

Master-Thesis  
im  
Studiengang  
Simulation und Experimentaltechnik

**Aerodynamische Untersuchung eines NACA 65-(12)10  
mit Leading Edge Serrations unter Verwendung  
numerischer Methoden**

Denis Schreiber  
Matrikelnummer 566538

Düsseldorf  
Januar 2017

**Betreuender Professor (Erster Prüfer)**  
Prof. Dr.-Ing. Jörg Becker Schweitzer  
Institute of Sound and Vibration Engineering  
Maschinenbau und Verfahrenstechnik  
Münsterstraße 156  
40476 Düsseldorf  
[joerg.becker-schweitzer@hs-duesseldorf.de](mailto:joerg.becker-schweitzer@hs-duesseldorf.de)

**Zweiter Prüfer**  
M.Sc. Till Biedermann  
ISAVE - Strömungstechnik und Akustik  
Maschinenbau und Verfahrenstechnik  
Münsterstraße 156  
40476 Düsseldorf  
[till.biedermann@hs-duesseldorf.de](mailto:till.biedermann@hs-duesseldorf.de)

## Aufgabenstellung

In der Flugzeugtechnik wurde der emittierte Schall der Flugzeugturbinen in den letzten Jahren durch den Einsatz von Strahltriebwerken mit hohen Nebenstromverhältnissen massiv reduziert. Nun stellen oftmals die Schaufelprofile der Turbinen die Hauptemissionsquelle dar. Aus diesem Grund besteht die Notwendigkeit die geometrische Form von Flügelprofilen dahingehend zu optimieren, dass sowohl breitbandige als auch tonale Schallemissionen reduziert werden. Als Hauptursache des auftretenden Schalls wurden in den vorangegangenen Arbeiten die Profil-Vorder- und Hinterkante identifiziert.

In der durchzuführenden Arbeit soll der Einfluss von aeroakustisch bereits untersuchten und als vorteilhaft erwiesenen gezackten bzw. gewellten Profil-Vorderkanten (*Leading Edge Serrations*) auf die aerodynamischen Eigenschaften eines Tragflügels numerisch untersucht werden, um so notwendige aerodynamische Eigenschaften bei maximaler aeroakustischer Effizienz sicherzustellen.

Ziel der zu erarbeitenden Thematik ist es, ein tieferes physikalisches Verständnis für den Einfluss gezackter Profil-Vorderkante auf die Aerodynamik zu entwickeln. Es sollen Aussagen getroffen werden, inwieweit modifizierte Vorderkanten die Performance einer solchen Tragfläche beeinträchtigen.

Diese numerische Aufgabe soll mit Hilfe von ANSYS CFX bearbeitet werden. Notwendige Schritte zur Bearbeitung sind eine intensive Einarbeitung in die Literatur sowie die Konzeption eines numerischen Simulationsplans unter Berücksichtigung der Erstellung einer Domain- und Netzstudie via ICEM. Die Auswertung, das Aufstellen erhaltener Erkenntnisse und ein Abgleich mit experimentellen Ergebnissen vorangegangener Untersuchungen schließen die Bearbeitung ab.

## Zusammenfassung

Die vorliegende Masterthesis beschäftigt sich mit der numerischen Untersuchung der aerodynamischen Eigenschaften verschiedener gezackter bzw. gewellter Profilvorderkanten (*Leading Edge Serrations*) eines NACA 65-(12)10 Tragflügelprofils. Ziel ist es, ein tiefgehendes physikalisches Verständnis für den Einfluss gezackter Profilvorderkanten auf die Aerodynamik zu entwickeln.

Ein Teil der Thesis beschäftigt sich dabei mit einer numerischen Unabhängigkeitsstudie, also der Untersuchung von Domain- sowie Netzgröße am Tragflügelprofil um einen Einfluss auf die numerische Lösung auszuschließen. Ein weiterer Bestandteil der vorliegenden Arbeit ist die Ermittlung der geometriespezifischen Auftriebsbeiwerte. Dabei zeigt die Amplitude als Geometrieparameter der Serrations einen signifikanten Einfluss auf die Auftriebsbeiwerte während die Wirkung der Serrations mit variabler Wellenlänge vernachlässigbar scheint. Vergleiche der numerisch stationären Lösung mit experimentellen Messergebnissen zeigten bei ähnlichem Setup eine akzeptable Übereinstimmung im Pre-Stall Bereich, während im Post-Stall Bereich deutliche Abweichungen festzustellen sind. Transiente Simulationen führen jedoch zu einer besseren Übereinstimmung im Post-Stall Bereich.

Im Anschluss wurde der Einfluss der Geometrieparameter auf die Druckverteilung des Tragflügelprofils analysiert. So steigt der maximale Unterdruck auf der Saugseite vom Peak stetig zum Trough hin. Dabei folgt der maximal zu erzielende Unterdruck der Serrations primär der Größe der Amplitude.

Zuletzt wurde der Ablösepunkt der Strömung von der Profilloberfläche mittels des Reibungsbeiwertes bestimmt. Bei Serrations mit einer Mindestamplitude von  $A > 12\text{mm}$  und einer Mindestwellenlänge von  $\lambda > 7,5\text{mm}$  löst die Strömung, im Gegensatz zum Referenzfall mit gerader Vorderkante, auch bei hohen Anstellwinkeln erst an der Hinterkante ab. Diese Art des Ablösens wird als ursächlich für ein gemäßigtes Abfallen der Auftriebsbeiwerte im Post-Stall Bereich gewertet.

## Abstract

The present Master thesis deals with the influence of various numerically examined serrated leading edges of a NACA 65-(12)10 aerofoil on the aerodynamic performance. The main aim is to provide deepened physical insights in the work mechanisms of serrated leading edges in terms of aerodynamics.

A Part of the master thesis focuses on analysing the computational domain as well as the mesh quality criteria in terms of their effect on the numerical solution. Another important part is the determination of the lift and drag coefficients of the serrated leading edges. The serration amplitude shows to have a significant impact on the lift coefficients where there is only a negligible influence of the serration wavelength. A comparisons of the numerical stationary solution with experimentally obtained results at similar setup conditions shows an acceptable agreement in the pre-stall regime, whereas in the post-stall area significant deviations occur. However, transient simulations indicate an improved fit in the post-stall area.

Continuative, the influence of the serrations on the pressure distribution on the aerofoil surface was analysed. The maximum pressure on the aerofoil suction side was observed to rise steadily in the spanwise direction from peak to trough of the serration. In this case, the maximum pressure seems mainly to be a function of the serration amplitude.

Finally, the flow separation point was determined by analysing the skin friction coefficient on the aerofoils surface. In the case of serrations with a minimum amplitude of  $A > 12 \text{ mm}$  and a minimum wavelength of  $\lambda > 7.5 \text{ mm}$ , the flow, independently of the angle of attack, separates close to the aerofoil trailing edge. This represents a flow pattern contrary to the baseline reference case and is regarded to be the reason for a gentle drop of the lift coefficients of serrated aerofoils after stall.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Aufgabenstellung</b> .....	<b>I</b>
<b>Zusammenfassung</b> .....	<b>II</b>
<b>Abstract</b> .....	<b>III</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b> .....	<b>IV</b>
<b>Symbolverzeichnis</b> .....	<b>VII</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b> .....	<b>XI</b>
<b>1 Einleitung</b> .....	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b> .....	<b>6</b>
2.1 Tragflügel.....	6
2.2 Profilgeometrie.....	6
2.3 NACA-Profile .....	7
2.4 NACA 65-(12)10 .....	8
2.5 Theorie des Auftriebs.....	9
2.6 Kräfte am unendlich breiten Tragflügel.....	16
2.7 Druckverteilung am Profil.....	17
2.8 Polardiagramm .....	18
2.8.1 Polardiagramm nach Lilienthal.....	18
2.8.2 Aufgelöste Polardiagramm.....	20
<b>3 Einfluss der Grenzschichten auf das Strömungsverhalten</b> .....	<b>21</b>
3.1 Haftbedingung .....	21
3.2 Grenzschichttheorie.....	21
3.3 Grenzschichtströmung.....	22
3.4 Grenzschichtdicke .....	27
3.4.1 99%- Dicke.....	27
3.4.2 Verdrängungsdicke .....	27
3.5 Grenzschichtablösung .....	28
3.5.1 Unterschied zwischen laminarer und turbulenter Grenzschicht.....	31
3.6 Ablösung der Grenzschicht am Tragflügelprofi.....	32
3.6.1 Ablöseerscheinungen.....	33
3.6.2 Bestimmung der Ablösung.....	36
3.7 Charakteristik des Auftriebbeiwertverlaufs.....	37
3.8 Grenzschichtverlauf am Tragflügel .....	38

<b>4</b>	<b>Grundlagen numerischer Strömungsberechnung</b> .....	<b>40</b>
4.1	Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik .....	41
4.2	Navier-Stokes-Gleichungen .....	42
4.2.1	Vollständige Navier-Stokes-Gleichungen.....	42
4.2.2	Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen .....	43
4.2.3	Turbulenzmodelle.....	44
4.2.4	Randbedingungen.....	45
4.3	Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen .....	45
4.4	Rechennetze.....	47
4.5	Netzverdichtung.....	48
4.6	Lösungsverfahren .....	49
4.7	Ablauf einer numerischen Simulation .....	51
<b>5</b>	<b>Simulationsstrategie</b> .....	<b>56</b>
5.1	Überprüfung der Geometrie .....	58
5.2	Rechengebiet.....	59
5.3	Solvertheorie.....	60
5.3.1	SST- Turbulenzmodell .....	60
5.3.2	Transitionsmodell $\gamma$ - $Re\theta$ .....	62
5.4	Netzerstellung.....	66
5.4.1	Dimensionsloser Wandabstand $y^+$ .....	66
5.4.2	Netzqualität .....	69
5.5	Simulationssetup (Pre- Processing).....	70
5.6	Domainunabhängigkeitsstudie.....	73
5.6.1	Ergebnisse Domainstudie .....	76
5.7	Netzunabhängigkeitsstudie.....	79
5.8	Vernetzung der Serrations .....	81
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b> .....	<b>85</b>
6.1	Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte .....	88
6.1.1	Vergleich Auftriebsbeiwerte bei zweifacher Wellenlänge.....	91
6.1.2	Vergleich Auftriebsbeiwerte bei genauer Fläche.....	92
6.1.3	Vergleich numerisch und experimentell ermittelter Auftriebsbeiwerte .....	94
6.1.4	Vergleich Auftriebsbeiwerte bei transienter Simulation.....	95
6.2	Druckverteilung.....	98
6.2.1	Spannweitenvergleich A12 $\lambda$ 26 .....	98
6.2.2	Spannweitenvergleich A29 $\lambda$ 26 .....	100
6.2.3	Spannweitenvergleich A45 $\lambda$ 26 .....	102
6.2.4	Spannweitenvergleich A29 $\lambda$ 7.5 .....	104
6.2.5	Spannweitenvergleich A29 $\lambda$ 45 .....	106
6.2.6	Druckverlauf Serrations, Peak .....	109
6.2.7	Druckverlauf Serrations, Midpeak .....	114

---

6.2.8	Druckverlauf Serrations, Trough .....	114
6.3	Auftriebsbeiwerte bei verschiedenen Spannweiten .....	118
6.4	Ablösung .....	123
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick.....</b>	<b>134</b>
	<b>Quellenverzeichnis .....</b>	<b>XII</b>
	<b>Anhang A - Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte .....</b>	<b>XV</b>
	Simulationsergebnisse aus ANSYS zu Kapitel 6.1 .....	XV
	Weitere Diagramme zu Kapitel 6.1 .....	XVIII
	<b>Anhang B - Weitere Druckverläufe zu Kapitel 6.2 .....</b>	<b>XXII</b>
	Druckverlauf A12λ26 am Peak und Trough .....	XXII
	Spannweitenvergleich A12λ26.....	XXIII
	Druckverlauf A29λ26 am Peak und Trough .....	XXIV
	Spannweitenvergleich A29λ26.....	XXV
	Druckverlauf A29λ45 am Peak und Trough .....	XXVII
	Spannweitenvergleich A29λ45.....	XXVIII
	Druckverlauf A29λ7.5 am Peak und Trough .....	XXIX
	Spannweitenvergleich A29λ7.5.....	XXX
	Spannweitenvergleich A45λ26.....	XXXII
	Druckverlauf Serrations, Peak .....	XXXIII
	Druckverlauf Serrations, Midpeak .....	XXXV
	Druckverlauf Serrations, Trough .....	XXXVIII
	<b>Anhang C - Skin Friction Coefficient zu Kapitel 6.4.....</b>	<b>XL</b>
	<b>Anhang D - Weitere Geschwindigkeitsplots .....</b>	<b>XLII</b>
	<b>Eidesstattliche Erklärung .....</b>	<b>XLV</b>

