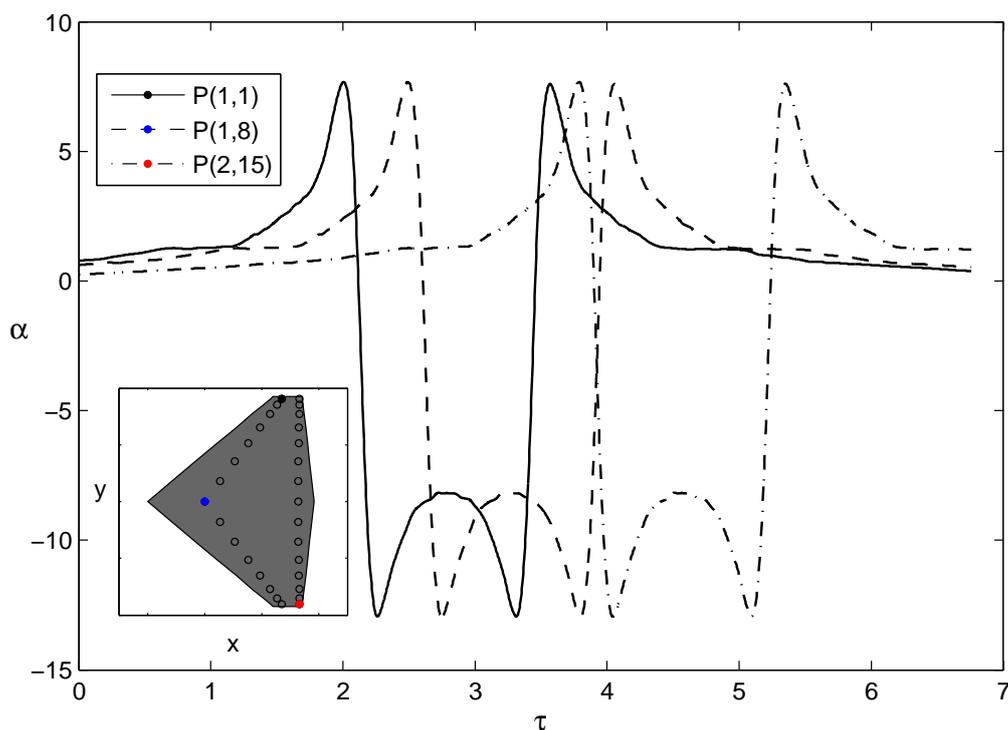


Abb. 7.12: Zeitlicher Verlauf des Anstellwinkels an drei ausgewählten Aufpunkten des einfliegenden Flugzeugs

im Gegensatz zu Gl.2.28 über den Zusammenhang

$$\tau = \frac{t \cdot U_\infty}{b} \quad (7.15)$$

gebildet. Es wird angenommen, dass sich beide Flugzeuge mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen, sodass $U_\infty = V_\infty$ gilt. Der vertikale Abstand zwischen den Flugzeugen wurde so gewählt, dass der Nachlauf auf Höhe des Wirbelzentrums durchfliegen wird. Da die Tragfläche des einfliegenden Flugzeugs zusätzlich in der x - y -Ebene von KOSG liegt, haben ausschließlich die Geschwindigkeiten \bar{u} und \bar{w} einen Einfluss auf den Anstellwinkel $\alpha(x, y, z)$. Der zeitliche Verlauf des Anstellwinkels für drei ausgewählte Aufpunkte ist in Abb. 7.12 dargestellt. Der erste Aufpunkt $P(1, 1)$ befindet sich auf der dem Nachlauf zugewandten Flügelhälfte in der Nähe der Flügelspitze. Der zweite dargestellte Aufpunkt befindet sich im Flügelmittelschnitt in der vorderen Aufpunktreihe, während der dritte Aufpunkt auf der dem Nachlauf abgewandten Flügelhälfte liegt. Da sich alle Aufpunkte während des Manövers in der gleichen vertikalen Position befinden, unterscheiden sich die zeitlichen Verläufe lediglich durch eine Phasenverschiebung. Der zeitliche Verlauf des Auftriebs-, des Rollmomenten- und des Nickmomentenbeiwertes ist in Abb. 7.13 dargestellt. Da zu Beginn des Einflugmanövers das Flugzeug mit einem Aufwind beaufschlagt wird, steigt der Auftriebsbeiwert bis zu einem Zeitpunkt von $\tau \approx 2.4$ zunächst an. Wie anhand des Anstellwinkelverlaufs zu erkennen ist, befinden sich ab $\tau \approx 2.2$ einzelne Aufpunkte in einem Abwindfeld, was zu einer Reduzierung des Auftriebs führt. Mit zunehmender Dauer des Manövers befinden sich immer größere Bereiche des Flügels im Abwindfeld, das zwischen den beiden Nachlaufwirbeln herrscht. Der Auftriebsbeiwert reduziert sich weiter bis zu seinem Minimum bei $\tau = 3.75$. Zu diesem Zeitpunkt haben Teilbereiche des Tragflügels das Wirbelzentrum des zweiten Wirbels bereits passiert und erfahren wieder einen Aufwind. Während die quasistationäre Rechnung Auftriebsbeiwerte von $C_A \approx -0.3$ liefert, ergibt sich für die instationäre Rechnung ein minimaler Wert von ca. -0.22 . Neben dieser Amplitudenverschiebung ist auch die zu erwartende Phasenverschiebung zu sehen. Für den Rollmomentenbeiwert C_L ergibt sich ein zeitlicher Verlauf der im Gegensatz zum Auftriebsbeiwert zwei Extrema aufweist. Da beide Flügelhälften zu jedem Zeitpunkt eine unterschiedliche Anstellwinkelverteilung aufweisen, resultiert hieraus eine antimetrische Auftriebsverteilung. Aufgrund des zweimaligen Vorzeichenwechsels des Abwindes, kehrt sich auch das Rollmoment zweimalig um. Der Maximalwert liegt bei $C_L \approx 0.06$ und wird zu einem Zeitpunkt von $\tau = 3.18$ erreicht. Aufgrund des zeitlich veränderlichen Anstellwinkels über der Tragfläche ergibt sich ein zeitabhängiges Nickmoment $C_M(\tau)$. Zu Beginn des Manövers erfährt der Tragflügel ein geringes kopflastiges Nickmoment, das bei $\tau \approx 2.5$ bis zu seinem Minimum stark abfällt. Hier überwiegen die Flügelbereiche, die sich im starken Aufwindfeld in der Nähe des Wirbelzentrums befinden. Während des weiteren Manövers steigt das Nickmoment wieder an, da nun der Flügel verstärkt einen Abwind zwischen den beiden Wirbelzentren erfährt. Nach Erreichen des Maximums bei $\tau \approx 4.0$ verlassen immer größere Bereiche des Flügels das Nachlaufwirbelsystem, wodurch das Nickmoment wieder den Ausgangswert zu Beginn des Manövers erreicht. Bemerkenswert ist, dass das Minimum des Nickmoments für die instationäre Rechnung deutlich über dem

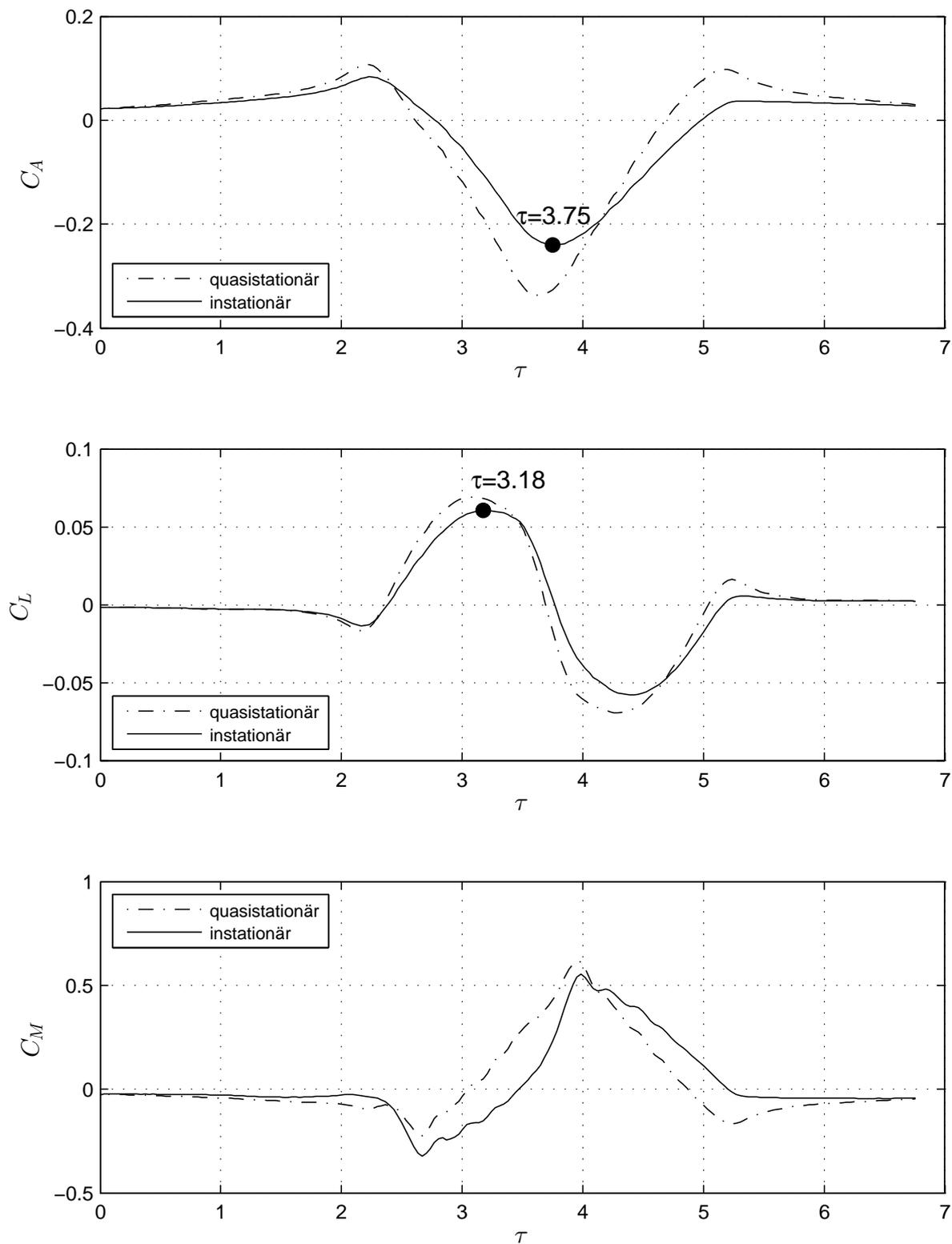


Abb. 7.13: Zeitlicher Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M während des geraden Kreuzens des Nachlaufs

der quasistationären Rechnung liegt. Im Gegensatz zu den Beiwerten C_A und C_L kommt es hier zu einer Amplitudenerhöhung. Für eine genauere Betrachtung der spannungswitigen Lastverteilung sind in den Abb. 7.14 bzw. 7.15 die dimensionslosen Beiwerte $\gamma(\eta)$ und $\mu(\eta)$

zu den Zeitpunkten, an denen der minimale Auftrieb bzw. das maximale Rollmoment erreicht wird, dargestellt. Zusätzlich ist die Verteilung des Beiwertes der Lastverteilung Δc_p

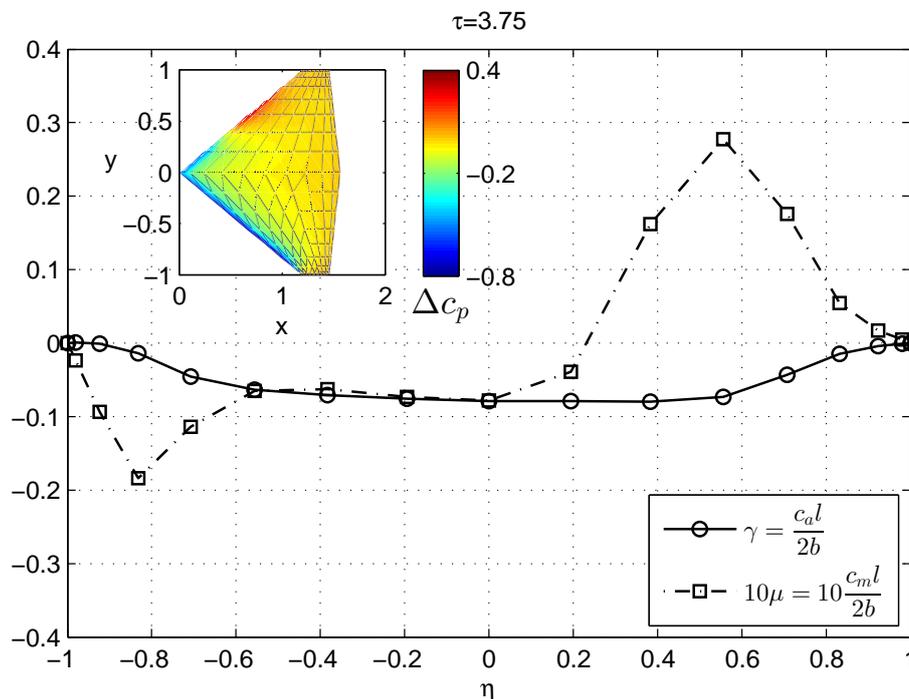


Abb. 7.14: Dimensionslose spannweite Auftriebs- und Nickmomentenverteilung $\gamma(\eta)$ und $\mu(\eta)$, sowie die Druckverteilung Δc_p zum Zeitpunkt des Auftriebsminimums, $\tau = 3.75$

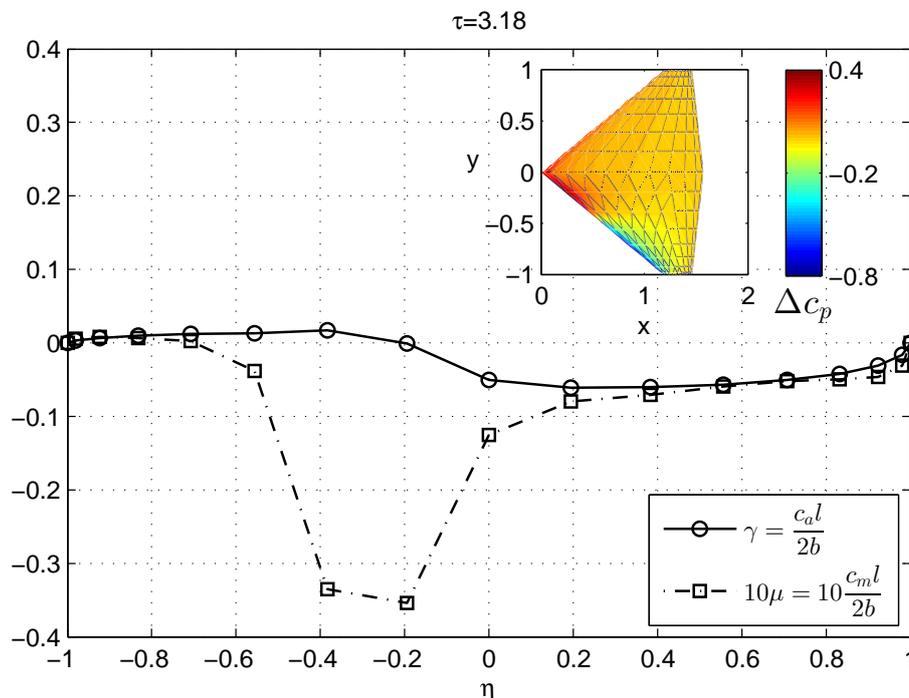


Abb. 7.15: Dimensionslose spannweite Auftriebs- und Nickmomentenverteilung $\gamma(\eta)$ und $\mu(\eta)$, sowie die Druckverteilung Δc_p zum Zeitpunkt des Rollmomentenmaximums, $\tau = 3.18$

über dem Flügel zu sehen. Zum Zeitpunkt $\tau = 3.75$ an dem der minimale Auftrieb auftritt, zeigt die dimensionslose Zirkulation $\gamma(\eta)$ eine nahezu symmetrische Verteilung über der

Spannweite. Deshalb verschwindet zu diesem Zeitpunkt das Rollmoment fast vollständig. Die Nickmomentenverteilung bezogen auf die $l/4$ -Linie zeigt einen deutlich asymmetrischen Verlauf, was sich auch im Beiwert Δc_p widerspiegelt. Für den Zeitpunkt $\tau = 3.18$, an dem das maximale Rollmoment auftritt, ergibt sich ein asymmetrischer Verlauf für die Zirkulationsverteilung $\gamma(\eta)$. Während die linke Flügelhälfte Auftrieb erzeugt, erfährt die rechte Flügelhälfte einen deutlichen Abtrieb. Die spannweitige Nickmomentenverteilung weist im Bereich $-0.6 < \eta < 0$ ein erhöhtes kopflastiges Nickmoment auf, was auf die veränderliche Anstellwinkelverteilung in Tiefenrichtung zurückzuführen ist.