## Symbolverzeichnis

### Lateinische Symbole

$a$	[-]	Modellkonstante des SST Modells
$A$	[m]	Amplitude
$A_T$	[m <sup>2</sup> ]	Fläche des Tragflügels
$b$	[mm]	Breite des Tragflügels
$c$	[m]	Sehnenlänge
$c_A$	[-]	Auftriebsbeiwert
$c_{Amax}$	[-]	Maximaler Auftriebsbeiwert
$c_{Amin}$	[-]	Negativer maximaler Auftriebsbeiwert
$c_F$	[-]	Reibungsbeiwert
$c_{fL}$	[-]	Wölbungszahl
$c_M$	[-]	Momentenbeiwert
$c_p$	[-]	Druckbeiwert
$c_{poben}$	[-]	Druck Oberseite (Saugseite)
$c_{punten}$	[-]	Druck Unterseite (Druckseite)
$c_W$	[-]	Widerstandsbeiwert
$d$	[mm]	Profildicke
$e$	[J/kg]	spezifische Energie
$E_\gamma$	[-]	Senkterm der Intermittenz
$f$	[mm]	Wölbungshöhe
$F_1, F_2$	[-]	Schaltungsvariablen des SST Modells
$F_A$	[N]	Auftriebskraft
$F_{axial}$	[N]	Axialkraft
$F_{length}$	[m]	Länge des Transitionsbereichs
$F_{onset}$	[-]	Schaltfunktion des $\gamma$ - $Re_\theta$ Modells
$F_{tan}$	[N]	Tangentialkraft

---

$F_{turb}$	[-]	Schaltfunktion des $\gamma$ - $Re_{\theta}$ Modells
$F_W$	[N]	Widerstandskraft
$F_{wake}, F_{\theta t}$	[-]	Schaltfunktionen des $\gamma$ - $Re_{\theta}$ Modells
$h$	[J/kgK]	spezifische Enthalpie
$k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	turbulente kinetische Energie
$l$	[mm]	Profillänge
$l_a$	[mm]	Abstand zum Interface
$l_i$	[mm]	Abstand zum Inlet
$l_o$	[mm]	Abstand zum Outlet
$L$	[m]	Sehnenlänge
$p_{\infty}$	[bar]	Umgebungsdruck
$p_{min}$	[bar]	Druckminimum
$p_{oben}$	[bar]	Druck, Oberseite
$p_{st}$	[bar]	statischer Druck
$p_{unten}$	[bar]	Druck, Unterseite
$P_k$	[kg/(m·s <sup>3</sup> )]	Produktion der turbulenten kinetischen Energie
$P_{\gamma}$	[-]	Quellterm der Intermittenz
$P_{\theta t}$	[-]	Produktionsquellterm des $\gamma$ - $Re_{\theta}$ Modells
$Re$	[-]	Reynoldszahl
$Re_v$	[-]	Vortizitäts- Reynoldszahl
$Re_{\theta c}$	[-]	kritische Reynoldszahl in Intermittenzfunktion
$Re_{\theta t}$	[-]	Impulsverlustdicken- Reynoldszahl
$S$	[1/s]	absolute Schergeschwindigkeit
$S_{ij}$	[1/s]	Komponenten des Schergeschwindigkeitstensors
$t$	[s]	Zeit
$T$	[°C]	Temperatur
$Tu$	[%]	Turbulenzgrad
$u_{\tau}$	[m/s]	Schergeschwindigkeit
$U$	[m/s]	Geschwindigkeit

$v$	[m/s]	Geschwindigkeit
$x$	[m]	Koordinate auf der x-Achse
$x/c$	[-]	Dimensionslose Sehnenlänge
$x_d$	[mm]	Dickenrücklage
$x_f$	[mm]	Wölbungsrücklage
$x_u$	[mm]	Umschlagpunkt
$y$	[m]	Koordinatenrichtung
$y^+$	[-]	dimensionsloser Wandabstand

**Griechische Symbole**

$\alpha$	[°]	Anstellwinkel
$\alpha_{SST}$	[-]	Modellkonstante des SST Modells
$\alpha_0$	[°]	Null-Anstellwinkel
$\beta, \beta^*$	[-]	Modellkonstanten des SST Modells
$\gamma$	[-]	Intermittenzfunktion
$\gamma_{Gleit}$	[°]	Gleitwinkel
$\Gamma$	[m <sup>2</sup> /s]	Zirkulation
$\delta$	[mm]	Grenzschichtdicke
$\delta_{99}$	[mm]	Grenzschichtdicke, 99%-Dicke
$\delta_{lam}$	[mm]	Grenzschichtdicke, laminar
$\delta_{turb}$	[mm]	Grenzschichtdicke, turbulent
$\varepsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	Dissipation der turbulenten kinetischen Energie
$\varepsilon_{Gleit}$	[-]	Gleitzahl
$\varepsilon_{Visko}$	[-]	Viskositätsverhältnis
$\lambda$	[m]	Wellenlänge
$\lambda_{Konv}$	[W/(mK)]	Wärmeleitfähigkeit
$\mu$	[Pa·s]	dynamische Viskosität
$\mu_t$	[Pa·s]	turbulente dynamische Viskosität
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	kinematische Viskosität
$\nu_t$	[m <sup>2</sup> /s]	turbulente kinematische Viskosität
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Fluidichte
$\sigma_k, \sigma_\omega$	[-]	Modellkonstanten des SST Modells
$\tau_W$	[Pa]	Wandschubspannung
$\Omega$	[1/s]	Wirbelstärke

## Abkürzungsverzeichnis

AoA	Angle of Attack
BSLN	Baseline
CFD	Computational Fluid Dynamics
CROR	Contra Rotating Open Rotors
FDM	Finite-Differenzen-Methode
FEM	Finite-Elemente-Methode
FVM	Finite-Volumen-Methode
LE	Leading Edge
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds-Averaged-Navier-Stokes
SAS	Scale Adaptive Simulation
SST	Shear Stress Transport

# 1 Einleitung

Ein grundlegendes Verständnis über die Wirkung von gezackten Vorder- und Hinterkanten, kann wesentlich zur Reduzierung des entstehenden Geräusches am Tragflügel beitragen. Grundsätzlich erfolgt die Schallerzeugung an der Vorder- und Hinterkante eines Tragflügels, wenn sie einer Strömung ausgesetzt wird. Oft findet sich die Verwendung dieser Verzahnung bei Tragflügelhinterkanten wieder. Die Wirkung dieser Verzahnungen auf den abgestrahlten Schall stellte ein regelmäßig behandeltes Thema experimenteller und numerischer Untersuchungen der letzten Jahre dar. Diese Hinterkantenzacken sind vorteilhaft bei der Reduzierung des Hinterkanten-Breitbandtons, die an den Hinterkanten von Tragflügeln wie bspw. bei Rotorblättern von Windkraftanlagen (vgl. Abbildung 1) erzeugt werden (Oerlemans et al., 2009).



Abbildung 1: Gezackte Hinterkante an einem Rotorblatt (Oerlemans et al., 2009).

Im Fall von Vorderkantenzacken werden mehrere Merkmale als besonders vorteilhaft angesehen. Hier kann zwischen aerodynamischen und aeroakustischen

Effekten unterschieden werden. Zunächst erhöhen sie die aerodynamische Leistung eines Tragflügels durch eine verzögerte Ablösung der Grenzschicht, was auch zu einer Erhöhung des Strömungsabrisswinkels (Stall-Verzögerung) führen kann. Zudem werden oftmals erhöhte Post-Stall Lift-Koeffizienten beschrieben. Des Weiteren steht diese Anwendung im Verdacht, im Falle niedrigturbulenter Anströmung die Erzeugung von tonalen Geräuscheffekte an der Tragflügelhinterkante zu unterdrücken (Biedermann, 2015). Im Falle hochturbulenter Anströmungen dienen sie jedoch der Reduktion von breitbandigem Vorderkantenlärm, welcher unter diesen Konditionen Pegeldominant ist.

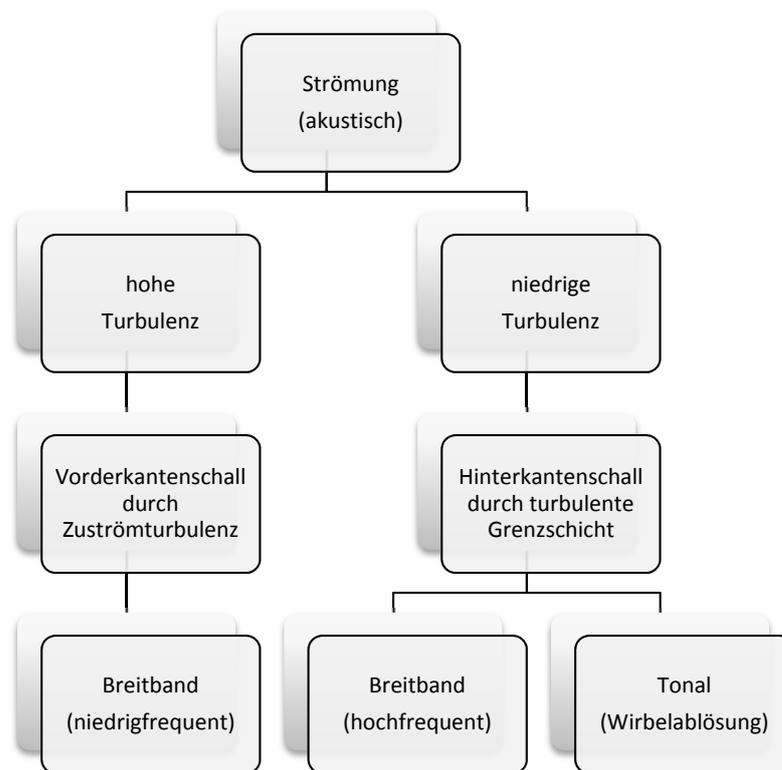


Abbildung 2: Einteilung der Strömung aus akustischer Sicht.

Der Einsatz von veränderten Vorderkante wird im gesellschaftlichen Kontext immer wichtiger um die Schallemissionen zu reduzieren und kann in verschiedenen Anwendungen zum Einsatz kommen. Neben der verbesserten Aerodynamik durch Verzögern des Strömungsabrisses, reduzieren die Zacken den emittierten Lärm an der Vorderkante, die durch die hohe eingehende Turbulenz, charakterisiert durch Turbulenzgrad und Wirbelwellengröße, verursacht wird. Diese hohe Turbulenz ist oft bei rotierenden Maschinen zu beobachten. Insbesondere bei Anwendungen mit mehr als einer Schaufel, wo die Schaufeln sich gegenseitig beeinflussen und abgelöste Strukturen auf die nachgelagerten Stationen auftreffen können. Beispielhaft ist die Rotation der Rotorblätter an einem Hubschrauber zu nennen, der Turbulenzen in Form von Wirbeln an der Hinter-

kante erzeugt. Diese Wirbel treffen auf die Vorderkante der nachfolgenden Blätter und erzeugen Kantengeräusche. Dies führt zu hohen Schallemissionen an Vorder- und Hinterkanten der einzelnen Rotorblätter (Biedermann, 2015).



Abbildung 3: Rotorblätter eines Modellhubschraubers (Coroflot, 2016).

Ursprünglich wurden gezackten Vorderkanten an den Flossen von Buckelwalen oder Eulenflügel in der Natur beobachtet. Der Erwerb eines tiefen Verständnis der damit verbundenen akustischen und aerodynamischen Phänomene, kann bei der optimalen Gestaltung und maximalen Wirksamkeit dieser Anwendung helfen. Schon heutzutage werden die gezackten Vorderkanten vor allem aus aerodynamischen Gründen bereits verwendet z.B. bei industriellen Luftgebläsen oder bei kleinen bis mittelgroßen axialen Turbomaschine (Biedermann, 2015).



Abbildung 4: Envira-North Ultra-Air Deckenventilator mit Vorderkantenverzahnung (Envira, 2016).

Wie zuvor erwähnt verzögern die Vorderkantenverzahnungen den Strömungsabriss. Obwohl Buckelwale gemächlich durchs Wasser schwimmen, Hubschrauber hingegen schnell durch die Luft fliegen, weisen beide eine ähnliche Problematik in Bezug auf den Strömungsabriss auf. Dieser tritt auf, wenn ein Wal seine Brustflosse oder ein Hubschrauber sein Rotorblatt zu steil anwinkelt. Dann löst sich die Strömung auf der Rückseite der Flosse oder des Blattes ab, es gibt starke Wirbel und der gewünschte Auftrieb der Flosse im Wasser oder des Rotorblattes in der Luft bricht ein. Die Evolution hat dem Buckelwal diesbezüglich eine interessante Eigenschaft zuteilwerden lassen. Er hat beulenartige Verformungen, Tuberkel genannt, an den Vorderkanten seiner Brustflosse, welche die hydrodynamischen Eigenschaften massiv verbessern (DW, 2016).



Abbildung 5: Links: Flosse eines Wales. Rechts: gezackte Vorderkante (Sarah, 2016).

Das kontinuierliche Wachstum des Luftverkehrs und die Notwendigkeit, Luftschadstoffe wie Stickstoffoxide (NO<sub>x</sub>) und Kohlenstoffdioxide (CO<sub>2</sub>) zu reduzieren, führen dazu, dass es notwendig wird, neue Designs und Konzepte von Flugzeugmotoren zu entwickeln. Ein bereits bekanntes, aber bisher abgelehnte/verworfenene Alternative zu den üblichen Turbofantriebwerken, ist die Verwendung von gegenläufigen Rotoren. Diese Rotoren versprechen, den Kraftstoffverbrauch gegenüber dem Turbofan um bis zu 20% - 30% zu reduzieren. Somit ist das Interesse an diesen Rotoren hoch. Ein Nachteil in Bezug auf die Marktfähigkeit der gegenläufigen Rotoren ist die hohe Lärmentwicklung. Folglich ist das Interesse in der Reduzierung des Lärms von rotierenden Maschinen in den letzten Jahren exponentiell gestiegen (Biedermann, 2015). Infolgedessen macht es Sinn, diese Erkenntnisse bei technische Anwendungen zu untersuchen und gegebenenfalls zu übertragen.



Abbildung 6: Kontrarotierende, offene Rotoren (CROR) (Flug, 2016).

Der Einfluss von unter aeroakustischen Gesichtspunkten bereits untersuchten und als vorteilhaft erwiesenen gezackten bzw. gewellten Profil-Vorderkanten (*Leading Edge Serrations*) wird auf die aerodynamischen Eigenschaften eines Tragflügels untersucht, um festzustellen inwieweit modifizierte Vorderkanten die Performance einer solchen Tragfläche beeinträchtigen. Die Experimente werden numerisch mit Hilfe des Programms ANSYS CFD untersucht. Als Basis dienen die aus der vorausgegangenen aeroakustischen Studie untersuchten Variationen der Profil-Vorderkanten. Diese modifizierten Profile werden im Vergleich zum normalen Tragflügelprofil (BSLN – Baseline) einer Strömung (numerisch) ausgesetzt, welche durch die Reynoldszahl und die Zuströmturbulenz (Turbulenzgrad und integrale Wellenlänge) definiert ist. Dabei werden wichtige Daten wie bspw. Druckverläufe, Strömungsablösung etc. ermittelt und miteinander verglichen. Kenngrößen, welche als Charakteristika herangezogen werden, sind die aus den Druckverläufen resultierenden Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte. Weiter werden die numerischen Ergebnisse mit experimentellen Ergebnissen validiert.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Tragflügel

Als Tragflügel bezeichnet man plattenförmige, ebene oder gekrümmte, meist stromlinienförmig schlanke Körper mit gerundeter Vorderkante und möglichst spitz auslaufender Hinterkante, bei deren Umströmung in erster Linie dynamischer Auftrieb senkrecht zur Strömungsrichtung erzeugt werden soll. In den meisten Fällen soll im Gegensatz zu den gewünschten Auftriebskräften resultierend durch die Umströmung, die Widerstandskräfte gering gehalten werden.

Nicht nur für den Flugzeugbauer sind die Kenntnis der Kraft- und Strömungsverhältnisse bei der Tragflügelumströmung von Interesse. Auch für Ingenieure, die sich unter anderem mit Schaufeln von Strömungsmaschinen oder auch Propellern beschäftigen sind diese ebenfalls von Bedeutung (Bohl et al., 2005).

### 2.2 Profilgeometrie

Nach Böswirth et al. (2012) wird der Querschnitt durch den Tragflügel (in Anströmrichtung) Profil genannt. Die geometrische Lage der Mittelpunkte der dem Profil eingeschriebenen Kreise heißt Skelettlinie (Abbildung 7). Die Verbindungsgerade des vordersten und hintersten Punktes der Skelettlinie heißt Profilsehne oder einfach Sehne. Als Nasenfußpunkt oder Vorderkante wird der vorderste Punkt der Skelettlinie bezeichnet und der hinterste Punkt wird Hinterkante genannt. Die Länge der Sehne ist die Profillänge  $l$ . Ausgehend vom Verlauf der Skelettlinie, spricht man bei gerader Skelettlinie von symmetrischen, ansonsten unsymmetrisch oder gewölbt Profilen, Abbildung 7.

Die Profildicke  $d$  entspricht dem größte Kreisdurchmesser, während die Wölbungshöhe  $f$  die größte Erhebung der Skelettlinie über der Sehne ist. Im Ursprung des Nasenfußpunktes benutzt man zur Festlegung des Profils meist ein  $x, y$ -Koordinatensystem. Dabei verläuft die  $x$ -Achse längs der Sehne. Die Dickenrücklage  $x_d$  (gemessen auf der Sehne), ist der Abstand von der Vorderkante zur größten Profildicke  $d$ . Analog spricht man von der Wölbungsrücklage  $x_f$ . Mit Hilfe von der Profillänge  $l$  werden alle Längengrößen dimensionslos gehalten. Zuallerletzt heißt der Winkel zwischen Sehne und Anströmrichtung  $v_\infty$  Anstellwinkel  $\alpha$  (Böswirth et al., 2012).

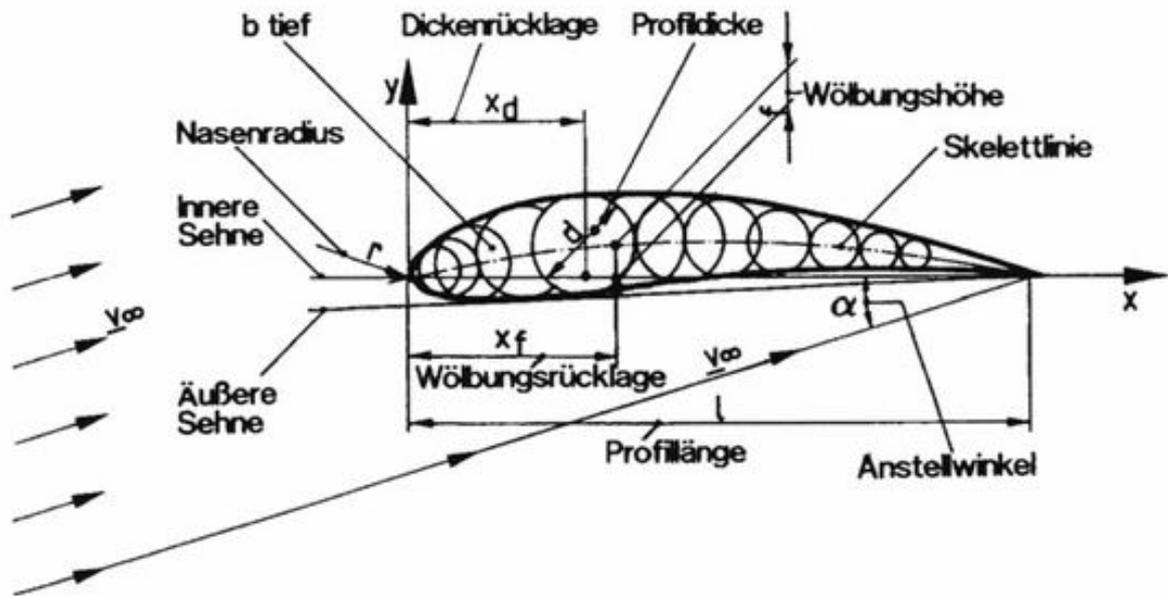


Abbildung 7: Tragflügelprofil mit geometrischen Beziehungen.  $b$  entspricht Profiltiefen senkrecht zur Bildebene,  $l$  entspricht Profillänge (Siekmann, 2001).

Folgende wichtigen dimensionslosen geometrischen Parameter lassen sich aus den genannten Größen bilden (Schlichting et al. 1967):

$\frac{d}{l}$	relative Dicke (Dickenverhältnis)
$\frac{f}{l}$	relative Wölbung (Wölbungsverhältnis)
$\frac{x_d}{l}$	relative Dickenrücklage
$\frac{x_f}{l}$	relative Wölbungsrücklage

### 2.3 NACA-Profil

Als Beispiel für Profile, die sich in Abhängigkeit der o.g. geometrischen Parameter beschreiben lassen, seien die NACA Profile genannt.

Eigens für den Entwurf von Tragflächenprofilen für Flugzeugtragflächen hat die **National Advisory Committee for Aeronautics** (NACA, 1915–1958; heute NASA) die NACA-Profilen entwickelt. Durch die Abkürzung „NACA“ und einer vierstelligen Zahl, wurden die ersten Profile klassifiziert. In den Folgejahren wurden nach den ersten vierstelligen NACA-Profilreihen, weitere NACA-Profilreihen errechnet und getestet. Dazu gehören 5-, 6- und 7-stellige Klassifikationen, sowie weitere Modifikationen zur Beschreibung von Profilen.

Die vier Ordnungsziffern der Vierstelligen NACA-Serie repräsentieren drei geometrische Werte des Profils (Profilwölbung, Wölbungsrücklage und maximale Profildicke), welche für die Eigenschaften des Profils ausschlaggebend sind. Theoretisch lassen sich mit vier Ziffern 9999 verschiedene NACA-Profile darstellen. Jedoch hat NACA in ihrer Untersuchung die Variation der Profile gröber abgestuft, so dass 114 Profile betrachtet wurden, von denen aber nur 78 näher im Windkanal untersucht wurden (Wiki1, 2016). Auf Profilkataloge wird heutzutage bei Neuentwicklungen von Tragflügelprofilen kaum noch zurückgegriffen. Neue Profile werden maßgeschneidert zwecks gewünschter Eigenschaften numerisch berechnet, da Rechenleistung und das theoretische Wissen vorhanden sind (Wiki2, 2016).

## 2.4 NACA 65-(12)10

Ein typisches Tragflügelprofil für technische Anwendungen bei Axialkompressoren und Axialpumpen ist das Profil NACA 65-(12)10 oder aber auch 65-1210.

Mit	NACA	<b>N</b> ational <b>A</b> dvisory <b>C</b> ommittee for <b>A</b> eronautics
	6	Kennzeichnung der Profilvereihe mit vorgegebener Dickenrücklage $x_d/l = 40\%$
	5	Lage des Druckminimums, $p_{min}$ bei $x/l = 50\%$
	12	$(10 \cdot c_{fL})$ , mit $c_{fL} = 1,2$
	10	Dickenverhältnis $d/l = 10\%$

$c_{fL} = 1,2$  ist der Auftriebsbeiwert in reibungsfreien Strömungen und ist damit ein direktes Maß für die Skelettölbung. Er wird auch als Wölbungszahl bezeichnet, um eine Verwechslung mit dem tatsächlichen aerodynamischen Auftriebskoeffizient  $c_A$  zu vermeiden (Fister, 1986). Zur Lage der maximalen Profildicke  $d$ : Bei dieser 6er Profilvereihe liegt  $x_d$  bei 40% der Profillänge. Bei den aktuellen Laminarprofilen ("laminar" bezieht sich in diesem Fall auf die Profilschichtstruktur) ist die sog. Dickenrücklage bei 50% der Profillänge (Siekmann, 2001). Die Dickenrücklage birgt den Vorteil, dass die Grenzschicht über einen möglichst langen Teil des Profils laminar bleibt und der Profilverstand sich folglich wesentlich verringert wird.

## 2.5 Theorie des Auftriebs

Die Entstehung des Auftriebes ist eng verbunden mit der Zirkulation in der direkten Umgebung der Tragfläche. Der Zusammenhang von Auftrieb und Zirkulation soll in diesem Abschnitt erklärt werden. Abbildung 8 zeigt die Umströmung eines Tragflügelprofils.