7.2.2 Kreuzen mit einem Lastfaktor $> 1g$

Das Kreuzen des Nachlaufs mit einem erhöhten Lastvielfachen im Kurvenflug unterscheidet sich vom vorherigen Manöver dahingehend, dass das einfliegende Flugzeug zusätzlich einen Hängewinkel ϕ aufweist, vgl. Abb. 7.16. Da sich hier lediglich der Flügelmittelschnitt

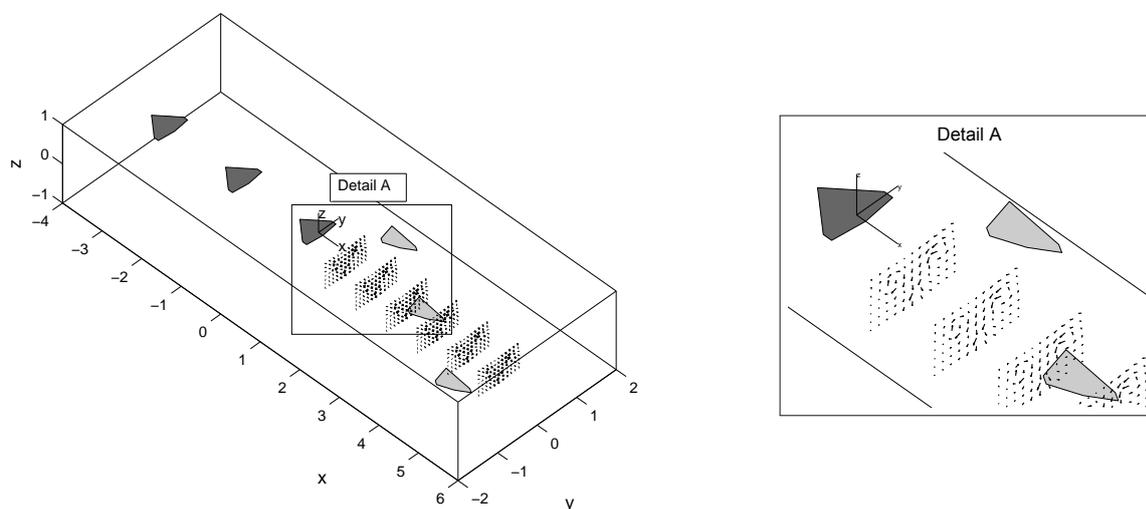


Abb. 7.16: Kreuzen des Nachlaufwirbelsystems mit einem Einflugwinkel von $\gamma = 30^\circ$ und einem Hängewinkel von $\phi = 30^\circ$ bei identischer Fluggeschwindigkeit an einer Stromabposition von $x^* = 4.0$

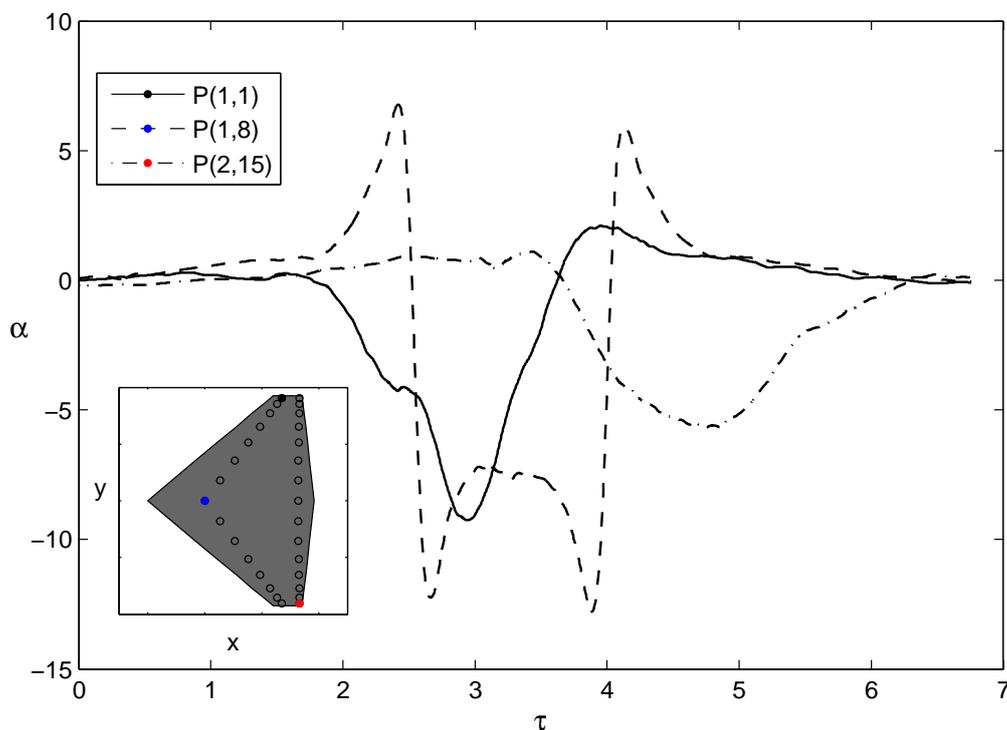


Abb. 7.17: Zeitlicher Verlauf des Anstellwinkels an drei ausgewählten Aufpunkten des einfliegenden Flugzeugs

durch die Wirbelzentren des Nachlaufs bewegt, hat zusätzlich die laterale Geschwindigkeit \bar{v} einen Einfluss auf die lokale Anstellwinkelverteilung $\alpha(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}, t)$. Führt man die

Koordinaten- und Geschwindigkeitstransformationen durch, erhält man für den Anstellwinkel den in Abb. 7.17 dargestellten zeitlichen Verlauf. Aufgrund des Hängewinkels ϕ steht die Geschwindigkeit \bar{w} nicht mehr senkrecht auf der Flügelfläche, wodurch sich für den Anstellwinkelverlauf im Mittelschnitt ebenfalls Unterschiede ergeben. Außerhalb des Flügelmittelschnitts unterscheidet sich auf beiden Flügelhälften das Vorzeichen der lateralen Geschwindigkeit \bar{v} , was sich, abgesehen von der Phasenverschiebung, in einem unterschiedlichen Anstellwinkelverlauf an den beiden außen gelegenen Aufpunkten ausdrückt. In Abb. 7.18 ist der zeitliche Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M während des Manövers dargestellt. Grundsätzlich ergibt sich für sämtliche Beiwerte ein ähnlicher Verlauf wie für den vorhergehenden Fall mit einem Lastvielfachen von $1g$. Die Extremwerte der Beiwerte werden zu vergleichbaren Zeitpunkten erreicht, wohingegen die Spitzenwerte ein geringfügig niedrigeres Niveau aufweisen. Beim Erreichen des minimalen Auftriebsbeiwertes ergibt sich eine nahezu symmetrische Zirkulationsverteilung über dem Flügel, vgl. Abb. 7.19. Die spannweitige Nickmomentenverteilung hingegen zeigt auf der rechten Flügelhälfte ein schwanzlastiges Moment, wohingegen die linke Flügelhälfte größtenteils ein kopplastiges Moment aufweist. Der Beiwert der Lastverteilung Δc_p zeigt auf beiden Flügelhälften eine sehr ähnliche Verteilung, was sich in der weitestgehend symmetrischen spannweitigen Zirkulationsverteilung widerspiegelt. Zum Zeitpunkt, an dem das maximale Rollmoment wirkt, ergibt sich hingegen eine sehr asymmetrische Verteilung der Zirkulation entlang der Spannweite.

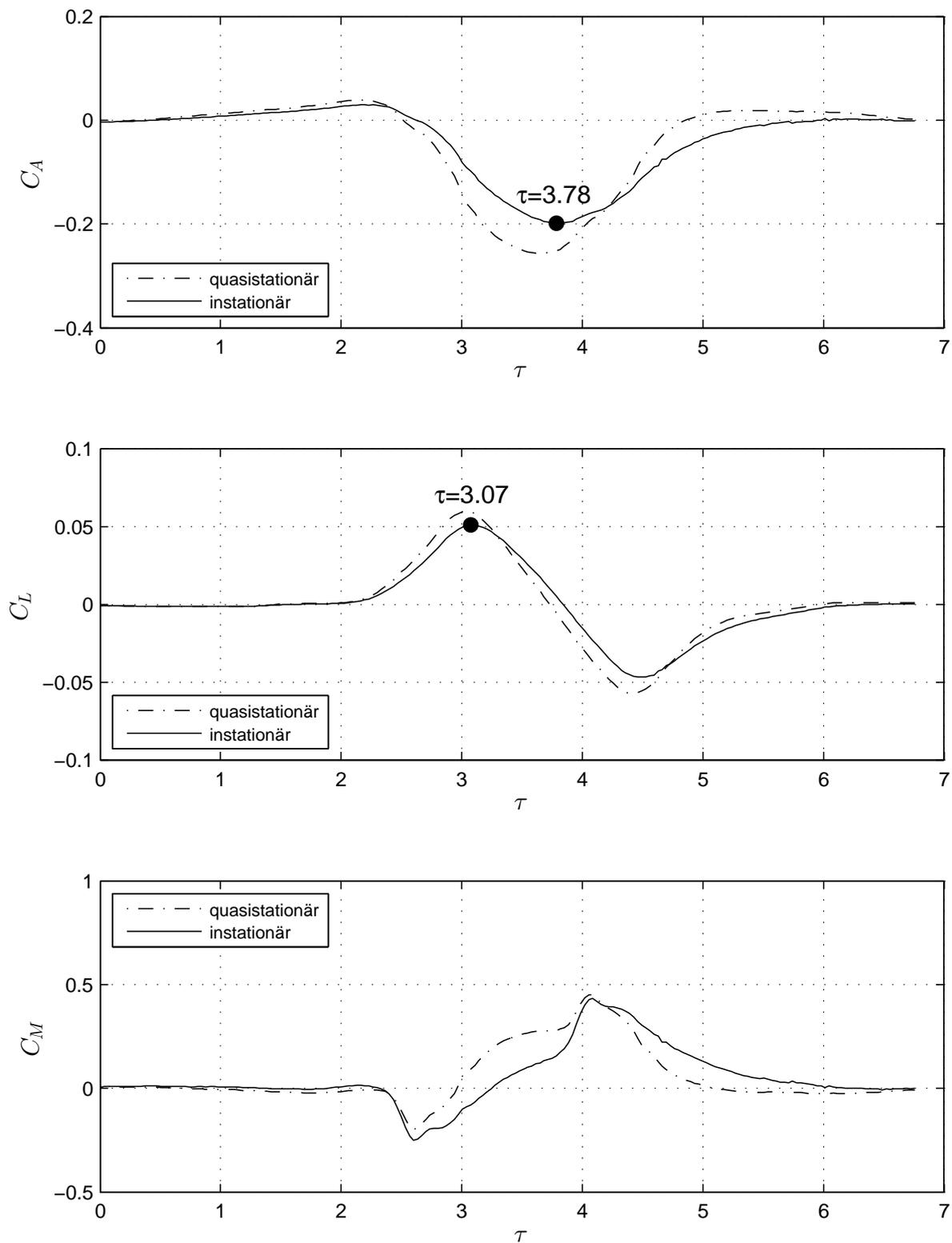


Abb. 7.18: Zeitlicher Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M während des geraden Kreuzens des Nachlaufs mit einem Lastfaktor $> 1g$

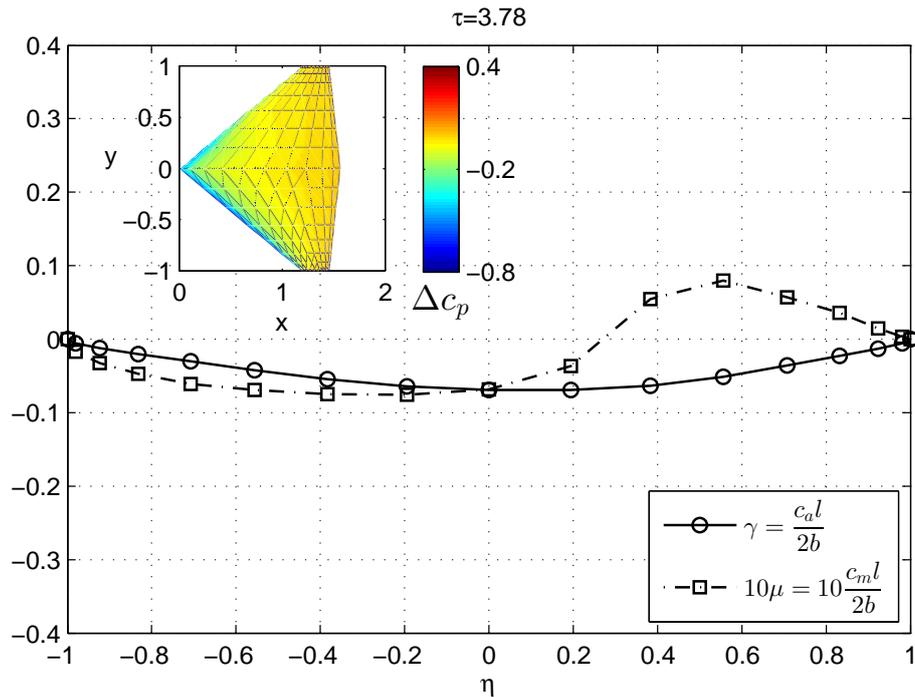


Abb. 7.19: Dimensionslose spannweite Auftriebs- und Nickmomentenverteilung $\gamma(\eta)$ und $\mu(\eta)$, sowie die Druckverteilung Δc_p zum Zeitpunkt des Auftriebsminimums, $\tau = 3.78$

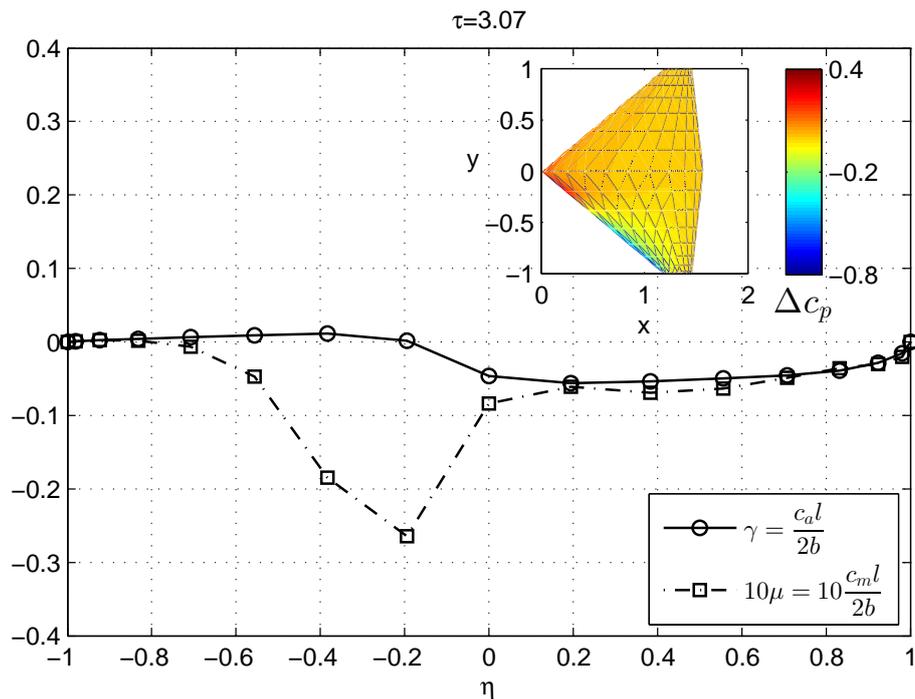


Abb. 7.20: Dimensionslose Auftriebs- und Nickmomentenverteilung $\gamma(\eta)$ und $\mu(\eta)$, sowie die Druckverteilung Δc_p zum Zeitpunkt des Rollmomentenmaximums, $\tau = 3.07$

7.2.3 Vertikales Kreuzen mit einem Lastfaktor $> 1g$

Während die ersten beiden Einflugmanöver sich stark ähneln, unterscheidet sich das dritte untersuchte Einflugmanöver deutlich. Der Einflug wurde dabei so angesetzt, dass KO-

SE keine Verschiebung in y -Richtung gegenüber KOSG aufweist, vgl. Abb. 7.21. Geht

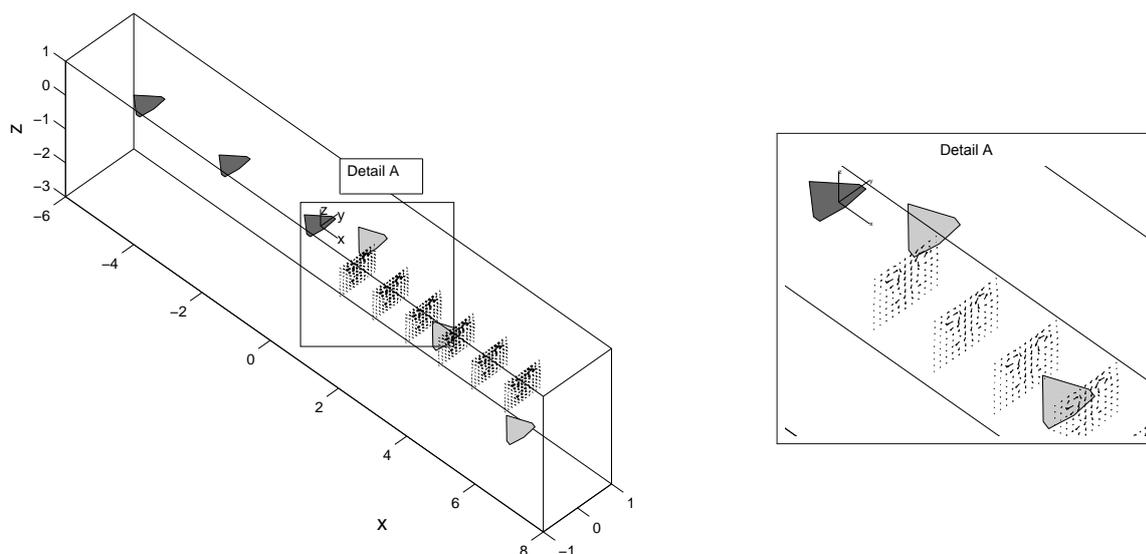


Abb. 7.21: Kreuzen des Nachlaufwirbelsystems von unten mit einem Einflugwinkel von 30° und bei identischen Fluggeschwindigkeiten an einer Stromabposition von $x^* = 8.0$

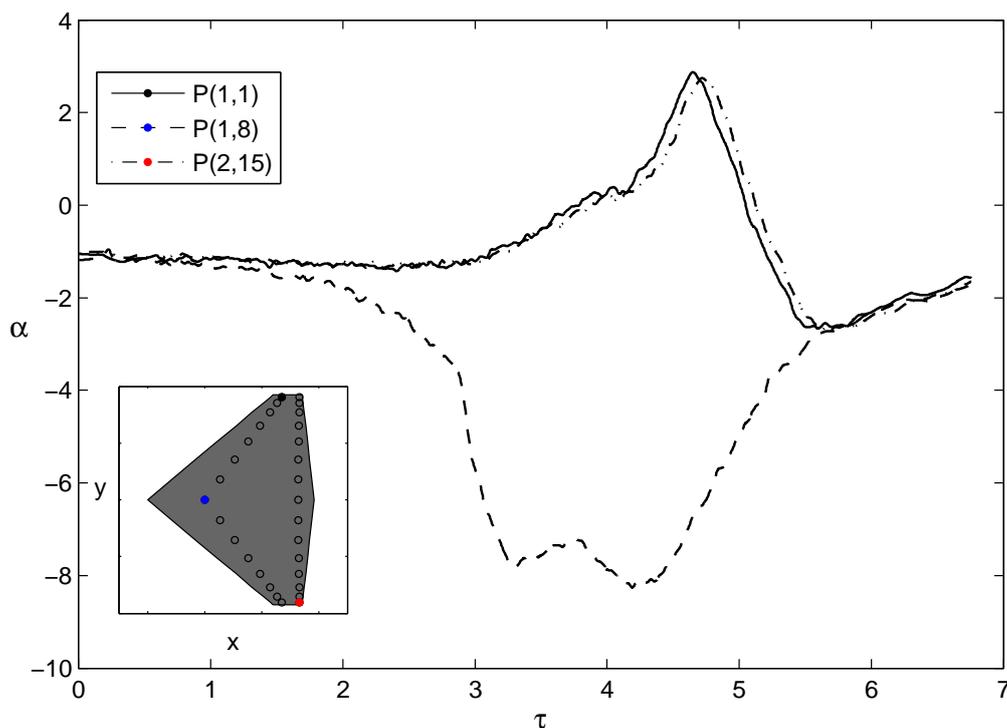


Abb. 7.22: Zeitlicher Verlauf des Anstellwinkels an drei ausgewählten Aufpunkten des einfliegenden Flugzeugs

man von einem symmetrischen zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeld innerhalb des Nachlaufwirbelsystems aus, ergibt sich auch für die zeitliche Anstellwinkelverteilung eine symmetrische Verteilung. Aufgrund des Abwindfeldes zwischen den beiden Nachlaufwirbeln herrscht im Flügelmittelschnitt stets ein negativer Anstellwinkel, vgl. Abb. 7.22. Im Gegensatz dazu erfahren die äußersten Aufpunkte einen Aufwind, da sie außerhalb des jeweiligen Wirbelzentrums liegen. Da die beiden dargestellten äußeren Aufpunkte an un-

terschiedlichen Positionen in Tiefenrichtung angeordnet sind, eilt der zeitliche Verlauf des Anstellwinkels auf der linken Flügelhälfte dem der rechten Flügelhälfte geringfügig nach. Betrachtet man den zeitlichen Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M in Abb. 7.23, erkennt man, dass das Abwindfeld, in dem sich der größte Teil des Flügels befindet, ausschlaggebend für den zeitlichen Verlauf der Auftriebsbeiwertes C_A ist. Bereits an der Startposition des Manövers ergibt sich ein negativer Auftriebsbeiwert der kontinuierlich bis zu seinem Minimum bei $\tau = 4.73$ weiter abfällt. Wie bereits bei den vorherigen Manövern eilt der instationäre Auftrieb dem quasistationären stets nach. Aufgrund der gewählten Einflugposition, und der damit verbundenen identischen Anströmung auf beiden Flügelhälften, ergibt sich während des gesamten Manövers kein Rollmoment. In Tiefenrichtung hingegen variiert die Anströmung, wodurch sich der dargestellte zeitliche Verlauf des Nickmomentenbeiwerts ergibt. Aufgrund des dominierenden Abwindfeldes ergibt sich zu fast allen Zeitpunkten ein schwanzlastiges Nickmoment. Lediglich beim Erreichen des minimalen Nickmoments bei $\tau = 3.31$ liegt ein kopflastiges Nickmoment vor. In den Abb. 7.24 und 7.25 ist die Lastverteilung über dem Flügel zum Zeitpunkt des minimalen Auftriebs bzw. minimalen Nickmoments anhand der dimensionslosen Zirkulations- und Nickmomentenverteilung dargestellt. Zu beiden Zeitpunkten weist sowohl γ als auch μ einen symmetrischen Verlauf auf, was aufgrund der symmetrischen Anströmung zu erwarten war. Da in beiden Fällen Abtrieb erzeugt wird, weist der Beiwert Δc_p größtenteils negative Werte auf, wobei sich aber auch hier die symmetrische Anströmung zeigt. Während zum Zeitpunkt des minimalen Nickmoments ausschließlich ein kopflastiges Nickmoment bezüglich der $l/4$ -Linie existiert, ergibt sich beim Erreichen des geringsten Auftriebs im Außenbereich ein schwanzlastiges Nickmoment.

Vergleicht man die drei untersuchten Manöver, ergibt sich für das gerade Kreuzen mit $1g$ die größte Belastung am Flugzeug. Das horizontale Kreuzen mit $> 1g$ führt zu einer sehr ähnlichen Belastung, wobei das Niveau der Lasten geringfügig kleiner ist. Das vertikale Kreuzen von unten mit einem Lastfaktor von $> 1g$ hingegen, führt zwar zu einem ähnlich hohen Auftriebsverlust wie bei den beiden Manövern, bei denen der Nachlauf horizontal gekreuzt wurde, jedoch existiert in diesem Fall kein Rollmoment und ein deutlich geringeres Nickmoment.

Da die durchgeführten Berechnungen von einem starren Flugzeug ausgehen, an dem Beschleunigungen aufgrund der instationären Luftkräfte unberücksichtigt bleiben, unterscheiden sich die tatsächlichen Lasten von den hier bestimmten. Da das Flugzeug translatorische und rotatorische Beschleunigungen erfahren würde, denen zwar durch das FCS entgegengewirkt wird, ist dennoch von einer Änderung der Fluglage auszugehen. Dadurch verändert sich wiederum die relative Lage der beiden Flugzeuge, was einen Einfluss auf den zeitlichen Verlauf des Anstellwinkels am einfliegenden Flugzeugs hat. Zusätzlich treten elastische Verformungen auf, die ebenfalls die Anströmverhältnisse und damit die

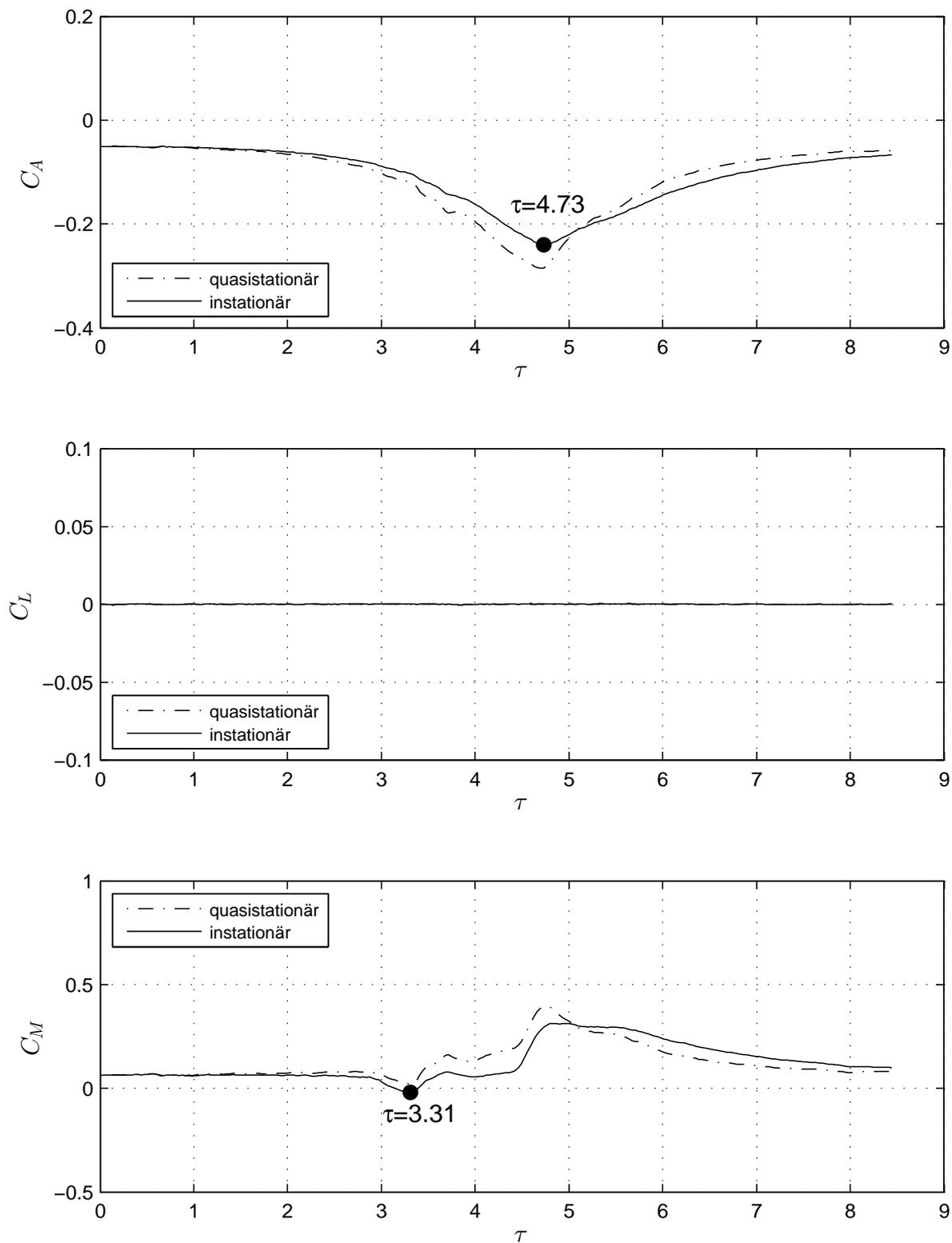


Abb. 7.23: Zeitlicher Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M während des geraden Kreuzens des Nachlaufs mit einem Lastfaktor $> 1g$

Luftkräfte beeinflussen.