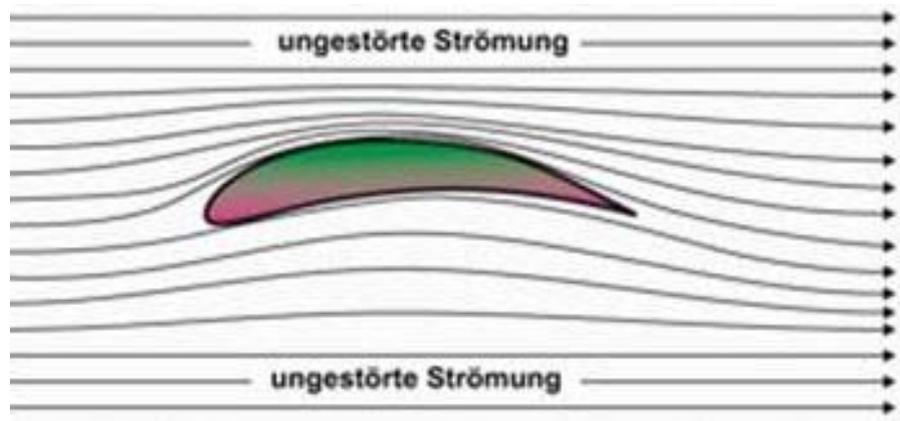


Abbildung 8: Umströmung um einen Tragflügel (Obwalden, 2016).

Ein wichtiger Punkt hierbei sind die Stromlinien, die um ein Profil verlaufen. Man stellt sich die Umströmung des Tragflügels wie eine Strömungsröhre vor. Weit ober- und unterhalb des Profils herrscht die ungestörte Außenströmung  $v_\infty$ . Aufgrund der Form und der Anstellung des Profils zur Außenströmung ändert sich der Verlauf der Stromlinien (Abbildung 8).

Auf der Oberseite werden die Abstände benachbarter Stromlinien enger. Dies führt zur einer beschleunigten Strömung und nach dem Bernoulli'schen Gesetz und durch Abgleich mit der Kontinuitätsgleichung zu einer damit verbundenen Druckreduktion gegenüber dem Umgebungsdruck  $p_\infty$ . Auf der Unterseite dagegen, in Falle einer konkaven Krümmung oder eines angestellten Tragflügels, divergieren die Stromlinie, was zu einer geringeren Geschwindigkeit und entsprechend zu einem Druckanstieg führt. Ist z.B. die Unterseite eines Profils gerade, so verlaufen die Stromlinie auch gerade. Dabei wird die Geschwindigkeit nicht verändert und es stellt sich keine Druckveränderung ein.

Die Kontinuitätsgleichung (Gl. 1 für inkompressible Medien) besagt, dass sich bei konstantem Volumenstrom bei Veränderung des Querschnitts auch die Geschwindigkeit ändern muss.

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{A_2}{A_1} \quad (1)$$

Wobei  $v_1$  und  $v_2$  die Geschwindigkeit und  $A_1$  und  $A_2$  die Durchflussflächen sind. Betrachtet man nun die Bernoulli'sche Stromfadentheorie, so sagt diese aus,

dass wenn ein Fluid durch z.B. ein verengten Querschnitt fließt, sich die Geschwindigkeit laut Kontinuitätsgleichung erhöht, aber der statische Druck an der Engstelle abfällt:

$$p_{st1} + \frac{\rho}{2} \cdot v_1^2 = p_{st2} + \frac{\rho}{2} \cdot v_2^2 = \text{konst.} \quad (2)$$

mit  $p_{st}$  als statischer Druck und  $\rho$  als Dichte des Fluids.

Die beschriebenen Verhältnisse führen zu einer bestimmten Druckverteilung am Tragflügel. Gemeinsam mit der infolge der Umströmung entstehenden Reibung zwischen der umströmenden Luft und dem Tragflügel, resultiert eine Luftkraft  $F$ , welche normal zur Tragflügeloberfläche angreift. Die Kraftkomponente der Luftkraft  $F$ , die normal zur Anströmrichtung wirkt, wird als Auftriebskraft  $F_A$  und die Komponente die in Strömungsrichtung wirkt als Widerstandskraft  $F_W$  definiert (Abbildung 9).

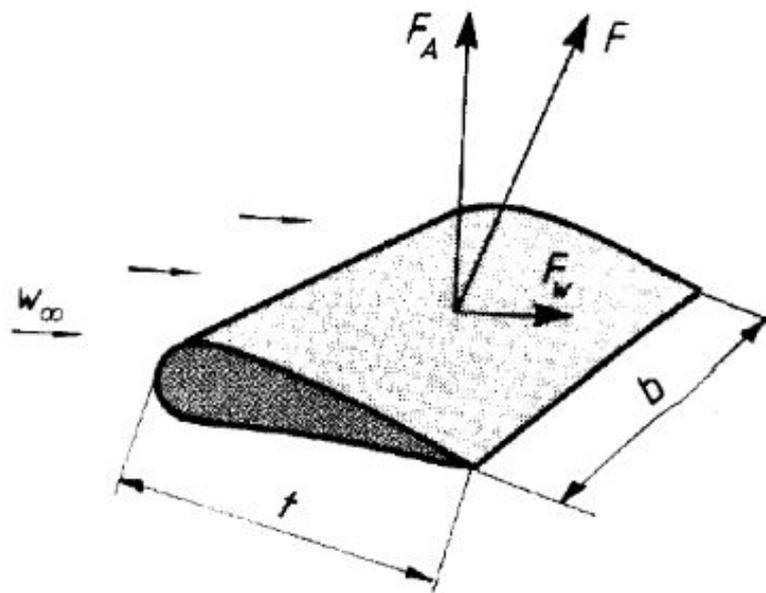


Abbildung 9: Luftkräfte am Tragflügel (Böswirth et al., 2012).

Die Geschwindigkeitsverteilung mit den hohen Geschwindigkeiten auf der Profi- oberseite und den niedrigen Geschwindigkeiten auf der Unterseite lässt sich theoretisch durch die Überlagerung zweier Strömungsarten: einer Parallelströmung (a) mit einer Anströmgeschwindigkeit  $v_\infty$  und einer Zirkulationsströmung (b) mit der Intensität  $\Gamma$  erklären (Abbildung 10).

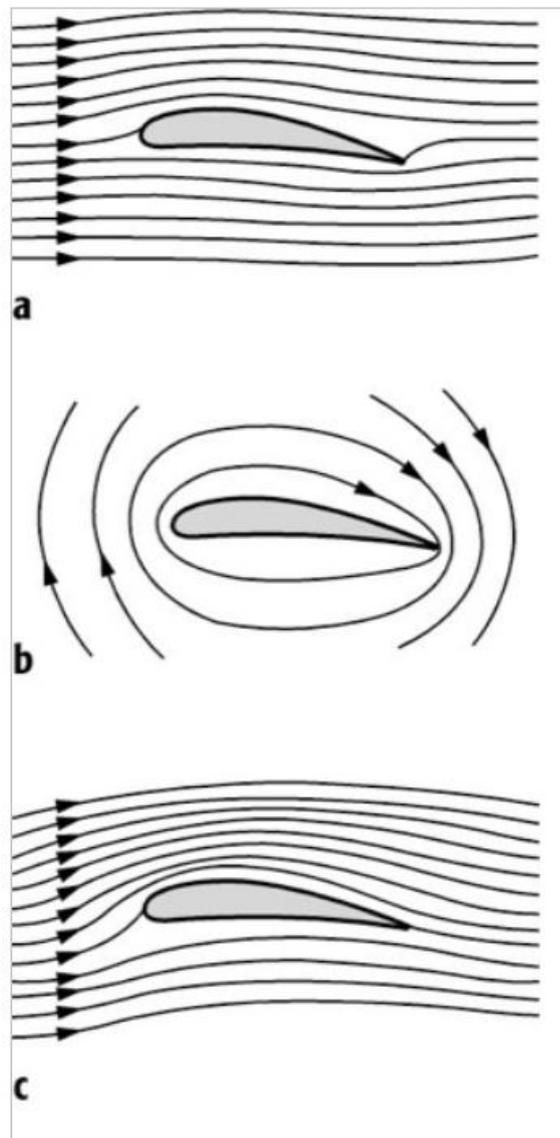


Abbildung 10: Zusammensetzung der Strömung um ein Tragflügelprofi a) Parallelströmung um den Flügel vor Ablösung des Anfahrwirbels; b) durch den Anfahrwirbel verursachte zirkulatorische Strömung; c) Überlagerung der Stromlinien von a) und b) (Spektrum, 2016).

Im Folgenden soll der Zusammenhang zwischen Auftriebskraft  $A$  und dem Zirkulationsintegral hergeleitet werden. Die Herleitung der Auftriebskraft erfolgt nach Kutta-Joukowski (Schlichting et al. 1967).

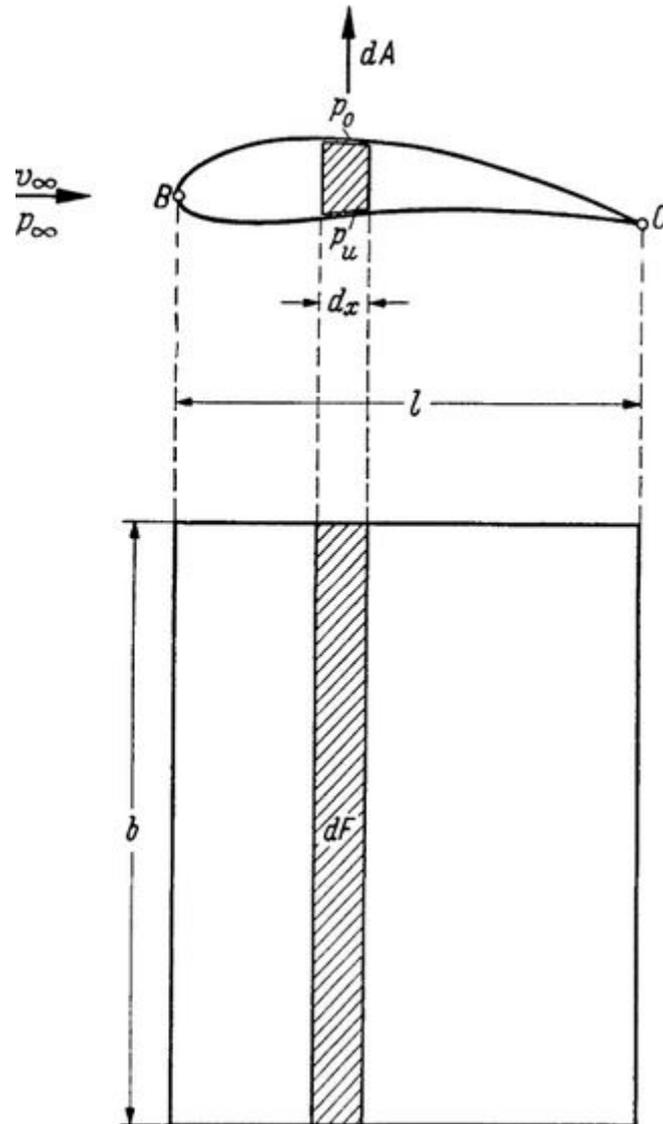


Abbildung 11: Zur Berechnung des Auftriebes am Tragflügel (Schlichting et al. 1967).

Ausgehend von einem Tragflügelstück der Breite  $b$ , das aus einem unendlich langen Flügel herausgeschnitten worden ist, betrachtet man einen Streifen der Länge  $dx$  parallel zur Vorderkante des Flügels (vgl. hierzu Abbildung 11). Dieser Streifen mit der Grundfläche  $dA = bdx$  erfährt aufgrund des Druckunterschiedes von Ober- und Unterseite eine Auftriebskraft. Diese ist

$$dF_A = (p_{unten} - p_{oben})dA, \quad (3)$$

wobei  $F_A$  als senkrecht zur Anströmungsrichtung angesehen werden kann. Für den Gesamtauftrieb des betrachteten Tragflächenstücks der Breite  $b$  ergibt sich demnach durch Integration

$$F_A = \int (p_{unten} - p_{oben})dA = b \int_B^C (p_{unten} - p_{oben})dx \quad (4)$$

Dabei wird über die gesamte Flügellänge  $l$ , also von der Vorderkante  $B$  des Flügels bis zu dessen Hinterkante  $C$  integriert. Der Druckunterschied  $p_{unten} - p_{oben}$  kann durch die Bernoulli'sche Gleichung unter Verwendung der Strömungsgeschwindigkeiten oberhalb und unterhalb des Flügels hergeleitet werden. Diese sind  $v_{oben} = v_\infty + \Delta v_{oben}$  und  $v_{unten} = v_\infty - \Delta v_{unten}$ . Aufgrund der Bernoulli'schen Gleichung gilt somit:

$$p_\infty + \frac{\rho}{2}v_\infty^2 = p_{unten} + \frac{\rho}{2}(v_\infty - \Delta v_{unten})^2 = p_{oben} + \frac{\rho}{2}(v_\infty + \Delta v_{oben})^2 \quad (5)$$

Für die Druckdifferenz kann Gleichung 4 geschrieben werden, sofern man davon ausgeht, dass die Beträge der Strömungsgeschwindigkeitsänderung auf Ober- und Unterseite in der zirkulatorischen Geschwindigkeit gleich sind. Wenn man also annimmt, dass  $|\Delta v|_{unten} = |\Delta v|_{oben}$ , so folgt:

$$p_{unten} - p_{oben} = \frac{\rho}{2}(v_\infty + \Delta v)^2 - \frac{\rho}{2}(v_\infty - \Delta v)^2 = 2\rho v_\infty \Delta v \quad (6)$$

Einsetzen der Druckdifferenz aus Gleichung 6 in Gleichung 4 liefert

$$F_A = 2\rho b v_\infty \int_B^C \Delta v dx. \quad (7)$$

Für die Zirkulation  $\Gamma$  längs der Oberfläche des Tragflügels ergibt sich

$$\Gamma = \int_{B_{oben}}^C \Delta v dx - \int_{C_{unten}}^B \Delta v dx = 2 \int_B^C \Delta v dx \quad (8)$$

Das erste Integral in Gleichung 8 erstreckt sich dabei entlang der Ober-, das zweite längs der Unterseite des Tragflügels. Gleichung 7 und 8 zusammengekommen, liefern die Formel von Kutta-Joukowski für den Auftrieb eines Tragflügelprofils

$$F_A = \rho b v_\infty \Gamma \quad (9)$$

Dabei ist  $F_A$  der Auftrieb,  $\rho$  die Dichte,  $b$  die Breite des Tragflügels,  $v_\infty$  die Anströmgeschwindigkeit und  $\Gamma$  die Zirkulation des Tragflügelprofils.