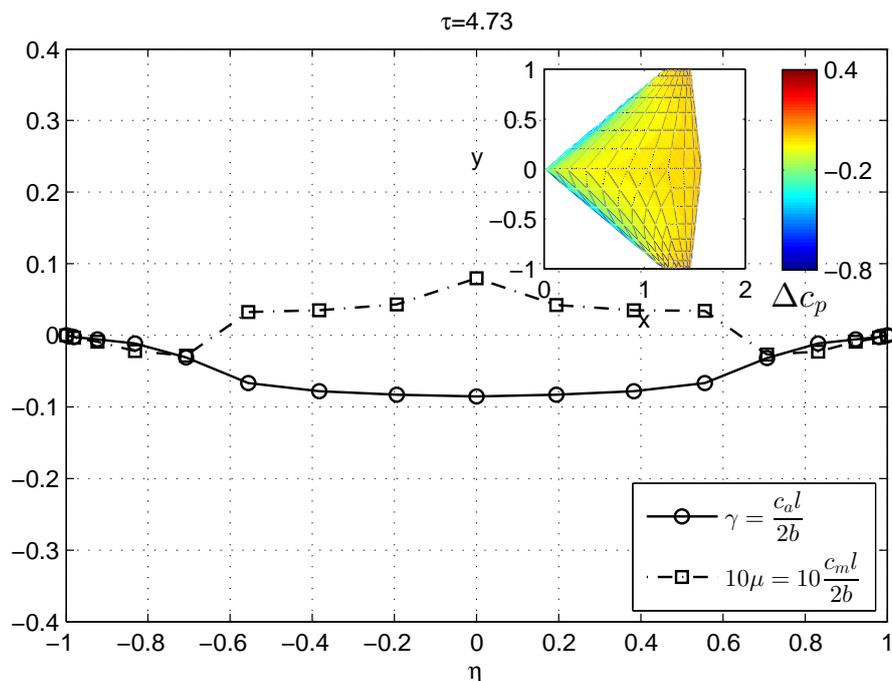


Abb. 7.24: Dimensionenlose Auftriebs- und Nickmomentenverteilung, sowie die Druckverteilung Δc_p zum Zeitpunkt des Auftriebsminimums

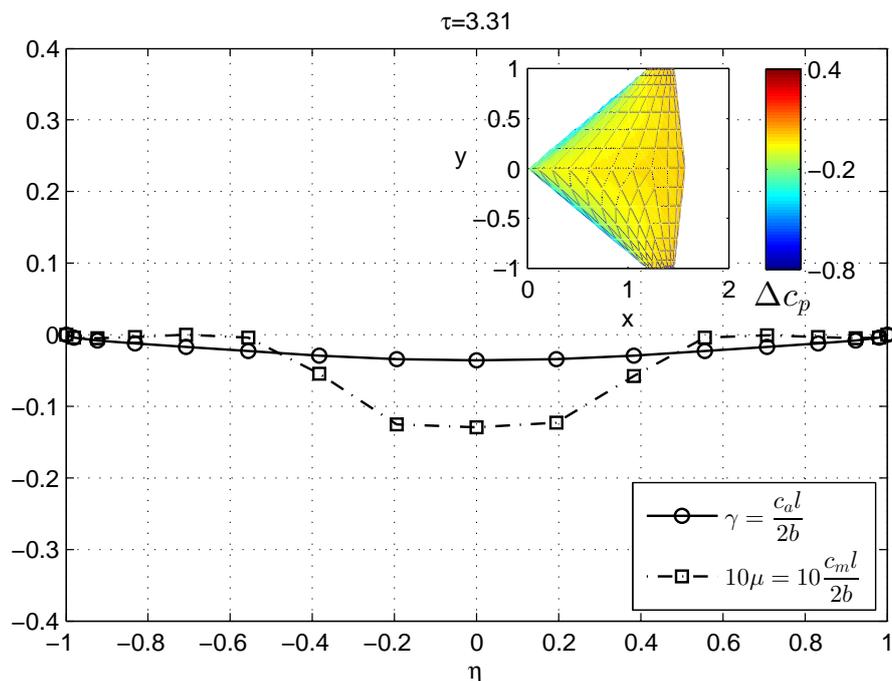


Abb. 7.25: Dimensionenlose Auftriebs- und Nickmomentenverteilung, sowie die Druckverteilung Δc_p zum Zeitpunkt des Rollmomentenmaximums

7.3 Kontinuierliches Nachlaufproblem

Im Gegensatz zum diskreten Nachlaufproblem wird für das kontinuierliche Nachlaufproblem von einer vernachlässigbaren Relativbewegung des vorausfliegenden und des einfliegenden Flugzeugs ausgegangen. Für eine Berechnung der Lasten am einfliegenden Flug-

zeug muss an den definierten Aufpunkten der zeitabhängige Anstellwinkel $\alpha(x, \eta, t)$ bestimmt werden. Dazu werden während einer ILES an Orten des Rechenraums, die den Aufpunkten entsprechen, die Geschwindigkeitszeitreihen aufgezeichnet. Dabei wurden zwei unterschiedliche relative Lagen der beiden Flugzeuge berücksichtigt. Für den ersten Fall befindet sich das nachfolgende Flugzeug 8 Spannweiten hinter dem vorausfliegenden Flugzeug. Der zweiten Fall geht von einer Verschiebung um 16 Spannweiten der beiden Flugzeuge in axialer Richtung aus, vgl. Abb. 7.26. Die beiden Flugzeuge sind dabei in lateraler

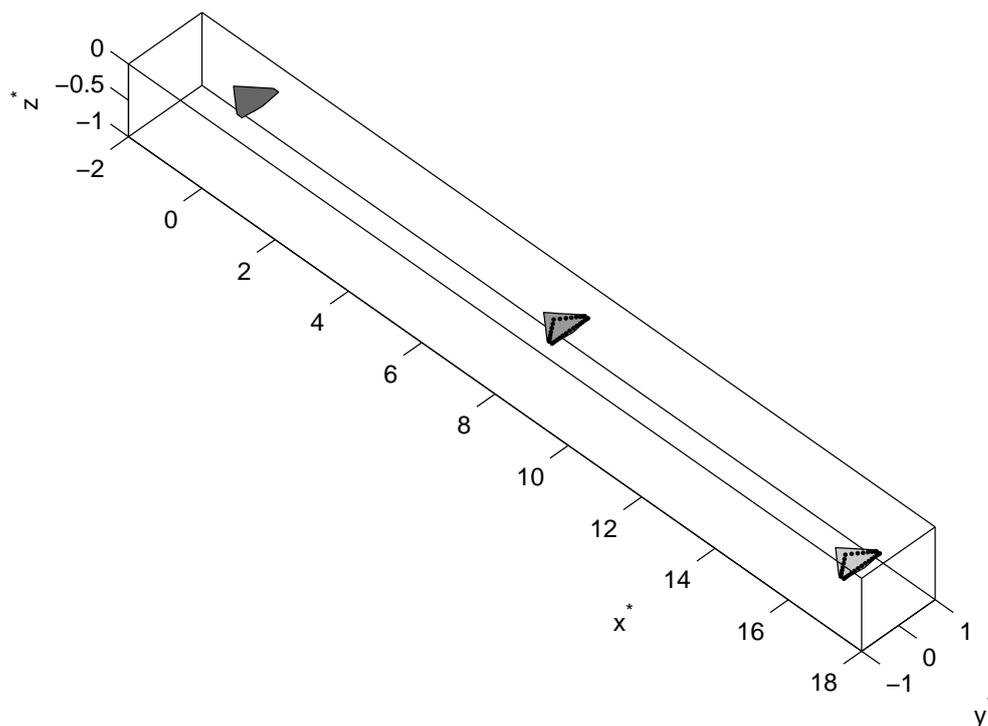


Abb. 7.26: Relative Lage des vorausfliegenden und des nachfolgenden Flugzeugs bei einem axialen Abstand von 8 bzw. 16 Spannweiten

und vertikaler Richtung so angeordnet, dass sich der Flügelmittelschnitt des einfliegenden Flugzeugs auf Höhe des Wirbelzentrums befindet. Um die Güte der numerischen Simulation hinsichtlich der zeitlichen turbulenten Skalen zu verdeutlichen, sind in den Abb. 7.27 bzw. 7.28 die Amplitudenspektren A_w der Freiflugrechnung denen des Experiments für die Stromabpositionen $x^* = 8.0$ bzw. $x^* = 16.0$ gegenübergestellt. Die Geschwindigkeitszeitreihe zur Erzeugung des Amplitudenspektrums wurde für das Experiment auf 1024 Werte verkürzt, um eine Zeitreihenlänge zu erhalten, die in etwa der Anzahl der Zeitschritte der numerischen Simulation entspricht. Das Amplitudenspektrum der ILES zeigt über den gesamten Frequenzbereich ein sehr ähnliches Niveau verglichen mit dem Experiment. Lediglich für die Stromabposition $x^* = 8.0$ kommt es ab einer reduzierten Frequenz von $k \approx 3$ zu einem geringeren Amplitudenniveau verglichen mit dem Experiment. Aufgrund der guten Übereinstimmung der Amplitudenspektren erscheint die Geschwindigkeitszeitreihe der numerischen Freiflugsimulation geeignet den zeitlichen Verlauf des Anstellwinkels am folgenden Flugzeug zu bestimmen. Für drei ausgewählte Aufpunkte ist dieser in Abb.

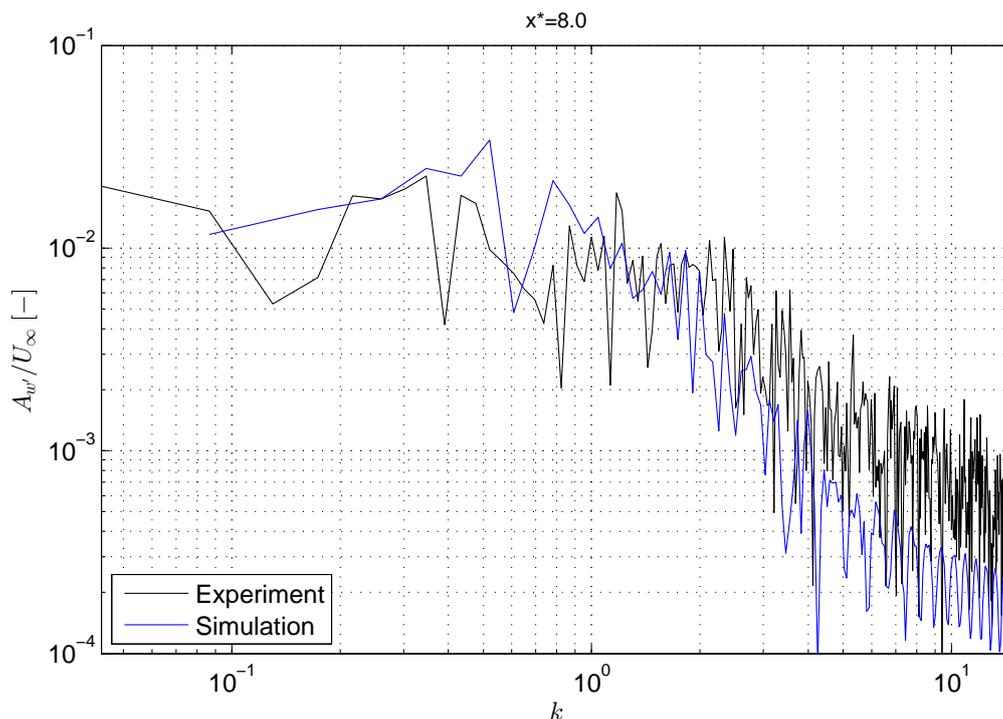


Abb. 7.27: Vergleich der Amplitudenspektren $A_{w'}$ für das Experiment und die Freiflugsimulation im Wirbelzentrum bei einer Stromabposition von $x^* = 8.0$

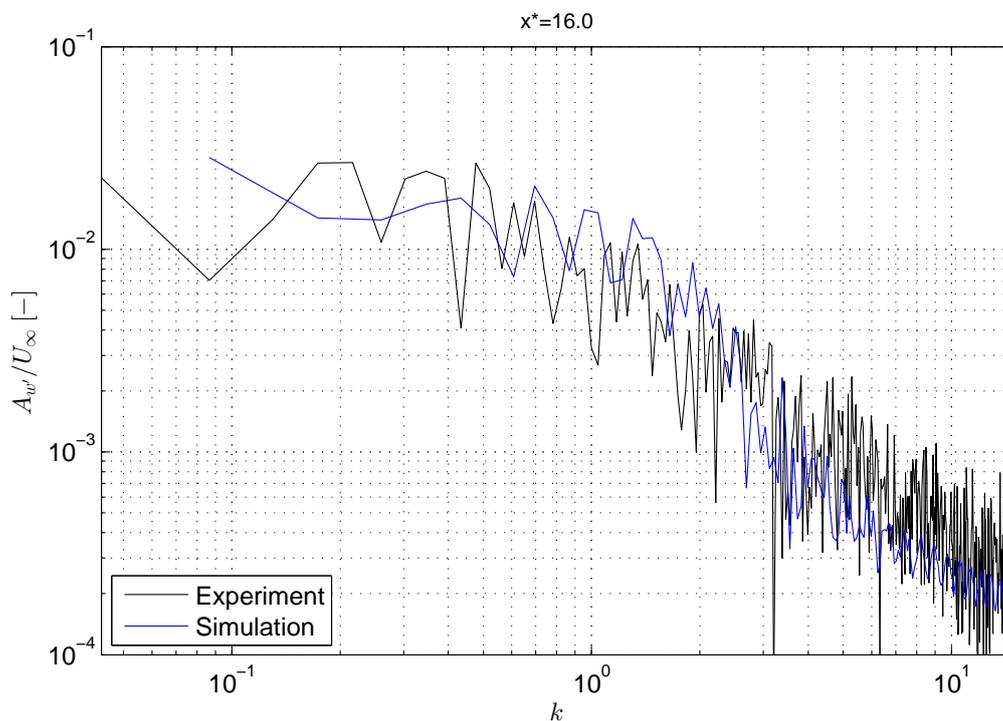


Abb. 7.28: Vergleich der Amplitudenspektren $A_{w'}$ für das Experiment und die Freiflugsimulation im Wirbelzentrum bei einer Stromabposition von $x^* = 16.0$

7.29 und 7.30 dargestellt. Da der Flügelmittelschnitt innerhalb des Wirbelzentrums liegt, schwankt hier der Anstellwinkel am stärksten über die Zeit. Die geringsten Schwankungen existieren an der Flügelspitze der rechten Flügelhälfte, da hier die geringsten Turbulen-

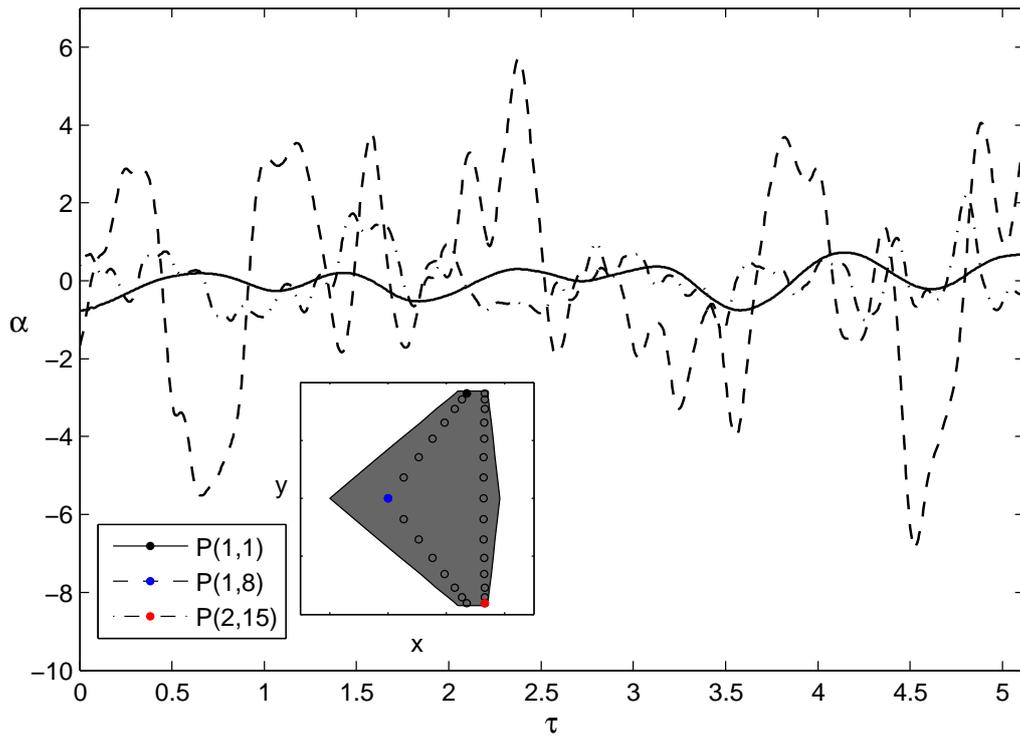


Abb. 7.29: Zeitlicher Verlauf des Anstellwinkels α an drei ausgewählten Aufpunkten bei einem axialen Abstand von 8 Spannweiten

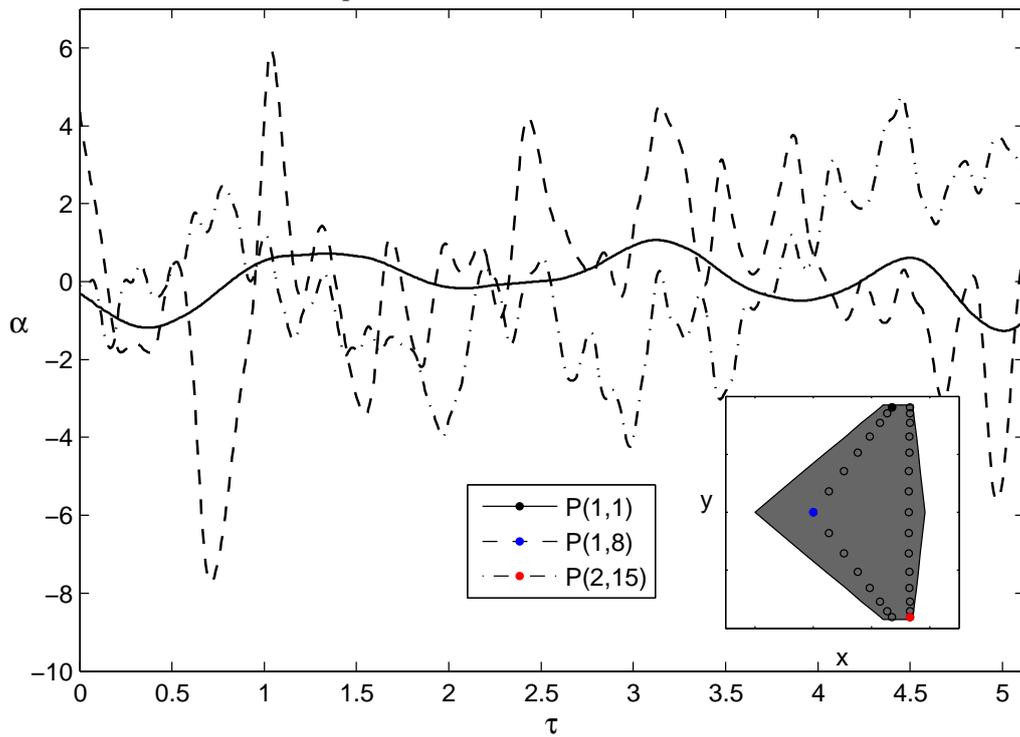


Abb. 7.30: Zeitlicher Verlauf des Anstellwinkels α an drei ausgewählten Aufpunkten bei einem axialen Abstand von 16 Spannweiten

zintensitäten vorliegen. Der dargestellte Anstellwinkel berücksichtigt ausschließlich die Geschwindigkeitsschwankungen um den zeitlichen Mittelwert \bar{u} . Somit ergibt sich für den

Anstellwinkel

$$\alpha = \arctan \left(\frac{w'}{V_\infty + u'} \right). \quad (7.16)$$

Auf Grundlage der spannweitigen Auftriebs- und Nickmomentenverteilung kann der zeitliche Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M bestimmt werden. Für die Stromabposition $x^* = 8.0$ sind diese in Abb. 7.31 dargestellt. Gegenüber dem quasistationären weist der instationäre Auftriebsbeiwert sowohl die typische Amplituden- als auch Phasenverschiebung auf. Dabei schwankt der Wert des instationären Auftriebsbeiwerts zwischen -0.02 und 0.02 . Die spannweitige Auftriebs- und Nickmomentenverteilung zu den Zeitpunkten des minimalen Auftriebs bzw. maximalen Rollmoments sind in den Abb. 7.32 bzw. 7.33 dargestellt. Während des minimalsten Auftriebs erzeugen nahezu alle Flügelschnitte einen Abtrieb. Dennoch sind lokal positive Werte von Δc_p vorhanden, die auf einen lokalen Auftrieb hinweisen. Für einen axialen Abstand von 16 Spannweiten zwischen den beiden Flugzeugen ist in Abb. 7.34 der zeitliche Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M dargestellt. Verglichen mit der Stromabposition $x^* = 8.0$ haben sich hier die Amplituden des Auftriebsbeiwerts C_A reduziert. Das Roll- und Nickmoment zeigt hingegen ein sehr ähnliches Verhalten. Die detaillierte Lastverteilung zum Zeitpunkt des maximalen Auftriebs bzw. maximalen Nickmoments ist in den Abb. 7.35 bzw. 7.36 dargestellt. Obwohl bei Erreichen des maximalen Auftriebs sämtliche Flügelschnitte einen Auftrieb erzeugen, existieren lokal dennoch Positionen auf dem Flügel, an denen der Beiwert Δc_p negative Werte aufweist.

Sowohl für einen axialen Abstand von 8 als auch 16 Spannweiten ergeben sich zeitlich stark schwankende Luftkräfte für ein Flugzeug, das sich im Nachlaufwirbelsystem eines vorausfliegenden Flugzeugs befindet. Anhand der zeitlichen Verläufe der Beiwerte C_A , C_L und C_M wird deutlich, dass das Flugzeug hochfrequente Beschleunigungen erfährt. Diese sind die Folge der in Spannweitenrichtung stark schwankenden Auftriebs- und Nickmomentenverteilung. Der Turbulenzgrad des Nachlaufwirbelsystems hängt entscheidend vom Flugzustand des Flugzeugs ab, welches den Nachlauf erzeugt. Wie anhand der experimentellen Untersuchung in Kap. 5.2 gezeigt werden konnte, erhöht sich mit zunehmendem Anstellwinkel α auch der Turbulenzgrad. Daher ist davon auszugehen, dass es für höhere Anstellwinkel auch zu einer Zunahme der instationären Lasten kommt. Für einen bestimmten Anstellwinkel α des vorausfliegenden Flugzeugs hingegen, ist der zeitliche Verlauf des Anstellwinkels am einfliegenden Flugzeug, und damit der Beiwerte C_A , C_L und C_M unabhängig von der Fluggeschwindigkeit. Da sich bei einer Erhöhung der Fluggeschwindigkeit die Geschwindigkeitsschwankungen ebenso erhöhen, ist der lokale Anstellwinkel am folgenden Flugzeug davon nicht beeinflusst.

Neben der Beschleunigungen, die das starre Flugzeug betreffen, ist aufgrund der zeitlich stark schwankenden Luftkräfte von einer erhöhten Beanspruchung der Flugzeugstruktur auszugehen.

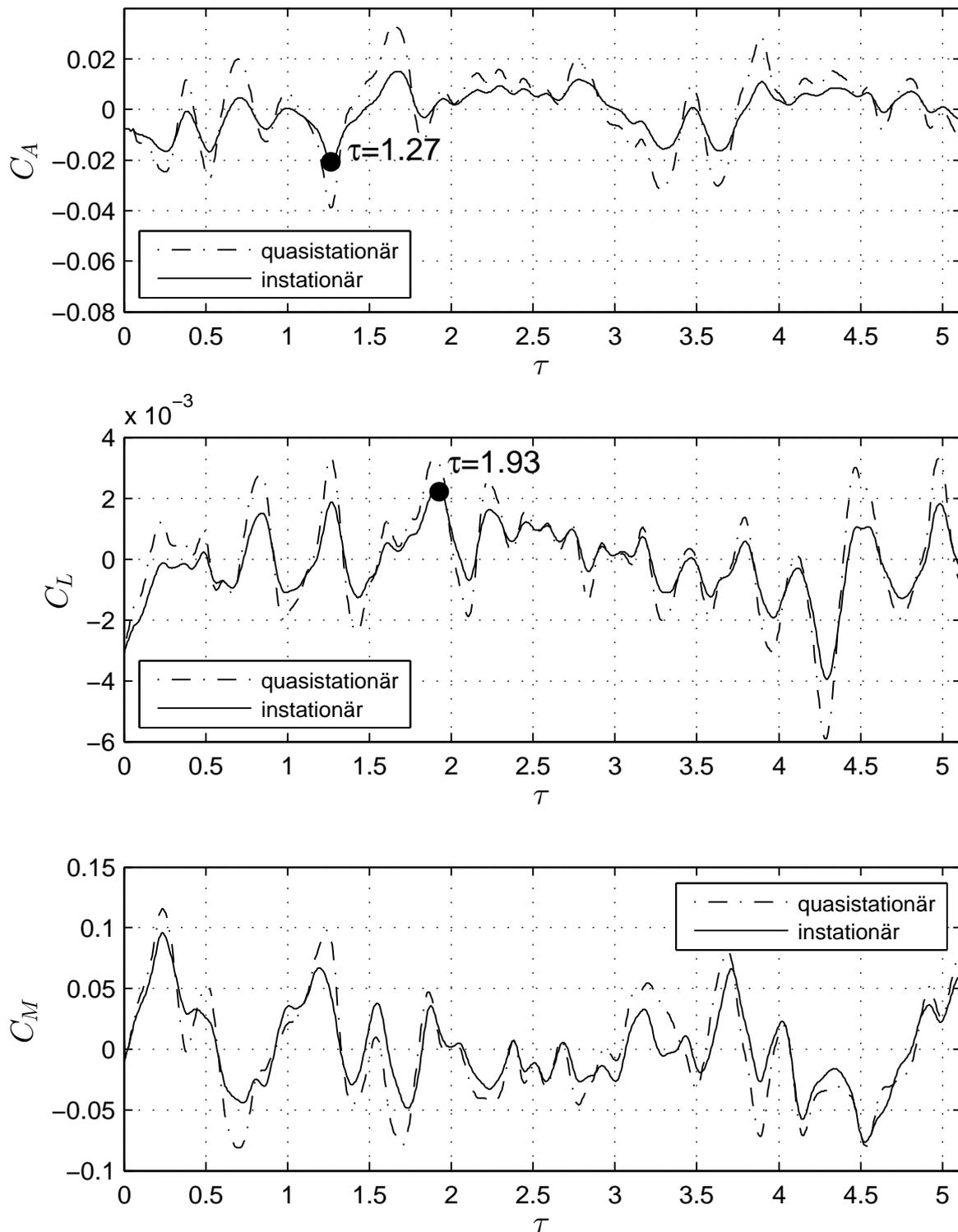


Abb. 7.31: Zeitlicher Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M bei einem axialen Abstand von acht Spannweiten

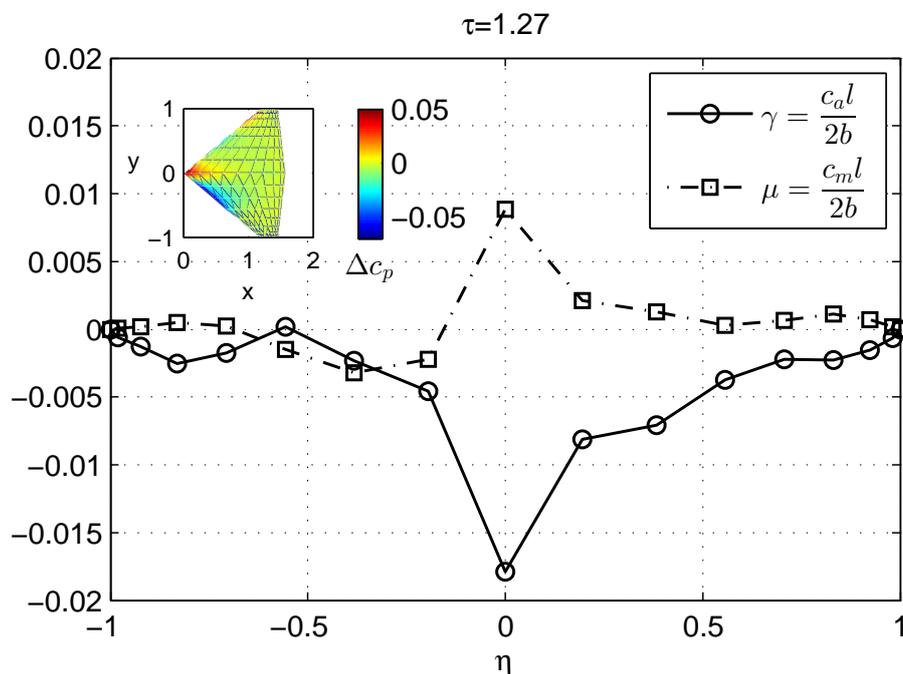


Abb. 7.32: Dimensionslose spannweite Auftriebs- und Nickmomentenverteilung bei Erreichen des minimalen Auftriebs an einer Stromabposition von $x^* = 8.0$

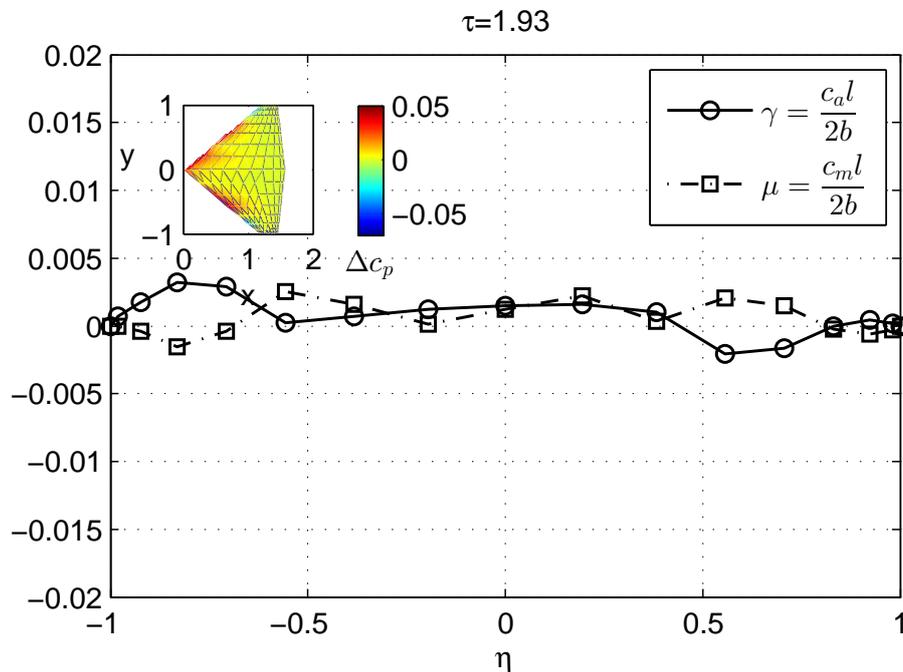


Abb. 7.33: Dimensionslose spannweite Auftriebs- und Nickmomentenverteilung bei Erreichen des maximalen Rollmoments an einer Stromabposition von $x^* = 8.0$