Nachfolgend soll die Entstehung der Zirkularströmung beim Anfahren eines Tragflügels verdeutlicht werden. Man stelle sich um das zunächst nicht ange-

strömte Profil eine gedachte weiträumige geschlossene Kurve  $K$  vor (Abbildung 12 a).

Im Ruhestand ist die Zirkulation in diesem angrenzten Gebiet gleich Null und gemäß dem Thomson'schen Wirbelsatz bleibt sie (bei reibungsfreien Strömungen) auch zeitlich konstant. Tritt nun eine translatorische Bewegung des Tragflügels auf, d.h. der Tragflügel wird mit einer Parallelströmung angeströmt, so stellt sich im ersten Moment des Vorganges eine Umströmung der Hinterkante von unten nach oben ein (Abbildung 12 b).

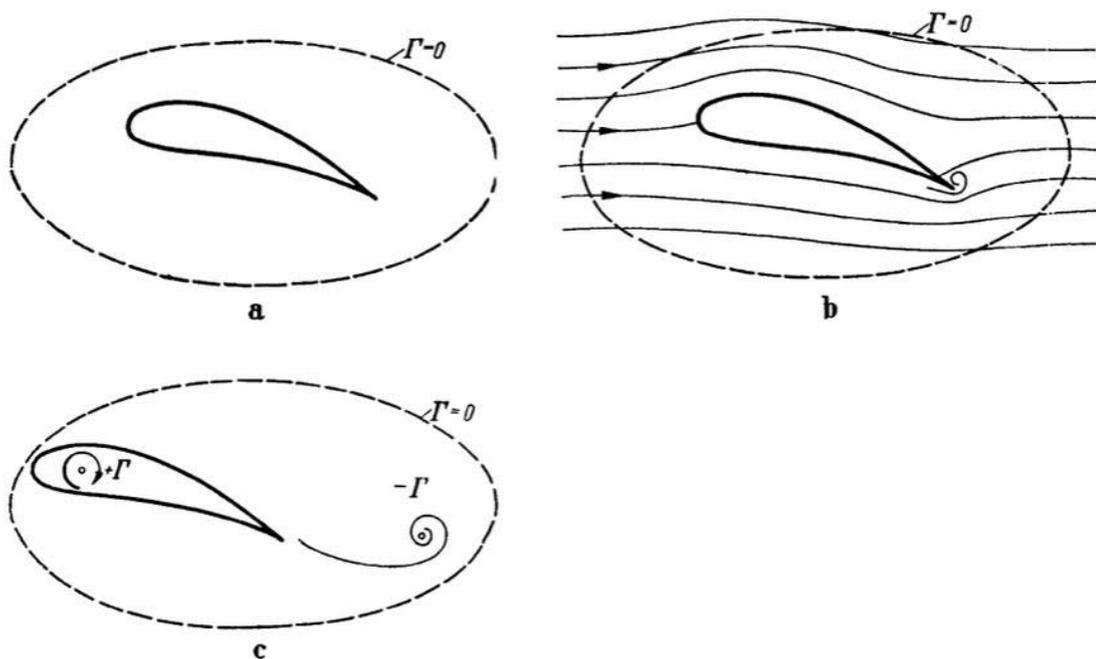


Abbildung 12: Entstehung der Zirkulation bei der Anfahrt eines Tragflügels; a) Tragflügel in ruhender Flüssigkeit; b) Tragflügel kurz nach der Anfahrt mit Umströmung der Hinterkante; es bildet sich dort ein Wirbel; c) der aus der Umströmung der Hinterkante gebildete Wirbel ist der Anfahrwirbel  $-\Gamma$ , welcher ablöst und fortschwimmt; um den Flügel bleibt eine Zirkulation  $+\Gamma$  zurück (Schlichting et al. 1967).

Ein Staupunkt auf der Profilerseite in der Nähe der Hinterkante bildet sich aus. Es entsteht kein Auftrieb. Bei reibungsfreier Strömung würde dieser Zustand dauerhaft vorliegen. Dennoch haftet das Strömungsmedium auch jetzt an der Oberfläche und bildet eine sehr dünne Grenzschicht. Im Gegensatz zu einer ausgebildeten Grenzschicht beeinflusst sie die Parallelströmung kaum (Böswirth et al., 2012). Bei realen Strömungen stellt sich jedoch im Augenblick des Anfahrens eine andere Situation ein: Die Umströmung der Hinterkante bildet

aufgrund der Reibung einen Wirbel, der sich zu einem Anfahrwirbel aufwickelt. Er wird so lange vergrößert, bis der hintere Staupunkt, der auf Oberseite lag, in die Hinterkante verschoben ist. Nun herrscht auf der Ober- und Unterseite im Bereich der Hinterkante die gleiche Geschwindigkeit. Diese Bedingung wird Kuttasche Abflussbedingung genannt. Sie bedeutet, dass weder an Ober- noch an Unterseite ein Staupunkt vorliegt und das Strömungsmedium glatt an der Hinterkante abströmt (Schlichting et al. 1967). Erreicht der Anfahrwirbel seine endgültige Stärke mit einer bestimmten Zirkulation, so schwimmt dieser hinter dem Profil ab. Da die Gesamtzirkulation nach dem Satz von Thompson konstant sein muss, baut sich eine gleich große, dem Anfahrwirbel entgegengesetzte Zirkulation auf (Abbildung 12 c). Diese Zirkulation, auch gebundener Wirbel genannt, bleibt am Tragflügelprofil erhalten und führt zum endgültigen Strömungsbild, bei dem Auftrieb entsteht, siehe Abbildung 13. Der Anfahrwirbel bleibt am Ausgangsort des Flügels zurück, er hat folglich nach einer gewissen Zeit keinen wesentlichen Einfluss mehr auf den Verlauf der Umströmung des Flügels (Schlichting et al. 1967).

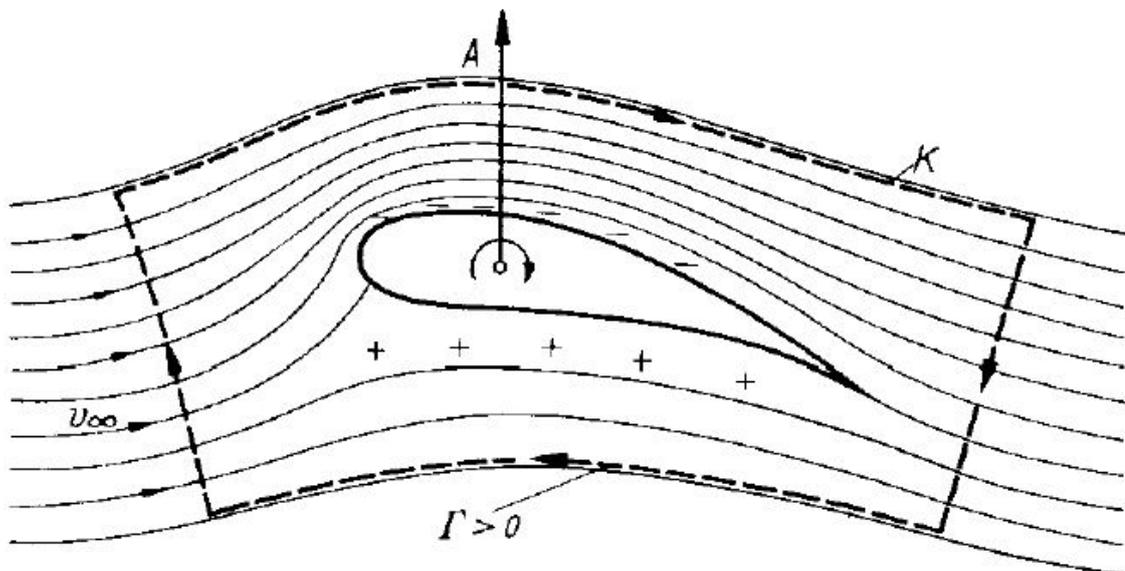


Abbildung 13: Strömung um Flügelprofil mit Auftrieb (Schlichting et al. 1967).

Letztlich ist also die Reibung des strömenden Mediums ursächlich beteiligt an der Ausbildung der Zirkulation und damit an der Entstehung des Auftriebs (Schlichting et al. 1967). Die Parallelströmung und die Zirkulation alleine können keine Kräfte am Flügel ausüben. Erst durch die Überlagerung der zwei Strömungsarten führen nach der Bernoulli'sche Gleichung die Druckunterschiede zu der Auftriebskraft.

## 2.6 Kräfte am unendlich breiten Tragflügel

Im folgenden Abschnitt werden die Kräfte, die am Tragflügel wirken beschrieben. Um Versuchswerte und Eigenschaften von Tragflügelprofilen einordnen zu können, werden dimensionslose Größen für die auftretenden Kräfte eingeführt (Böswirth et al., 2012).

Wenn eine Tragfläche durch ruhende Luft bewegt bzw. von Luft umströmt wird, wirken Kräfte auf sie. Wie im vorherigen Kapitel erwähnt, resultiert daraus eine Luftkraft  $F$ . Deren Komponente senkrecht zur Anströmrichtung heißt Auftriebs-, die parallel dazu Widerstandskraft. Weiter kann die Luftkraft in seine axial und tangential Komponente zerlegt werden. Die Axialkraft  $F_{axial}$  liegt normal zur Profilsehne während die Tangentialkraft  $F_{tan}$  in Richtung der Sehne zeigt. Aus Abbildung 14 lassen sich die geometrischen Zusammenhänge zwischen der gesuchten Auftriebs- bzw. Widerstandskraft und der axialen so wie tangentialen Kraft ableiten.

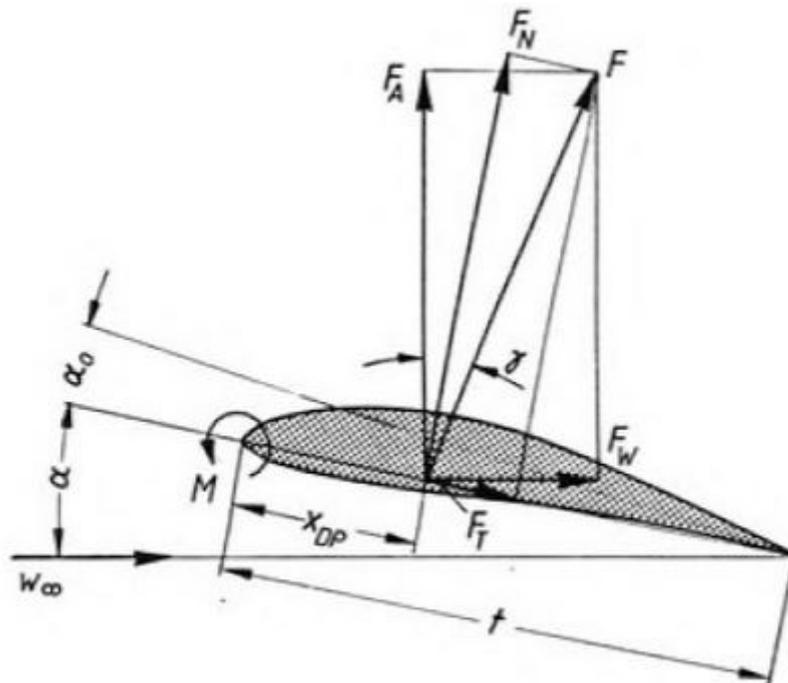


Abbildung 14: Luftkräfte am Tragflügel (Böswirth et al., 2012).