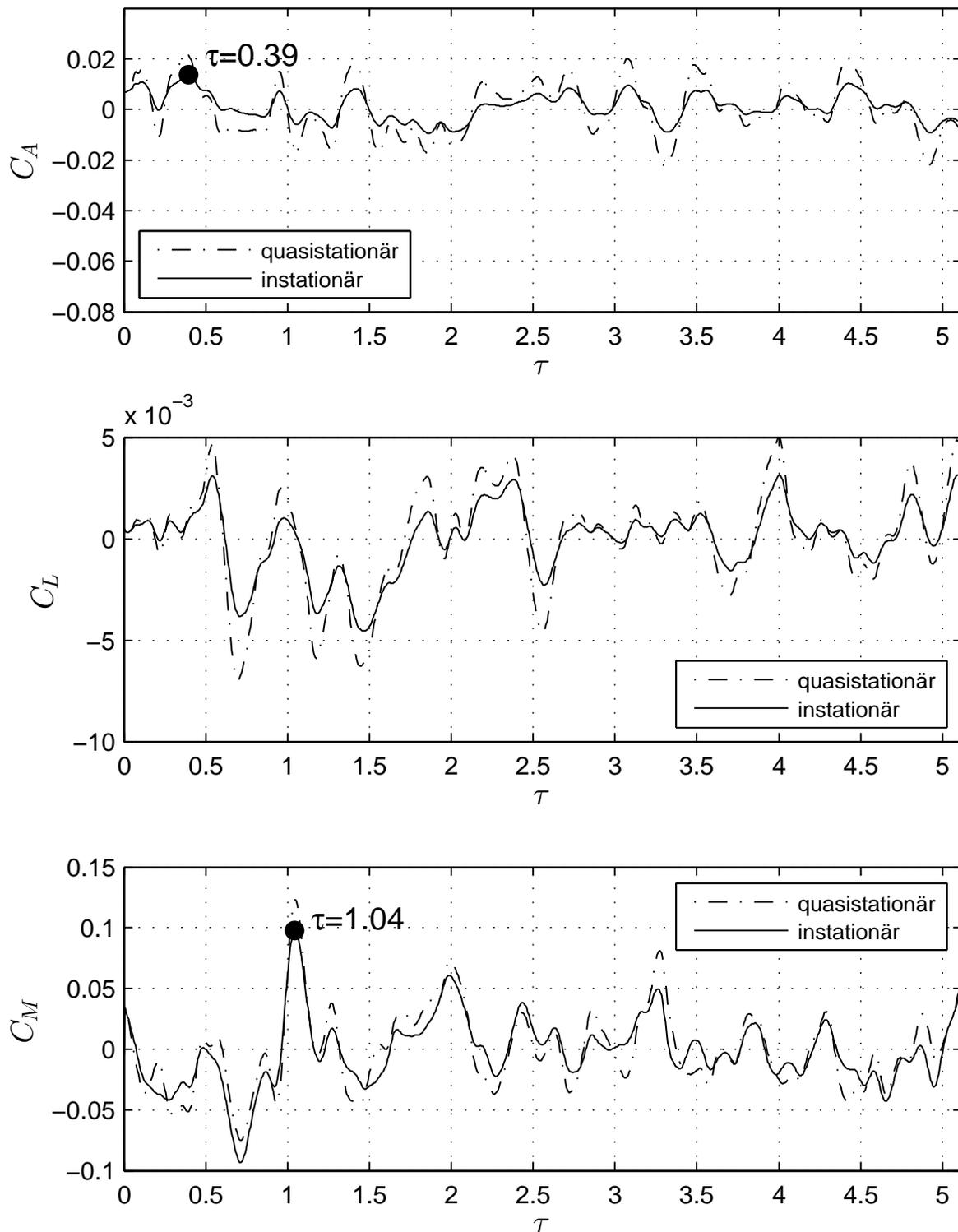


Abb. 7.34: Zeitlicher Verlauf der Beiwerte C_A , C_L und C_M bei einem axialen Abstand von 16 Spannweiten

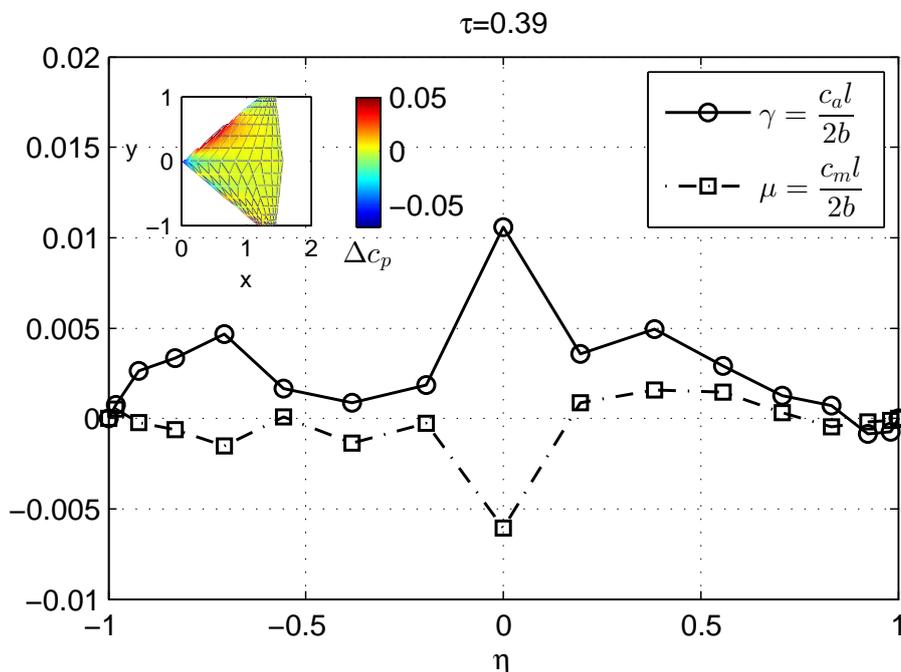


Abb. 7.35: Dimensionslose spannweite Auftriebs- und Nickmomentenverteilung bei Erreichen des maximalen Auftriebs an einer Stromabposition von $x^* = 16.0$

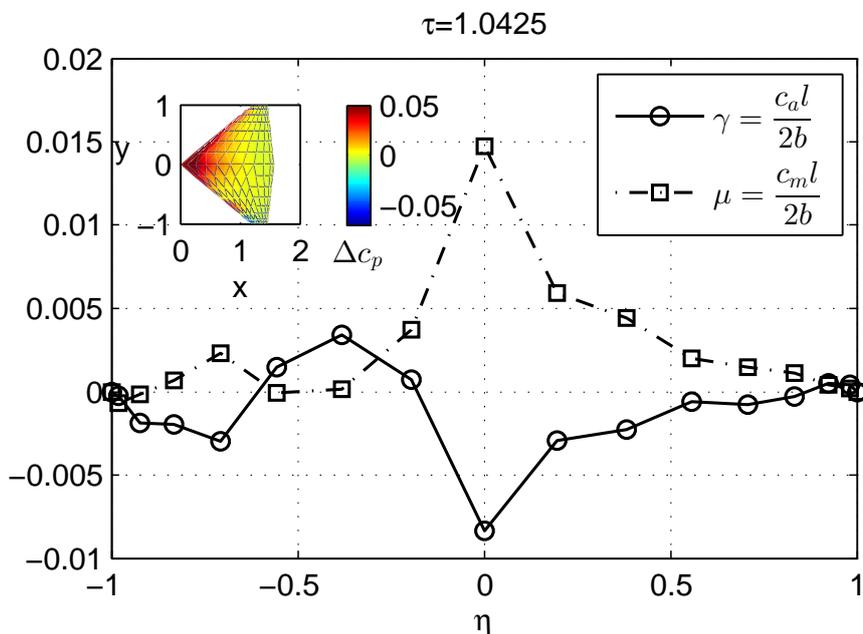


Abb. 7.36: Dimensionslose spannweite Auftriebs- und Nickmomentenverteilung bei Erreichen des maximalen Nickmoments an einer Stromabposition von $x^* = 16.0$

8 Zusammenfassung und Ausblick

Das Einfliegen in das Nachlaufwirbelsystem stellt für die Flugsicherheit eine erhebliche Gefahr dar. Bisherige Untersuchungen zielten hauptsächlich darauf ab, die zeitliche und räumliche Entwicklung von Nachlaufwirbelsystemen vorherzusagen bzw. zu beeinflussen. Dadurch ist es möglich, ein Einfliegen grundsätzlich zu vermeiden oder durch eine Beschleunigung des Zerfalls den Staffelungsabstand zu reduzieren. Für hochmanövrierfähige Flugzeuge hingegen schließt das Einsatzspektrum das Kreuzen oder Fliegen innerhalb eines Nachlaufwirbelsystems mit ein. Die daraus resultierenden Luftkräfte sind bisher nur wenig untersucht worden. Ziel dieser Arbeit ist es deshalb, auf Grundlage kombinierter experimenteller und numerischer Untersuchungen des Nachlaufwirbelsystems, einen Beitrag zur Bestimmung der instationären Luftkräfte an einem nachfolgenden Flugzeug zu leisten.

In Kap. 1 wird ein Überblick über die Problematik, die sich im Zusammenhang mit Nachlaufwirbelsystemen für den Luftverkehr ergibt, und den Stand der Forschung gegeben. Abschließend wird die Zielsetzung dieser Arbeit formuliert.

Die grundlegenden strömungsmechanischen Zusammenhänge im Hinblick auf Wirbelsysteme werden in Kap. 2 dargestellt. Zusätzlich werden hier die notwendigen Koordinaten- und Geschwindigkeitstransformationen beschrieben, die den Übergang vom Koordinatensystem des vorausfliegenden in das des einfliegenden Flugzeugs ermöglichen.

Details zur Durchführung der Windkanaluntersuchung werden in Kap. 3 behandelt. Im Vordergrund stehen dabei das verwendete Windkanalmodell und der entwickelte Auswertalgorithmus für die eingesetzte 4-Drahtsonde zur Ermittlung des zeitabhängigen Geschwindigkeitsfeldes.

Die auf Grundlage der Windkanaluntersuchung durchgeführten Grobstruktursimulationen werden in Kap. 4 im Näheren beschrieben. Im Mittelpunkt stehen dabei die verwendete Turbulenzmodellierung sowie die notwendige Aufbereitung der experimentellen Ergebnisse, damit diese zur Initialisierung der Simulation verwendet werden können.

Die experimentellen Ergebnisse für das Nah- bzw. erweiterte Nahfeld werden in Kap. 5 für die Anstellwinkel $\alpha = 8^\circ$, 15° und 20° diskutiert. Zusätzlich werden hier die numerischen Ergebnisse gegenübergestellt, um so eine Validierung des eingesetzten numerischen

Verfahrens zu ermöglichen. Die Frage, inwieweit die Windkanalumgebung einen Einfluss auf die Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems hat, wird ebenfalls in Kap. 5 diskutiert.

Die Ergebnisse der numerischen Simulation, die sich bis in das Fernfeld erstreckt, sind für einen Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ in Kap. 6 dargestellt.

Die numerisch bestimmte zeitliche und räumliche Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Nachlaufwirbelsystems dient in Kap. 7 dazu, die instationären Luftkräfte an einem nachfolgenden Flugzeug zu berechnen. Das stationäre Tragflächenverfahren wird dahingehend erweitert, dass auch instationäre Effekte Berücksichtigung finden. Für verschiedene Einflugmanöver werden sowohl zeitabhängige Beiwerte als auch Druckverteilungen an ausgewählten Zeitpunkten am einfliegenden Flugzeug bestimmt.

Als wesentliche Ergebnisse der experimentellen Untersuchung des Nachlaufwirbelsystems sind festzuhalten:

- Zwischen dem Vorderkantenwirbel des Flügels und des Canards kommt es zu keinem Aufrollvorgang. Dennoch kann ein Zirkulationsaustausch vom Canardwirbel auf den Vorderkantenwirbel des Flügels beobachtet werden. Der Dissipationsprozess der Canardwirbel schreitet für sämtliche Anstellwinkel verglichen mit dem Vorderkantenwirbel des Deltaflügels deutlich schneller voran.
- Durch die gegenseitige Beeinflussung des Canard- und Deltaflügelwirbels erfahren beide eine laterale und horizontale Verschiebung innerhalb der Querströmungsebene. Für den Canardwirbel ist dabei die vertikale Verschiebung aufgrund der hohen induzierten Abwinde der Vorderkantenwirbel des Deltaflügels dominierend.
- Vor allem die Wirbelzentren des Canard- und Deltaflügelwirbels sind von hohen Turbulenzintensitäten geprägt. Zusätzlich konnte ein Zusammenhang zwischen der Dissipation des Wirbelsystems und einem Anstieg der Turbulenzintensitäten beobachtet werden.

Die numerische Simulation lieferte folgende Ergebnisse:

- Validierungsrechnungen zeigten im Hinblick auf das Geschwindigkeitsfeld als auch auf die Turbulenzverteilung eine gute bis sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Zusätzlich konnte der Einfluss des Versuchsaufbaus, und hier vor allem der Modellhalterung, auf die Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems untersucht werden. Durch die hohen Turbulenzintensitäten des Halterungsnachlaufs kommt es zu einer deutlich früheren Dissipation des Canardwirbels, als dies für ein frei fliegendes Flugzeug zu erwarten ist.

- Simulationen des Freiflugs, bei denen die experimentell bestimmten Einströmgrößen im Hinblick auf die Modellhalterung korrigiert wurden, weisen aufgrund des stabileren Verhaltens des Canardwirbels gegenüber dem Experiment Unterschiede im Bezug auf die Wirbeltrajektorien und Zirkulationsverteilung auf.
- Für einen Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ kommt es zwischen einer Stromabposition $x^* = 45.0$ und $x^* = 50.0$ zu einem starken Abfall der Zirkulation.

Die auf Grundlage der numerischen Simulation bestimmten instationären aerodynamischen Lasten führten zu folgenden Ergebnissen:

- In Abhängigkeit vom Einflugmanöver unterscheiden sich die instationären Lasten deutlich. Die höchsten Werte für den Auftriebs-, Roll- und Nickmomentenbeiwert ergeben sich für ein gerades Kreuzen mit einem Lastfaktor von $1g$.
- Aufgrund der Berücksichtigung der veränderlichen zeitabhängigen Anströmung in Tiefen- und Spannweitenrichtung konnte die detaillierte Druckverteilung am Flügel bestimmt werden.
- Das Fliegen innerhalb des Nachlaufwirbelsystems bei vernachlässigbarer Relativbewegung zum vorausfliegenden Flugzeug führt zu hochfrequenten aerodynamischen Lasten. In Abhängigkeit von der Flugmachzahl erfährt das Flugzeug Beschleunigungen, die unter Umständen die zulässigen Belastungen für den Piloten von $1/2 g$ überschreiten.

Abschließend sollen noch einige Anregungen für weiterführende Arbeiten auf diesem Gebiet genannt werden. Da sämtliche numerische Simulationen von einem inkompressiblen Strömungsfeld ausgingen, wäre eine Bestimmung des Nachlaufwirbelsystems auch bei höheren Machzahlen ein interessanter Aspekt. Da sich die Simulationen hauptsächlich auf einen Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ konzentrierten, wäre die Untersuchung von höheren Anstellwinkeln wünschenswert. Diese Untersuchungen könnten zusätzlich detaillierter auf Instabilitätsmechanismen innerhalb des Nachlaufwirbelsystems eingehen.

Die im Rahmen dieser Arbeit berechneten instationären Luftkräfte basieren ausschließlich auf Potential-Verfahren. Da für den untersuchten Flügelgrundriss, der eine geringe Streckung und hohe Vorderkantenpfeilung aufweist, diese Verfahren die Eigenschaften der Flügelumströmung nur bedingt berücksichtigen können, wäre der Einsatz von höherwertigen Verfahren auf Grundlage der Euler- oder Navier-Stokes-Gleichungen wünschenswert. Unberücksichtigt blieb der Einfluss der elastischen Struktur auf die instationären aerodynamischen Lasten. Da die Antwort der Flugzeugstruktur wiederum einen Einfluss auf die Luftkräfte hat, würde die Kopplung des aerodynamischen Verfahrens mit einem Strukturmodell eine Vorhersage der auftretenden Strukturlasten ermöglichen.

Literaturverzeichnis

- [1] USAF: *MIL-A-8861A*. März 1971. – Military Specification, Aircraft Strength and Rigidity, Flight Loads.
- [2] AS: *MIL-A-8861B*. 1986. – Military Specification, Aircraft Strength and Rigidity, Flight Loads.
- [3] NTSB: *In-Flight Separation of Vertical Stabilizer American Airlines Flight 587, Airbus Industrie A300-605R, N14053*. Oktober 2004. – AAR-04-04.
- [4] ALBANO, E. ; RODDEN, W.P.: A doublet lattice method for calculating lifting disturbances of oscillating surfaces in subsonic flows. In: *Journal of Aircraft* 2 (1969), Nr. 2, S. 279–285.
- [5] ALLEN, A.: *Beeinflussung des Nachlaufwirbelsystems von Transportflugzeugen*, Technische Universität München, Dissertation, 2008. – Verlag Dr. Hut (ISBN 978-3-89963-929-2).
- [6] BATCHELOR, G.: Axial Flow in Trailing Line Vortices. In: *Journal of Fluid Mechanics* 20 (1964), Nr. 4, S. 645–658.
- [7] BECKER, J.: Gust Load Prediction and Allevation on a Fighter Aircraft / NATO. 1985. – AGARD-R-728.
- [8] BENDAT, J.S. ; PIERSOL, A.G.: *Engineering Applications of Correlation and Spectral Analysis*. John Wiley & Sons, 1980.
- [9] BETZ, A.: Das Verhalten von Wirbelsystemen. In: *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik* XII (1932), Nr. 3, S. 164–174.
- [10] BILANIN, A.J. ; WIDNALL, S.E.: Aircraft Wake Dissipation by Sinusoidal Instability and Vortex Breakdown. In: *AIAA Paper* (1973), Januar, S. 73–107.
- [11] BISPLINGHOFF, R. ; ASHLEY, H. ; HALFMAN, R.L.: *Aeroelasticity*. Mineola, New York : Dover Publications, 1996.
- [12] BRADSHAW, P.: *Introduction to Turbulence and Its Measurement*. Pergamon Press, 1975. – ISBN 978-0080166216.

- [13] BREITSAMTER, C.: *Turbulente Strömungsstrukturen an Flugzeugkonfigurationen mit Vorderkantenwirbeln*, Lehrstuhl für Fluidmechanik, Technische Universität München, Diss., 1997. – Herbert Utz Verlag (ISBN 3-89675-201-4).
- [14] BREITSAMTER, C.: *Nachlaufwirbelsysteme großer Transportflugzeuge*, Technische Universität München, Habilitation, 2007. – Herbert Utz Verlag (ISBN 3-89675-201-4).
- [15] BREITSAMTER, C.: *Aerodynamik des Flugzeugs II*, Lehrstuhl für Aerodynamik, Technische Universität München, Vorlesungsmausskript, 2010.
- [16] BREITSAMTER, C.: *Instationäre Aerodynamik des Flugzeugs I*, Lehrstuhl für Aerodynamik, Technische Universität München, Vorlesungsmausskript, 2010.
- [17] BREITSAMTER, C.: *Instationäre Aerodynamik des Flugzeugs II*, Lehrstuhl für Aerodynamik, Technische Universität München, Vorlesungsmausskript, 2010.
- [18] BREITSAMTER, C.: Wake vortex characteristics of transport aircraft. In: *Progress in Aerospace Sciences* 47 (2011), S. 89–134.
- [19] BREITSAMTER, C. ; BELLASTRADA, C. ; LASCHKA, B.: Investigations on Turbulent Wake Vortex Flow of Large Transport Aircraft. In: *ICAS International Congress of the Aeronautical Sciences*. Toronto, Canada, Mai 2002, S. 382.1–382.13.
- [20] BRENNER, F.: Air Traffic Control procedures for the avoidance of wake vortex encounters: today and future developments by Deutsche Flugsicherung GmbH. In: *The Characterisation & Modification of Wakes from Lifting Vehicles in Fluids* Bd. AGARD-CP-584. Trondheim, Norway, Mai 1996, S. 4-1-4–14.
- [21] BRISTOL, R.L. ; ORTEGA, J.M. ; MARCUS, P.S. ; SAVAS, Ö.: On cooperative instabilities of parallel vortex pairs. In: *Journal of Fluid Mechanics* 517 (2004), S. 331–358.
- [22] BRUUN, H.: *Hot-Wire Anemometry*. Oxford Science Publications, 1995. – ISBN 0-19856342-6.
- [23] CIFFONE, D.L. ; ORLOFF, K.L.: Far-Field Wake Vortex Characterisation of Wings. In: *AIAA Journal of Aircraft* 12 (1975), Nr. 5, S. 464–470.
- [24] CROUCH, J.D.: Instability and transient growth for two trailing-vortex pairs. In: *Journal of Fluidmechanics* 350 (1997), S. 311–330.
- [25] CROUCH, J.D. ; G.MILLER ; SPALART, P.R.: Active-Control System for Breakup of Airplane Trailing Vortices. In: *AIAA Journal* 39 (2001), Nr. 12, S. 2374–2381.

- [26] CROUCH, J.D. ; G.MILLER ; SPALART, P.R.: Airplane Trailing Vortices. In: *Boeing Aero Magazine* (2001), April, Nr. 14, S. 1–8.
- [27] CROW, S.C.: Stability Theory for a Pair of Trailing Vortices. In: *AIAA Journal* 8 (1970), Nr. 12, S. 2172–2179.
- [28] CROW, S.C.: Lifespan of Trailing Vortices in a Turbulent Atmosphere. In: *AIAA Journal* 13 (1976), Nr. 7, S. 476–482.
- [29] DARRACQ, D. ; CORJON, A. ; DUCROS, F. ; KEANE, M. ; BUCKTON, D. ; REDFERN, M.: Simulation of Wake Vortex Detection with Airborne Doppler Lidar. In: *AIAA Journal of Aircraft* 37 (2000), Nr. 6, S. 984–993.
- [30] DE VISSCHER, I. ; BRICTEUX, L. ; WINCKELMANS, G.: LES of Aircraft Wake Vortices evolving in a stably stratified and weakly turbulent Atmosphere. In: *European Conference on Computational Fluid dynamics ECCOMAS*, 2010.
- [31] DONALDSON, C.duP. ; BILANIN, A.J.: Vortex wakes of conventional aircraft / AGARDograph. 1975 (204). – Forschungsbericht
- [32] EUROPEAN AVIATION SAFETY AGENCY: *Certification Specifications and Acceptable Means of Compliance for Large Aeroplanes*, 2011. – CS-25.
- [33] FEDERAL AVIATION ADMINISTRATION (FAA): *Federal Aviation Regulations*, 1965. – FAR-25.
- [34] F.F. GRINSTEIN ; L.G. MARGOLIN ; W.J. RIDER: *Implicit Large Eddy Simulation*. Cambridge University Press, 2006. – ISBN 9780521869829.
- [35] FRÖHLICH, J.: *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. Teubner Verlag, 2006.
- [36] GERZ, T.: Wake Vortex Prediction and Observation: Towards an Operational System. In: *Proceedings ODAS 2001, ONERA-DLR Aerospace Symposium*. Paris, France, 20.-22. Juni 2001, S. 1–10. – S1-3.
- [37] GERZ, T. ; HOLZÄPFEL, F. ; DARRACQ, D.: Commercial Aircraft Wake Vortices. In: *Progress in Aerospace Sciences* 38 (2002), Nr. 3, S. 181–208.
- [38] GERZ, T. ; HOLZÄPFEL, F. ; GERLING, W. ; SCHARNWEBER, A. ; FRECH, M. ; KOBER, K. ; DENGLER, K. ; RAHM, S.: The Wake Vortex Prediction and Monitoring System WSVBS - Part II: Performance and ATC Integration at Frankfurt Airport. In: *Air Traffic Control Quarterly* 17 (2009), Nr. 4, S. 323–346.

- [39] GIESING, J.P. ; RODDEN, W.P. ; STAHL, B.: Sears Function and Lifting Surface Theory for Harmonic Gust Fields. In: *AIAA Journal of Aircraft* 7 (1970), Nr. 3, S. 252–255.
- [40] GRIMALDI, J.P. ; BRITT, R.T. ; RODDEN, W.P.: Response of B-2 Aircraft to Non-uniform Spanwise Turbulence. In: *AIAA Journal of Aircraft* 30 (1993), Nr. 5, S. 652–659.
- [41] HAHN, K.-U.: Coping with Wake Vortex. In: *23rd Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences*. Toronto, Canada, 2002.
- [42] HAHN, K.-U. ; SCHWARZ, C.: Allevation of Atmospheric Flow Disturbance Effects on Aircraft Response. In: *26th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences*. Anchorage, USA, 2008.
- [43] HALLDORSSON, T. ; ZIEGLER, V.: Bordgestützte Wirbelschleppenerkennung. In: *Jahrbuch der Deutschen Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt- Lilienthal-Oberth e. V.* (2005), 25.-29. September, S. 40–65. – DGLR-2005-065a.
- [44] HEDMAN, S.: Vortex Lattice method for calculation of quasi steady loadings on thin elastic wings / Aeronautical Research Institute of Sweden. 1965 (105). – Technical Report
- [45] HICKEL, S.: *Implicit Turbulence Modeling for Large-Eddy Simulation*, Lehrstuhl für Aerodynamik, Technische Universität München, Dissertation, 2008.
- [46] HICKEL, S. ; ADAMS, N.A.: On implicit subgrid-scale modeling in wall-bounded flows. In: *Physics of Fluids* 19 (2007), Nr. 105106.
- [47] HICKEL, S. ; ADAMS, N.A.: Implicit LES applied to zero-pressure-gradient and adverse-pressure-gradient boundary-layer turbulence. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29 (2008), S. 626–639.
- [48] HICKEL, S. ; ADAMS, N.A. ; DOMARADZKI, J.A.: An adaptive local deconvolution method for implicit LES. In: *Journal of Computational Physics* 213 (2006), S. 413–436.
- [49] HICKEL, S. ; ADAMS, N.A. ; MANSOUR, N.N.: Implicit subgrid-scale modeling for large-eddy simulation of passive-scalar mixing. In: *Physics of Fluids* 19 (2007), Nr. 095102.
- [50] HICKEL, S. ; KEMPE, T. ; ADAMS, N.A.: Implicit large-eddy simulation applied to turbulent channel flow with periodic constrictions. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 22 (2007), S. 227–242.

- [51] HÜNEKE, K.: Structure of a Transport Aircraft-Type Near Field Wake. In: *The Characterisation and Modification of Wakes from Lifting Vehicles in Fluids* Bd. AGARD-CP-584. Trondheim, Norway, Mai 1996, S. 5–1–5–9.
- [52] HOEIJMAKERS, H.W.M.: Vortex Wakes in Aerodynamics. In: *The Characterisation and Modification of Wakes from Lifting Vehicles in Fluids* Bd. AGARD-CP-584, 1996, S. 1–1–1–12.
- [53] HOFSTEE, J. ; KIER, T.M. ; CERULLI, C. ; LOOYE, G.: A Variable, Fully Flexible Dynamic Response Tool for Special Investigations (Varloads). In: *International Forum on Aeroelasticity and Structural Dynamics (IFASD)*, 2003.
- [54] HOLZÄPFEL, F.: The Turbulent Decay of Wake Vortices in the Stably Stratified Atmosphere. In: *AIAA Paper* 40 (2000), Januar, Nr. 2, S. 323–331.. – 2000-0754
- [55] HOLZÄPFEL, F.: Probabilistic Two-Phase Wake Vortex Decay and Transport Model. In: *Journal of Aircraft* 40 (2003), Nr. 2, S. 323–331.
- [56] HOLZÄPFEL, F. ; GERZ, T. ; FRECH, M. ; TAFFERNER, A. ; KÖPP, F. ; SMALIKHO, I. ; RAHM, S. ; HAHN, K.-U. ; SCHWARZ, C.: The Wake Vortex Prediction and Monitoring System WSVBS - Part I: Design. In: *Air Traffic Control Quarterly* 17 (2009), Nr. 4, S. 301–322.
- [57] HOLZÄPFEL, F. ; KLADETZKE, J.: Assessment of Wake Vortex Encounter Probabilities for Crosswind Departure Scenarios. In: *CEAS 2009 European Air and Space Conference*. Manchester, UK, 26.-29. Oktober 2009.
- [58] KIER, T. ; GERTJAN, L.G. ; HOFSTEE, J.: Development of Aircraft Flight Loads Analysis Models with Uncertainties for Pre-Design Studies. In: *International Forum on Aeroelasticity and Structural Dynamics (IFASD)*. München, 2005.
- [59] KÖNIG, R.: Aircraft Response and Pilot Behaviour During a Wake Vortex Encounter Perpendicular to the Vortex Axis. *Gol*, Norway, 1977, S. 17/1–17/18.
- [60] KREISELMAIER, E. ; LASCHKA, B.: Small Disturbance Euler Equations: Efficient and Accurate Tool for Unsteady Load Prediction. In: *AIAA Journal of Aircraft* 37 (2000), Nr. 5, S. 770–778.
- [61] LOOYE, G.: Integrated Flight Mechanics and Aeroelastic Aircraft Modeling using Object-Oriented Modeling Techniques. In: *Modeling and Simulation Technology Conference, AIAA-99-4192* AIAA, 1999.
- [62] LUBER, W.: Wake penetration effects on the dynamic loads and structural design of military and civil aircraft. In: *International Forum on Aeroelasticity and Structural Dynamics (IFASD)*. Seattle, USA, 2009.

- [63] MAUERMANN, T.: *Flexible Aircraft Modelling for Flight Loads Analysis of Wake Vortex Encounters*, Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, Dissertation, 2010.
- [64] O'CONNEL, R.F.: Design, Development and Implementation of a Control System for Load Alleviation for a Commercial Transport Airplane / NATO. 1979. – AGARD-R-683.
- [65] PECHLOFF, A. ; LASCHKA, B.: Small Disturbance Navier-Stokes Method: Efficient Tool for Predicting Unsteady Air Loads. In: *Journal of Aircraft* 43 (2006), Nr. 1, S. 17–29.
- [66] PECHLOFF, A. ; LASCHKA, B.: Small Disturbance Navier-Stokes Computations for Low-Aspect-Ratio Wing Pitching Oscillations. In: *Journal of Aircraft* 47 (2010), Nr. 3, S. 737–753.
- [67] PROCTOR, F.H.: The NASA Wake Vortex Modelling Effort in Support of an Operational Aircraft Spacing System. In: *AIAA Paper 98-0589* (1998), Januar.
- [68] RESEARCH AND TECHNOLOGY ORGANISATION: Design Loads for Future Aircraft / NATO. 2002 (45). – Technical Report
- [69] ROBINS, R.E. ; DELISI, D.P. ; GREENE, G.C.: Algorithm for Prediction of Trailing Vortex Evolution. In: *AIAA Journal of Aircraft* 38 (2001), Nr. 5, S. 911–917.
- [70] ROSSOW, V.J.: Lift-Generated Vortex Wakes of Subsonic Transport Aircraft. In: *Progress in Aerospace Sciences* 35 (1999), Nr. 6, S. 507–560.
- [71] ROSSOW, V.J.: Reduction of Uncertainties in Prediction of Wake-Vortex Locations. In: *AIAA Journal of Aircraft* 39 (2002), Nr. 4, S. 587–596.
- [72] SAGAUT, P.: *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Cambridge University Press, 2006. – ISBN 978-3-540-26344-9.
- [73] SCHLICHTING, H.F. ; TRUCKENBRODT, E.: *Aerodynamik des Flugzeugs, Erster Band*. 2. Berlin Heidelberg New York : Springer Verlag, 1960. – ISBN 978-3-540-67374-3.
- [74] SCHLICHTING, H.F. ; TRUCKENBRODT, E.: *Aerodynamik des Flugzeugs, Zweiter Band*. 2. Berlin Heidelberg New York : Springer Verlag, 1960. – ISBN 978-3-540-67375-0.
- [75] SHU, C.-W.: Total-variation-diminishing time discretizations. In: *SIAM Journal on Scientific Computing* 9 (1988), S. 1073–1084.