Als Bezugsfläche  $A_T$  verwendet man die Flügelgrundrissfläche, wobei  $b$  die Flügelbreite und  $l$  die Profillänge ist.

$$A_T = l \cdot b$$

Zur Einführung der dimensionslosen Beiwerte  $c_A$  (Auftriebskoeffizient) und  $c_W$  (Widerstandskoeffizient) von Auftrieb und Widerstand wird die jeweilige Luftkraft

ins Verhältnis gesetzt zu dem Produkt aus Flügelgrundrissfläche  $A_T$  und Staudruck der ungestörten Strömung:

$$F_A = c_A A_T \frac{1}{2} \rho v_\infty^2 \rightarrow c_A = \frac{2F_A}{\rho \cdot v_\infty^2 \cdot A_T} \quad (10)$$

$$F_W = c_W A_T \frac{1}{2} \rho v_\infty^2 \rightarrow c_W = \frac{2F_W}{\rho \cdot v_\infty^2 \cdot A_T} \quad (11)$$

$$F_A = F_{axial} \cdot \cos\alpha - F_{tan} \cdot \sin\alpha \quad (12)$$

$$F_W = F_{axial} \cdot \sin\alpha + F_{tan} \cdot \cos\alpha \quad (13)$$

Von der Profilform, von der Rauigkeit der Profiloberfläche, vom Anstellwinkel  $\alpha$  und der Anströmgeschwindigkeit, hängen die beiden dimensionslosen Beiwerte  $c_A$  und  $c_W$  ab (Bohl et al., 2005).

## 2.7 Druckverteilung am Profil

Der Druckbeiwert, der häufig auch als Druckkoeffizient bezeichnet wird, ist eine dimensionslose Größe aus der Aerodynamik, die häufig bei der Auslegung und der Analyse von Tragflächen, aber auch in anderen Bereichen der Aerodynamik, z.B. bei Innenströmungen, zur Anwendung kommt.

Er wird unter anderem verwendet, um die Druckverteilung auf den Tragflächen von Flugzeugen zu beschreiben oder grafisch darzustellen. Unter der Druckverteilung versteht man den Druckverlauf an diskreten Punkten auf der gesamten Oberfläche der Tragfläche. Bezogen auf einen bestimmten Punkt stellt der Druckbeiwert das Verhältnis des statischen Druckes zum dynamischen Druck dar. Negative Vorzeichen bedeuten Beschleunigung (also Druckabnahme), positive Vorzeichen kennzeichnen Bereiche, in denen die Strömung verzögert wird (Druckzunahme) (Wiki3, 2016).

Der Druckbeiwert ist wie folgt definiert:

$$c_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{\rho}{2} \cdot v_\infty^2} \quad (14)$$

Infolge der unsymmetrischen Umströmung des Tragflügels bzw. bei symmetrischen Profilen bei denen der Anstellwinkel ungleich Null ist, sind die Strömungsgeschwindigkeiten auf den Tragflügeloberflächen unterschiedlich, was zu einem Druckunterschied führt. Trägt man den jeweiligen Druckunterschied zum Umgebungsdruck  $p_\infty$  in der ungestörten Außenströmung, bezogen auf den

Staudruck  $\frac{\rho}{2} \cdot v_{\infty}^2$  über die Tragflügelkontur, erhält man etwa die in Abbildung 15 dargestellte dimensionslose Druckverteilung (Bohl et al., 2005). Die Druckverteilung ist üblicherweise über die dimensionslose Profilschneise aufgetragen.

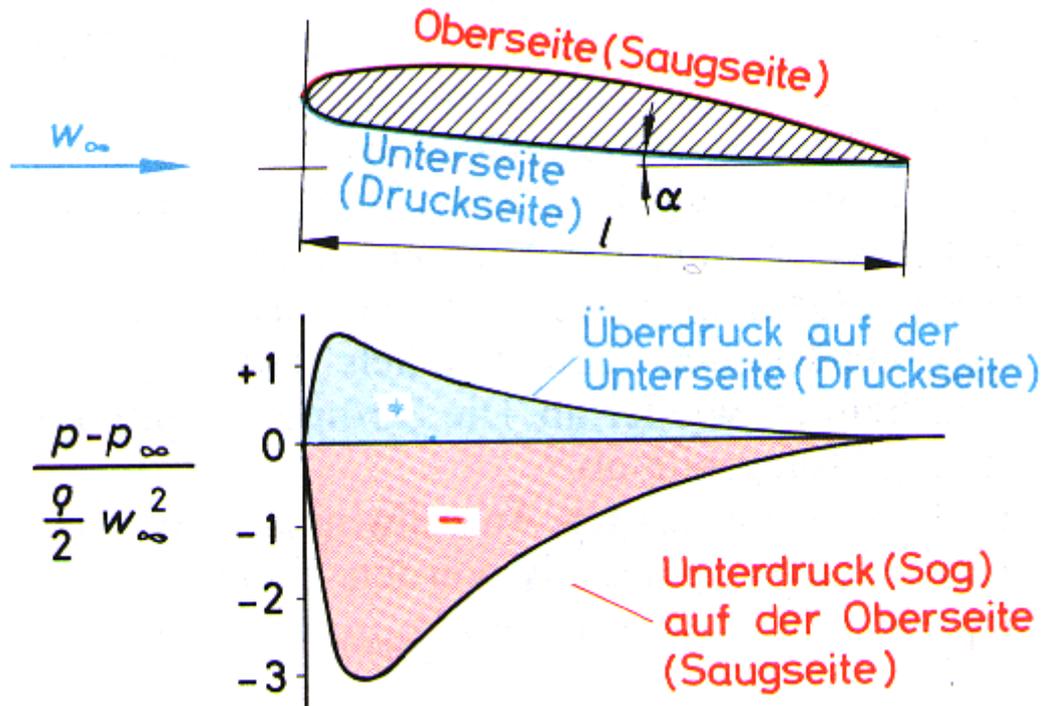


Abbildung 15: Druckverteilung am Tragflügel (Bohl et al., 2005).

## 2.8 Polardiagramm

Die in Windkanälen experimentell oder numerischen Simulationen ermittelten Beiwerte  $c_A, c_W$  für verschiedene Anstellwinkel  $\alpha$  am zugehörigen Tragflügelprofil werden in sogenannten Polardiagrammen graphisch dargestellt. Als eigentliche Polare bezeichnet man die Kurve mit der Funktion  $c_A = f(\alpha)$ . Die Form der Polare eines Tragflügels hängt von der Reynolds-Zahl sowie der Form und Qualität des Profils ab. Im Allgemeinen wird nur der Teil der Polare, die für die Aus- und Bewertung der Profile notwendig sind, dargestellt. Zwei Darstellungsarten sind in der Praxis gebräuchlich, das nach Lilienthal und das sog. aufgelöste Polardiagramm (Sigloch, 2007).

### 2.8.1 Polardiagramm nach Lilienthal

In dieser Darstellungsform wird der Auftriebsbeiwert  $c_A$  als Funktion des Widerstandsbeiwertes  $c_W$  aufgetragen. Abbildung 16 stellt die jeweiligen  $c_A, c_W$  Werten punktuell dem gehörenden Anstellwinkel  $\alpha$  dar. Der Auftriebsbeiwert  $c_A$  steigt mit zunehmendem Anstellwinkel  $\alpha$  bis zu seinem Maximalwert  $c_{Amax}$  im-

mer weiter an. Wird  $c_{Amax}$  überschritten, fällt der Auftriebsbeiwert wieder ab. An dieser Stelle löst sich die Strömung von der Oberfläche des Tragflügel ab (Strömungsabriss). Auch bei negativen Anstellwinkel kann ebenfalls eine Ablösung auftreten. Dies geschieht dann auf der Unterseite des Profils. Beim sog. Null-Anstellwinkel  $\alpha_0$  gibt es eine Besonderheit. Bei diesem bestimmten Winkel heben sich die Druckkräfte der Profilober- und Profilunterseite auf. Dabei wird der Auftriebsbeiwert  $c_A$  gleich 0. Bei symmetrischen Profilen geschieht dies bei dem Anstellwinkel  $\alpha = 0^\circ$ . Während bei unsymmetrischen der Anstellwinkel  $\alpha \neq 0^\circ$  ist. In vielen Profiltabellenbücher wird  $c_{Amax}$  und der Null-Anstellwinkel  $\alpha_0$  für die untersuchten Profile besonders angegeben.

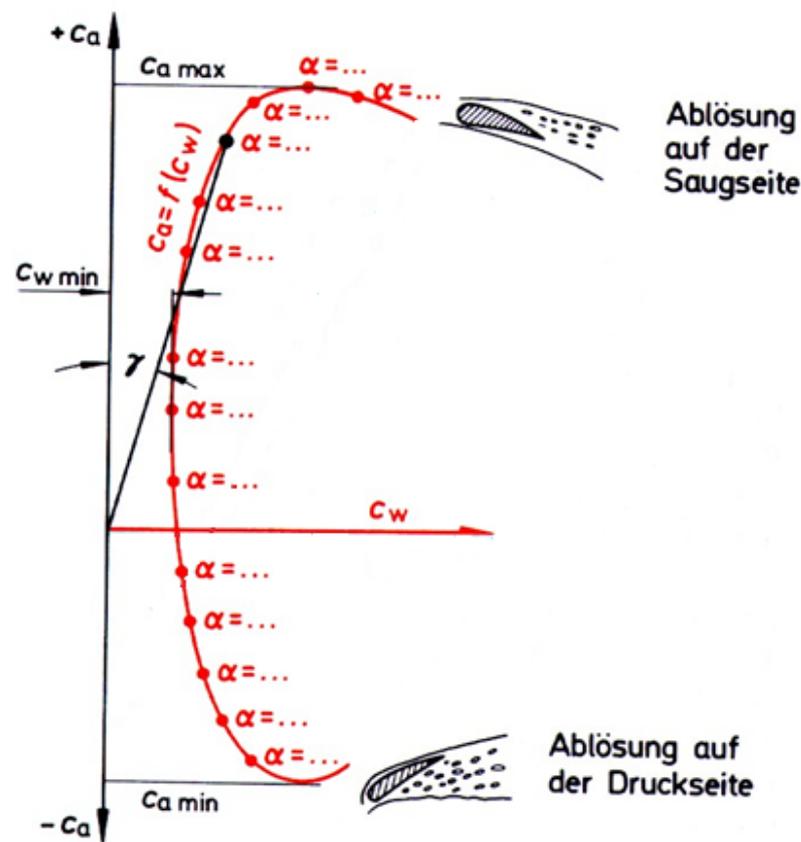


Abbildung 16: Polardiagramm nach Lilienthal (Bohl et al., 2005).

In Abbildung 16 findet sich noch der Gleitwinkel  $\gamma$  wieder, den Winkel, der vom Nullpunkt zu einem beliebigen Polarenpunkt eingetragene Gerade mit der  $c_A$ -Achse einschließt. Der zugehörigen Tangens des Winkel ist die Gleitzahl  $\epsilon_{Gleit}$ .

$$\tan \gamma_{Gleit} = \epsilon_{Gleit} = \frac{c_w}{c_A} \quad (15)$$

Die Gleitzahl entspricht dem Verhältnis vom Auftriebskoeffizient zum Widerstandskoeffizient. Je kleiner die ebenfalls vom Anstellwinkel  $\alpha$  abhängige Gleit-

zahl  $\varepsilon_{Gleit}$  ist, desto geringer ist der Widerstand  $F_W$ , bezogen auf den Auftrieb  $F_A$  (Bohl et al., 2005).

### 2.8.2 Aufgelöste Polardiagramm

Die zweite Darstellungsform eines Polardiagrammes ist das aufgelöste Polardiagramm (Abbildung 17). Hier werden die Auftriebsbeiwert  $c_A$ , Widerstandbeiwert  $c_W$  dargestellt. Polardiagramme werden oft im verzerrten Maßstab dargestellt. Häufig wird der  $c_W$  dabei um das 10-fache vergrößert.

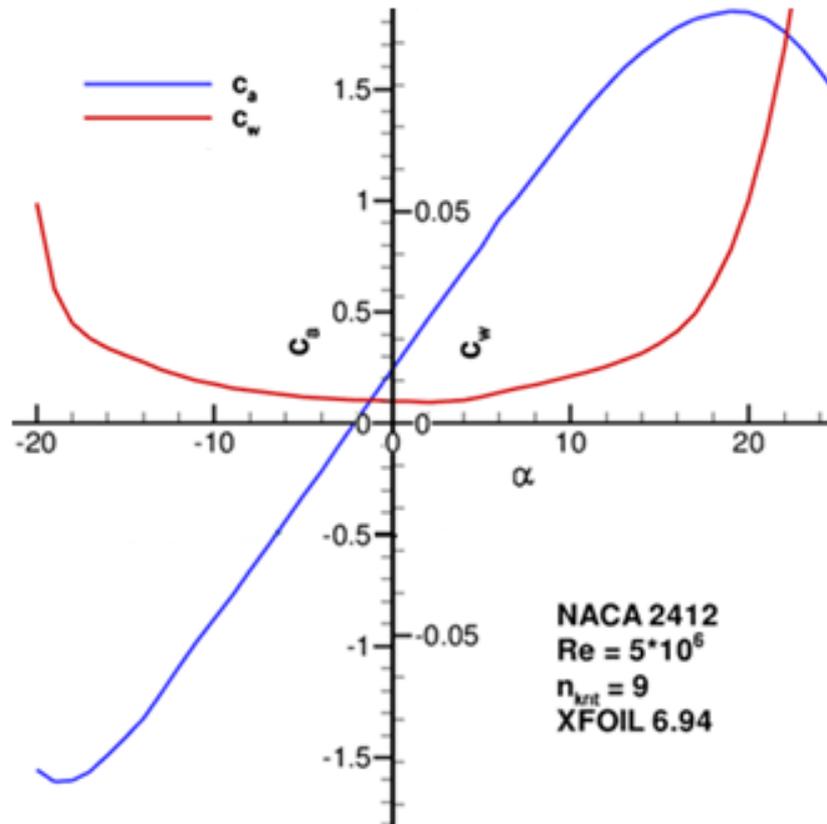


Abbildung 17: Aufgelöstes Polardiagramm (Wiki4, 2016).

### **3 Einfluss der Grenzschichten auf das Strömungsverhalten**

Die Beeinflussung des Strömungsverhaltens durch Oberflächenprofile findet in den allermeisten technischen und natürlichen Systemen statt. Betrachtet werden Systeme mit einem ruhenden Fluid und einem sich bewegenden Festkörper auf der einen Seite wie z.B. der Flug eines Golfballs und auf der anderen Seite Systeme mit einem strömenden Fluid und einem ruhenden Festkörper, wie z.B. eine Rohrströmung. In all diesen Systemen bildet sich durch die Haftbedingung an der Wand eine Grenzschicht aus.

Ein grundlegendes Verständnis über Grenzschichten und ihre Eigenschaften ist in vielen Bereichen sehr wichtig. Zum einen ist hier der Flug- und Fahrzeugbau zu nennen, bei der die Grenzschichttheorie wichtig ist, um die Entwicklung und den Betrieb von leistungsstarken Flugzeugen und bodengebundenen Fahrzeugen zu verbessern. In der Gebäudekonstruktion ist sie von Bedeutung, um Kräfte abschätzen zu können, die auf die Fassade wirken. Auch der Hochleistungssport profitiert von dem Wissen. So können zum Beispiel die Oberfläche von Schwimm- und Skianzügen optimieren werden (Meyer, 2016).

#### **3.1 Haftbedingung**

Als Ausgangspunkt für die Grenzschichttheorie ist die Haftbedingung zu nennen. Wenn eine Flüssigkeit einen Körper umströmt, so wird die Strömung durch die Reibung zwischen dem festen Körper und der Flüssigkeit beeinflusst. Hier greift die Haftbedingung, die besagt, dass Fluidteilchen welche sich unmittelbar an starren Körpern befinden, dort haften und genau die gleiche Geschwindigkeit wie diese starren Körpern aufweisen. Eine Materialeigenschaft von Fluiden ist deren Zähigkeit (Viskosität); somit sind diese in der Lage Schubspannungen zu übertragen. Dies hat zur Folge, dass das Fluid in unmittelbarer Nähe zur Wand an dieser haftet und eine Schubspannung überträgt. Somit lässt sich die Strömung, die z.B. einen Körper umströmt in zwei Gebiete aufteilen. In einen wandnahen Bereich, in der Reibungseffekte auftreten, und in eine körperferne, nahezu reibungsfreie Außenströmung.

#### **3.2 Grenzschichttheorie**

Vor der Entwicklung der Grenzschichttheorie gab es bereits eine umfassende Theorie der ideale Fluide (Potentialtheorie). Fluid ist ein gemeinsamer Begriff

für Gase und Flüssigkeiten. Ein ideales Fluid ist eine idealisierte Modellvorstellung. Sie werden als inkompressibel, d.h. dass die Dichte bei Druckveränderung konstant bleibt, beschrieben. Weiter sind sie reibungsfrei. Strömungen idealer Fluide werden Potentialströmungen genannt. Aufgrund dieser Vereinfachung, bot dieses Modell in vielen Bereichen bereits eine wirklichkeitsnahe Beschreibung (Meyer, 2016). So konnten viele physikalische Prozesse verstanden und mathematisch beschreiben werden. Wesentliche Erfahrungstatsachen können reibungsfreie Strömungen (Potentialströmungen) jedoch nicht beschreiben. Beispielsweise ergibt die Berechnung der Widerstandskraft, die eine Potentialströmung auf einen angeströmten Körper ausübt, dass diese immer gleich null ist. Messungen zeigen jedoch, dass die Potentialströmung der realen Strömung in weiterer Entfernung vor einem Körper ziemlich nahe kommt aber in unmittelbarer Nähe starke Abweichungen auftreten. Die Grenzschichttheorie beruht auf der Grundidee, dass die reibungsbehaftete Strömung in zwei Gebiete aufgeteilt werden kann. Zum einen in eine dünne, unmittelbar an der Körperoberfläche befindende Schicht (Grenzschicht), in der die Reibung und die Haftbedingung berücksichtigt werden. Der zweite Bereich ist eine reibungsfreie Außenströmung außerhalb der Grenzschicht. Die Außenströmung kann in diesem Fall als Potentialströmung angesehen werden. Durch die beiden oben erwähnten Gebiete ist es möglich, mit akzeptablem mathematischem Aufwand Strömungen realer Fluide zu berechnen. Aus diesem Grund ist die Grenzschichttheorie für die moderne Strömungslehre von großer Bedeutung (Böswirth et al., 2012).

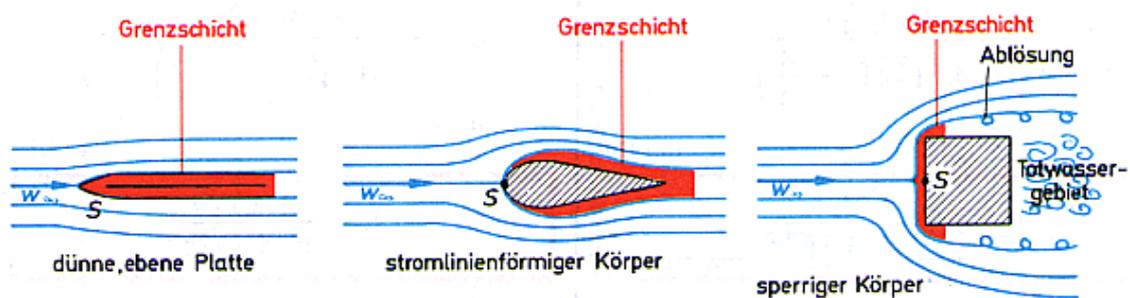


Abbildung 18: Umströmung von Körpern (Bohl et al., 2005).

### 3.3 Grenzschichtströmung

In der Grenzschicht selbst kann die Strömung laminar oder turbulent sein. Die turbulente Grenzschicht besitzt dabei einen größeren Geschwindigkeitsgradienten (Abbildung 19) und damit eine größere Strömungsenergie (kinetische Energie) als die laminare, was zur Folge hat, dass der Strömungswiderstand der turbulenten Grenzschicht größer ist als der der laminaren Grenzschicht. Vorteilhaft ist dagegen, dass der turbulenten Grenzschicht durch Impulsaustausch mit

der Außenströmung immer wieder Energie zugeführt wird (steilerer Geschwindigkeitsanstieg). Dadurch ist sie weniger ablösungsgefährdet (Sigloch, 2007).

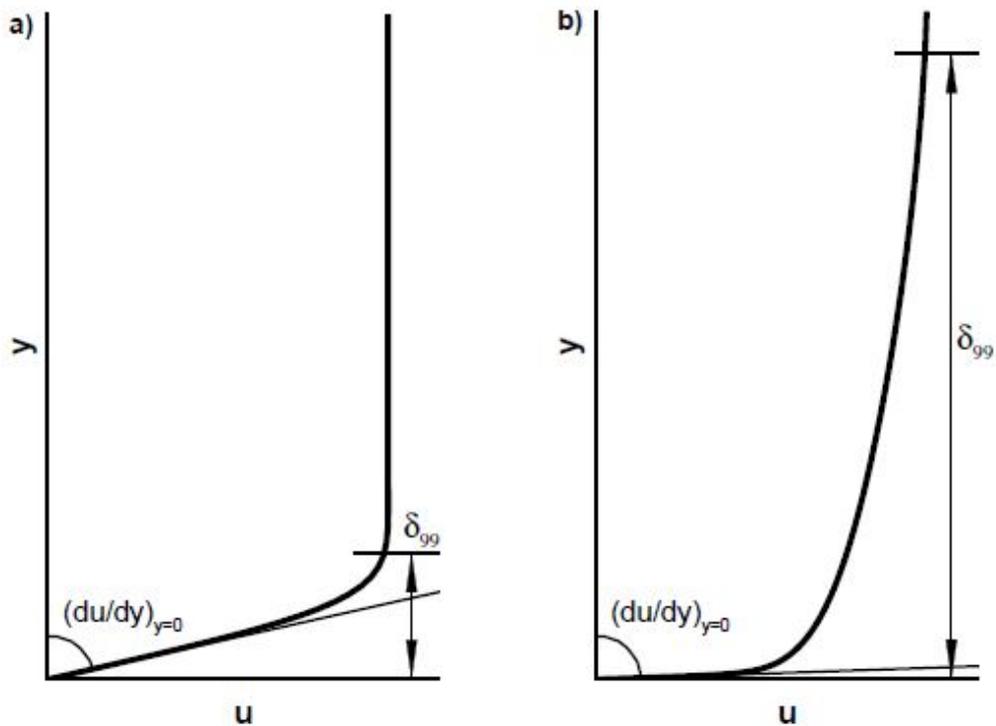


Abbildung 19: Vergleich des laminaren (a) und turbulenten (b) Geschwindigkeitsprofils, Geschwindigkeitsgradient  $du/dy$ ,  $\delta_{99}$  definiert die Grenzschichtdicke (Schmidt, 2011).

Der einfachste geometrische Fall einer Grenzschicht tritt bei der längsangeströmten Platte auf (Abbildung 22). Mit der Lauflänge  $x$  wächst die Dicke der laminaren Grenzschicht  $\delta_{lam}$  an. Durch verschiedene Einflussmöglichkeiten wie der Re-Zahl, des Turbulenzgrades der Außenströmung, der Rauigkeit der Oberfläche und der Körperform, ist ein Übergang der Grenzschicht vom laminaren in den turbulenten Zustand möglich. Dabei entwickelt sich räumlich hinter dem Umschlagspunkt der laminaren Strömung eine turbulente Grenzschicht mit der ebenfalls anwachsenden Grenzschichtdicke  $\delta_{turb}$ . Den Übergang von der laminaren zur turbulenten Grenzschicht der im Umschlagspunkt  $x_u$  beginnt bezeichnet man als laminar-turbulenter Umschlag der Grenzschicht (Böswirth et al., 2012). Auch durch künstliche Maßnahmen (Aufrauung, Verunreinigung, Stolperdraht, usw.) kann ein vorzeitiger turbulenter Grenzschichtumschlag erzwungen werden (Schlichting et al. 1967). Der Umschlag erfolgt nicht spontan, sondern erstreckt sich über einen gewissen Bereich (Transitionsbereich). Einen solchen Umschlag zeigen die Abbildung 20 und Abbildung 21 an einer längsangeströmten Platte bei verschiedenen Turbulenzgraden und Geschwindigkeiten

mit Hilfe des Reibungsbeiwertes (engl. Skin Friction Coefficient). Der Reibungsbeiwert nimmt mit zunehmender Entfernung von der Plattenvorderkante ab. Nach einer gewissen Lauflänge schlägt die laminare Grenzschicht in die turbulente Grenzschicht um, wobei sich durch unregelmäßige Geschwindigkeitsschwankungen ein größerer Impulsaustausch im Vergleich zur laminaren Grenzschicht einstellt. Dadurch steigt der Geschwindigkeitsgradient in Wandnähe an. Durch den vergrößerten Geschwindigkeitsgradienten wird auch die Wandschubspannung erhöht und somit steigt der Reibungsbeiwert erneut an (Umschlagsbereich).

$$c_F = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho v_\infty^2} \quad (16)$$

mit  $\tau_w$  als Wandschubspannung,  $\rho$  als Dichte des Fluids und  $v$  als Geschwindigkeit.