-
- [76] SPALART, P.R.: Airplane Trailing Vortices. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 30 (1998), S. 107–138.
- [77] SPURK, J.H. ; AKSEL, N.: *Strömungslehre*. Springer, 2006. – ISBN 3–540–26293–8.
- [78] STUMPF, E.: Study of Four-Vortex Aircraft Wakes and Layout of Corresponding Aircraft Configurations. In: *Journal of Aircraft* 42 (2005), Nr. 3, S. 722–733.
- [79] TRUCKENBRODT, E.: Tragflächentheorie bei inkompressibler Strömung. In: *Jahrbuch der WGL* (1953), S. 40–65.
- [80] WEISHÄUPL, C. ; LASCHKA, B.: Small Disturbance Euler Simulations for Delta Wing Unsteady Flows due to Harmonic Oscillations. 41 (2004), Nr. 4, S. 782–789.
- [81] WRIGHT, J.R ; COOPER, J.E.: *Introduction to Aircraft Aeroelasticity and Loads*. John Wiley and Sons, 2008. – ISBN 1–56347–935–4.

A Anhang

A.1 Böenproblem

Diskretes Böenproblem Im Rahmen des Entwicklungsprozesses wird das diskrete Böenproblem häufig über eine sogenannte 1-cos-Böe modelliert [81].

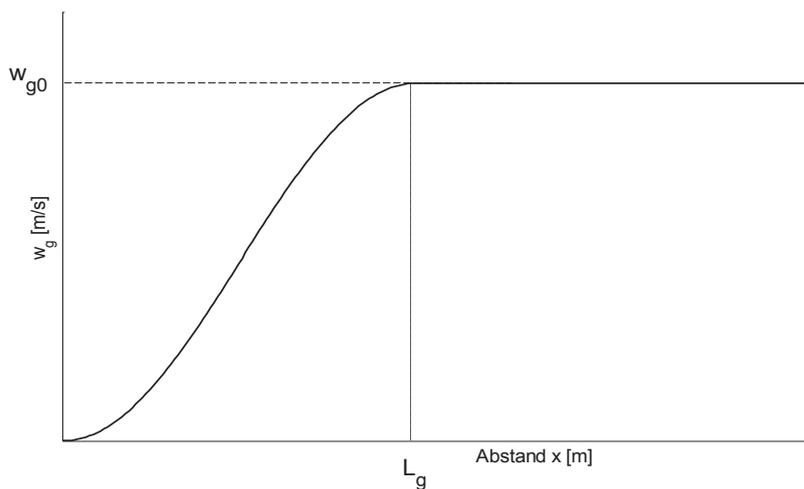


Abb. A.1: Diskrete 1-Kosinus Böe

$$w_g(x_g) = \begin{cases} 0 & x_g < 0 \\ \frac{w_{g0}}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi x_g}{L_g}\right) & 0 \leq x_g \leq L_g \\ w_{g0} & x_g > L_g \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist der Spitzenwert w_{g0} die sogenannte Auslegungsböengeschwindigkeit, die von der Böenlänge L_g , Flughöhe und der Fluggeschwindigkeit U_∞ abhängt. Für die Position x_g des einfliegenden Flugzeugs kann somit über Gl. A.1 die Böengeschwindigkeit w_g bestimmt werden. Für eine Berechnung der Flugzeugantwort im Zeitbereich muss die Böengeschwindigkeit von der räumlichen in die zeitliche Darstellung transformiert werden. Dies gelingt

mit der Substitution der Flugposition $x_g = U_\infty \cdot t$, sodass sich für die Böengeschwindigkeit

$$w_g(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ \frac{w_{g0}}{2} (1 - \cos \frac{2\pi U_\infty t}{L_g}) & 0 \leq t \leq U_\infty / L_g \\ w_{g0} & t > U_\infty / L_g \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

ergibt. Zusätzlich kann der sogenannte Eindringungseffekt (Gust Penetration Effekt) berücksichtigt werden. Das Leitwerk und der Flügel erfahren zu gleichen Zeitpunkten unterschiedliche Böengeschwindigkeiten. Aber auch an einem isolierten gepfeilten Flügel ist dieser Effekt zu beobachten. Unterschiedliche Bereiche des Flügels werden zu unterschiedlichen Zeiten mit der Böengeschwindigkeit beaufschlagt. Hinzu kommt die gegenseitige Beeinflussung von Leitwerk und Flügel. Für eine Delta-Canard Konfiguration reduziert der Abwind des Leitwerks die Böengeschwindigkeit am Flügel, wodurch die Anstellwinkelverteilung und damit die Auftriebsverteilung beeinflusst wird.

Kontinuierliche Turbulenz Für das Einfliegen in ein kontinuierliches Turbulenzfeld wird das Turbulenzspektrum über die Dryden- oder von Karman-Modelle bestimmt [1, 2]. Das von Karman-Modell lautet:

$$\Phi_{u_g}(\Omega) = \sigma_u^2 \frac{2L_u}{\pi} \frac{1}{[1 + (1.339L_u\Omega)^2]^{5/6}} \quad (\text{A.3})$$

$$\Phi_{v_g}(\Omega) = \sigma_v^2 \frac{2L_v}{\pi} \frac{1 + \frac{8}{3}(1.339L_v\Omega)^2}{[1 + (1.339L_v\Omega)^2]^{11/6}} \quad (\text{A.4})$$

$$\Phi_{w_g}(\Omega) = \sigma_w^2 \frac{2L_w}{\pi} \frac{1 + \frac{8}{3}(1.339L_w\Omega)^2}{[1 + (1.339L_w\Omega)^2]^{11/6}} \quad (\text{A.5})$$

L ist dabei die turbulente Längenskala, die für mittlere bzw. große Flughöhen eine Konstante ist, ansonsten eine Funktion der Höhe darstellt. Die Turbulenzintensität σ ist ebenfalls von der Flughöhe abhängig, wobei zusätzlich zwischen leichter, mittlerer und starker Turbulenz unterschieden wird.

A.2 Wirbelverschmelzung und Instabilitäten

Wirbelverschmelzung Die von der Flügelhinterkante abgehende Wirbelschicht und lokale Einzelwirbel, wie beispielsweise der Flügelspitzenwirbel, rollen sich in der Regel innerhalb von 10 Flügelspannweiten in das freie Wirbelpaar auf [14]. Das Verschmelzen von Einzelwirbeln unterscheidet sich in Abhängigkeit der Wirbel-Reynoldszahl, sodass bei niedrigen Reynoldszahlen zwischen $Re_\Gamma = \Gamma/\nu \approx 500 - 2000$ eine sogenannte zweidimensionale

laminare Verschmelzung vorliegt. Aufgrund der gegenseitig induzierten Geschwindigkeiten rotieren die Wirbel umeinander und deformieren sich aufgrund von Scherung in radialer Richtung elliptisch. Infolgedessen wachsen die viskosen Kernradien mit $\Delta r_c^2 = 4\beta\mu\Delta t$ an. β stellt dabei eine Konstante des Lamb-Oseen-Wirbelmodells dar [14]. Wird der kritische Wert $R_{V_{krit}} = r_c/d \approx 0.29$ für das Verhältnis von Kernradius zu Wirbelabstand erreicht, bilden sich Wirbelstärkebänder an den Wirbelaußenseiten in radialer Richtung aus. Innerhalb eines Drittels einer Umlaufperiode verschmelzen dann die Wirbelkerne zu einem, wobei sich die spiralförmigen Wirbelstärkebänder aufrollen. Bei Reynoldszahlen $Re_T > 2000$ ist die Verschmelzung durch das Auftreten einer kurzwelligen, elliptischen Instabilität bedingt. Unterschreitet das Verhältnis von Kernradius zu Wirbelabstand den kritischen Wert $r_c/d = 0.2 \div 0.25$ kommt es zu einer sinusförmigen Auslenkung der umeinander rotierenden und sich annähernden Wirbel. Diese wächst exponentiell an, was dazu führt, dass am Ort der größten Deformation sich Fluidschichten des einen Wirbels um den anderen legen. Damit verbundenen sind periodische ineinandergreifenden Wirbelstärkebänder, die zur Streckung der korrespondierenden Wirbelstärkezonen und damit zur Bildung von Sekundärwirbeln führen. Diese legen sich um die Primärwirbel und weisen bezüglich der Wirbelachse eine senkrechte Orientierung auf. Aufgrund der Instabilität erfolgt die Verschmelzung früher verglichen mit dem Fall bei niedrigen Reynoldszahlen. Die Interaktion der Sekundärwirbel mit den ursprünglichen Wirbeln bewirkt die schnelle Ausbildung eines gemeinsamen Kerns, der durch erhöhte Turbulenzintensität gekennzeichnet ist, und dessen Kernradius bis auf das Doppelte vergrößert sein kann.

Der elliptischen Instabilität können typische Wellenlängen im Bereich $\lambda_{Verschmelzung} = 0.09 \div 0.18$ zugeordnet werden.

Instabilitäten. Instabilitäten, die sich entlang des Nachlaufwirbelsystems in Strömungsrichtung entwickeln, beeinflussen die Entwicklung des Wirbelsystems grundlegend [14]. Dabei unterscheidet man

1. Langwellige Instabilitäten (LW): $\lambda/b_0 > 2\pi$ (Crow-Instabilität)
2. Mittelwellige Instabilitäten (MW): $2\pi > \lambda/b_0 > \pi/2$ (Crouch-Instabilität)
3. Kurzwellige Instabilitäten (KW): $\pi/2 > \lambda/b_0 > \pi/4$ (Wirbelverschmelzen).

Wirbelsysteme sind hinsichtlich dreidimensionaler Störungen grundsätzlich instabil [21]. Dies wird durch die Verstärkung unsymmetrischer Kelvin-Wellen durch die gegenseitige Deformation der Wirbel verursacht.

Crow-Instabilität Die sogenannte Crow-Instabilität ist die bedeutendste langwellige Instabilität für ein Wirbelpaar [27]. Hierzu werden zwei entgegengesetzt gleich starke Wirbel mit den Zirkulationen $-\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_0$ betrachtet. In diesem Fall bildet sich ausgehend

von einer sinusförmigen Anfangsstörung eine ebenfalls sinusförmige Auslenkung in einer Ebene, die einen Winkel von 45° zur Horizontalen aufweist. Der laterale Abstandszuwachs Δb_0 steigt mit der Zeit bzw. Lauflänge exponentiell an, wobei die Anfachungsrate σ_{Crow} jedoch eher gering ist.

$$\frac{\lambda_{Crow}}{b_0} = 9.0 \pm 1.0 \text{ (a); } \frac{\lambda_{Crow}}{b} = 7.0686 \pm 0.7854 \text{ (b);} \quad (\text{A.6})$$

$$\sigma_{Crow}^* = 0.825 \pm 0.025; \tau_{Crow}^* = \frac{1}{\sigma_{Crow}^*} \quad (\text{d}).$$

Crouch-Instabilität Das Vierwirbelsystem der Delta-Canard-Konfiguration besteht aus einem dominierenden Hauptwirbelpaar (WLV) und dem überlagerten Canardwirbelpaar (CLV). Im Rahmen der Crouch-Instabilität wird unterschieden, ob das Nebenwirbelpaar gleichsinnig oder entgegengesetzt dem Hauptwirbelpaar dreht [24]. Da die Drehrichtung des Canardwirbelpaares identisch der des Hauptwirbels ist, wird ausschließlich dieser Fall betrachtet. Die Wechselwirkung des Nebenwirbels mit dem jeweils benachbarten Hauptwirbel führt zu einer mittelwelligen Instabilität. Unterschieden werden kann dabei zwischen einer symmetrischen (Index S) und einer antimetrischen (Index A) Form. Die Wellenlänge λ_{Crouch} und maximale Wachstumsrate σ_{Crouch}^* nehmen folgende Werte bzw. Wertebereich an.

$$\frac{\lambda_{Crouch_S}}{\tilde{b}_0}; = 1.5 - 4.0 \text{ (a); } \frac{\lambda_{Crouch_S}}{b} = 1.18 - 3.14 \text{ (b);} \quad (\text{A.7})$$

$$\sigma_{Crouch_S}^* = 1.3 \quad (\text{c}).$$

$$\frac{\lambda_{Crouch_A}}{\tilde{b}_0}; = 1.5 - 6.0 \text{ (a); } \frac{\lambda_{Crouch_A}}{b} = 1.18 - 4.71 \text{ (b);} \quad (\text{A.8})$$

$$\sigma_{Crouch_A}^* = 1.6 \quad (\text{c}).$$

A.3 Kontinuierliches Nachlaufproblem – Machzahleinfluss

Als Grenze für die zumutbare Belastung des Piloten während des Fliegens innerhalb einer turbulenten Umgebung wurden maximal zwölf Beschleunigungen von $1/2g$ in der Minute definiert [7]. Anhand des zeitlichen Verlaufs des Auftriebsbeiwertes kann eine Machzahl bestimmt werden, bei der vertikale Beschleunigungen $\ddot{z} = \dot{w}$ von $1/2g$ am Flugzeug auftreten. Der Lastfaktor n_z kann über die Beziehung

$$n_z = \frac{\dot{w}}{g} \quad (\text{A.9})$$

berechnet werden. Die maximalen Beschleunigungen treten beim Erreichen der maximalen Auftriebsbeiwerte c_A auf. Damit ergibt sich die Beschleunigung \dot{w} zu

$$\dot{w} = \frac{A}{m_{A/C}} = \frac{c_A \cdot \rho / 2 \cdot a^2 Ma^2}{m_{A/C}}. \quad (\text{A.10})$$

Für den Lastfaktor n_z gilt:

$$n_z = \frac{\dot{w}}{g} = \frac{c_A \cdot \rho / 2 \cdot a^2}{m_{A/C} \cdot g} Ma^2 \quad (\text{A.11})$$

Löst man Gl. A.11 nach der Machzahl auf und setzt $n_z = 1/2$, ergibt sich für eine Großausführung ($m_{A/C} = 15.500 \text{ kg}$) bei den Umgebungsbedingungen $\rho = 1.2 \text{ kg/m}^3$ und $a = 343 \text{ m/s}$ eine Grenzmachzahl von $Ma_{n=1/2} \approx 1.03$. Bei höheren Anstellwinkeln ist eine Zunahme der Turbulenzintensität zu erwarten, wodurch sich hier die Grenzmachzahl zu geringeren Werten verschiebt. Neben den vertikalen Beschleunigungen, die auf das Flugzeug einwirken, ergeben sich außerdem zeitlich schwankende Roll- und Nickmomente. Diese führen zusätzlich zu einer Einschränkung des Flugkomforts und zu einer erhöhten Strukturbelastung.