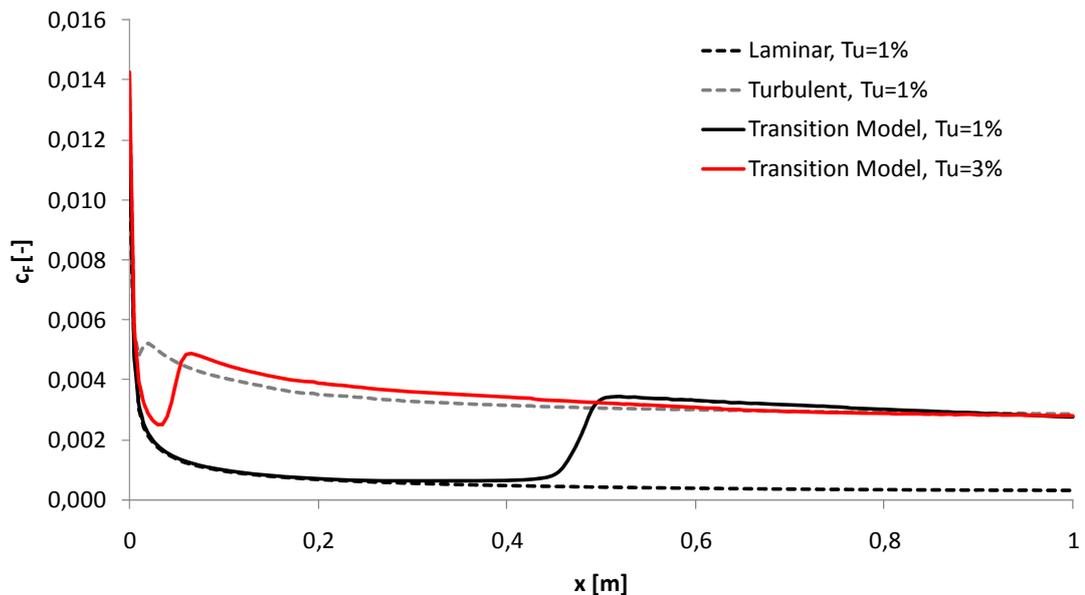


Abbildung 20: Umschlag an einer längsangeströmten Platte bei verschiedenen Turbulenzgraden; beim  $Tu=1\%$  sind die laminaren und turbulenten Verläufe des Reibungsbeiwertes mit angegeben.

In dieser Abbildung ist deutlich der Einfluss des Turbulenzgrades ersichtlich. Bei der schwarzen Linie ist die Grenzschicht bis zu einer Lauflänge von ca. 0,4m noch laminar. Danach schlägt die Grenzschicht bei ca. 0,5m turbulent um. Dazwischen liegt der Umschlagsbereich. Bei der roten Linie geschieht der Vorgang deutlich früher aufgrund des höheren Turbulenzgrades. D.h., mit zunehmendem Turbulenzgrad wandert der Umschlagsbereich zur Plattenvorderkante hin aufgrund der größeren turbulenten Schwankungen in der Außenströmung.

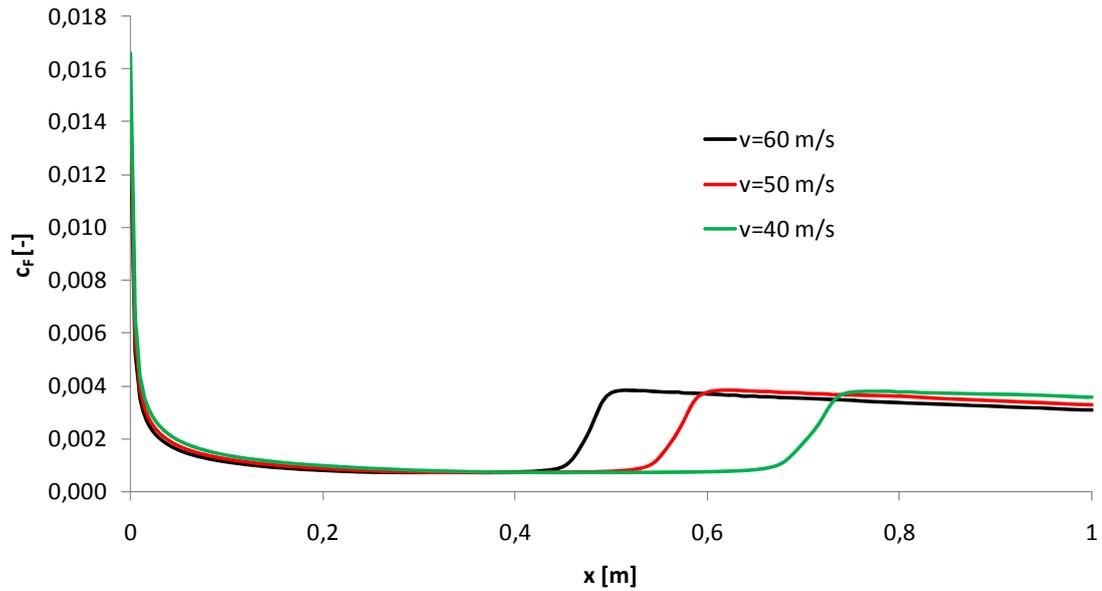


Abbildung 21: Umschlag an einer längsangeströmten Platte bei verschiedenen Geschwindigkeiten,  $Tu = 1\%$ .

Auch hat die Geschwindigkeit einen Einfluss auf den Umschlag. Wird die Geschwindigkeit bei gleichen Randbedingungen erhöht, so wandert der Umschlagsbereich zur Plattenvorderkante hin.

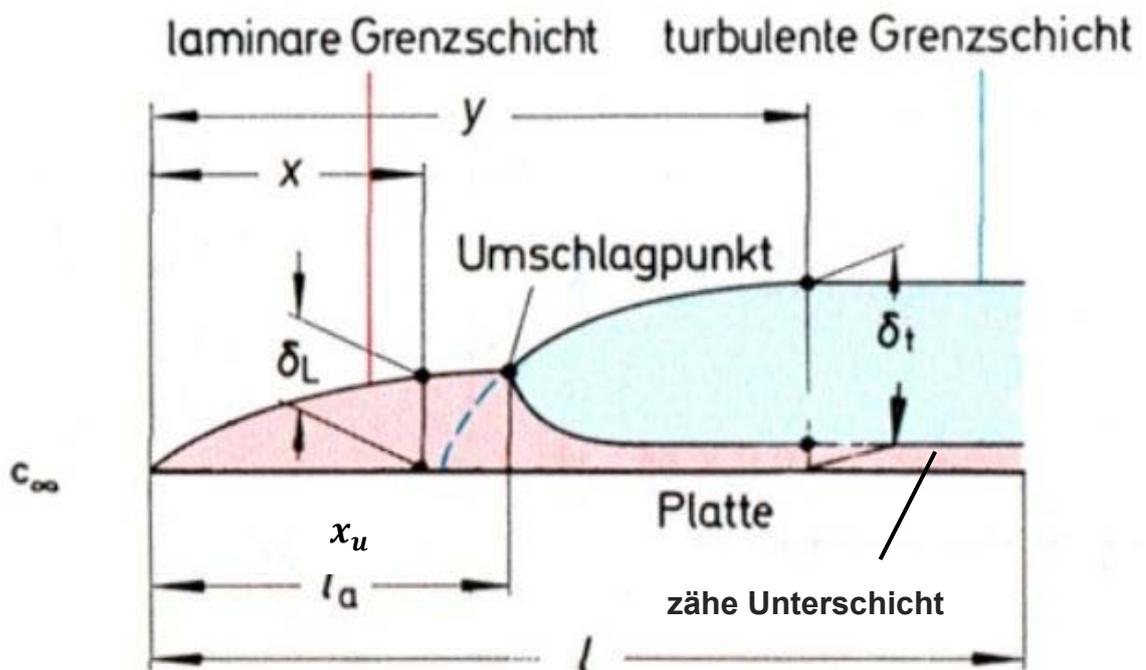


Abbildung 22: Grenzschicht an einer Platte, quantitativ (Bohl et al., 2005).

Einige wichtige Faktoren sind bei der turbulenten Plattengrenzschicht, die hinter dem laminar-turbulenten Umschlag beginnt, zu beachten. Die turbulente Grenzschicht kann in eine Zweischichten-Struktur aufgeteilt werden. Diese wird in Abbildung 22 veranschaulicht. Sie unterteilt sich in eine turbulente Grenzschicht und eine zähe Unterschicht (Dicke entspricht etwa 2%- 5% der turbulenten Grenzschicht), die in unmittelbarer Wandnähe entsteht. Diese Unterschicht wird durch das viskose Verhalten (Reibung) des Fluids charakterisiert, während es im turbulenten Teil der Grenzschicht zu Scheinreibung kommt. Im Falle der turbulenten Grenzschicht treten zufallsbedingte (stochastische) Schwankungsbewegungen auf. Bei der ausgebildeten Turbulenz lösen sich Fluidteile ab, die von der Außenströmung beschleunigt werden, während andere Fluidteile wiederum abgebremst werden. Dieser Mediumsaustausch von Masse, Impuls und Energie bildet die Ursache für den Strömungswiderstand (Sigloch, 2007). Deshalb bezeichnet man eine turbulente Grenzschicht auch als Reibungsschicht. Die turbulente Grenzschicht ist dicker als die laminare und weist ein Geschwindigkeitsprofil mit steilerem Gradienten auf, sodass die Schubspannung und der Reibungswiderstand größer ausfällt als bei vergleichbarer laminarer Strömung in der Grenzschicht, siehe Abbildung 19 (Böswirth et al., 2012). Den Vergleich des Größenordnungsunterschieds zwischen laminarer und turbulenter Grenzschicht bei gleichen Bedingungen, wenn der Umschlag vermeidbar wäre, zeigt die nachfolgende Abbildung.

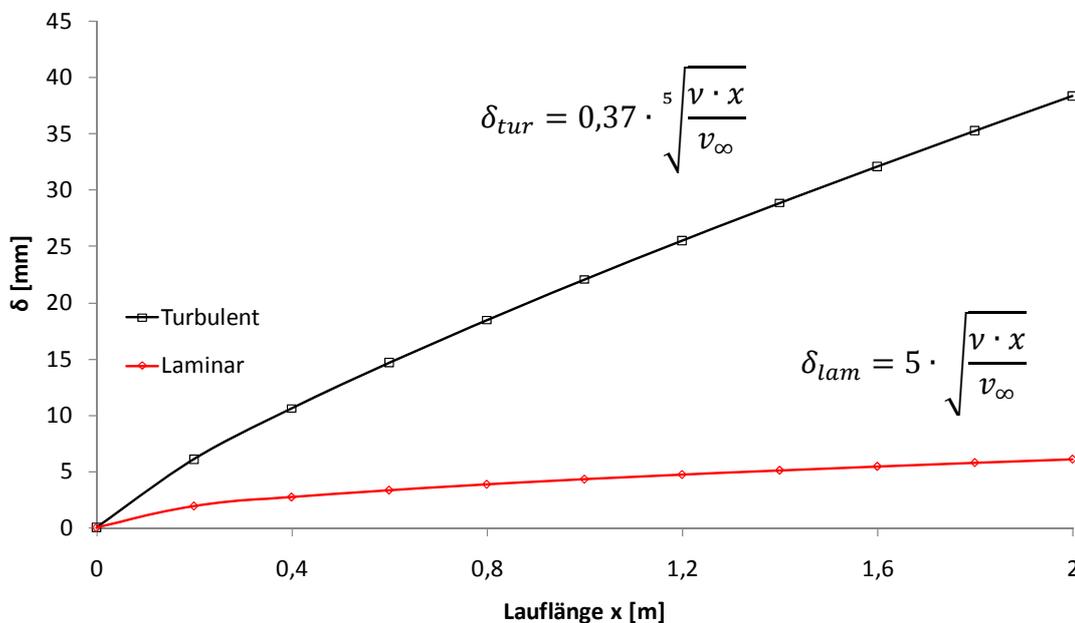


Abbildung 23: Verlauf der laminaren und turbulenten Grenzschichtdicke unter gleichen Bedingungen, wenn Umschlag vermeidbar wäre.

### 3.4 Grenzschichtdicke

Die Grenzschichtdicke nimmt mit der Lauflänge  $x$  stetig zu. Für die Grenzschichtdicke werden verschiedene Definitionen verwendet.

#### 3.4.1 99%- Dicke

Eine mögliche Definition der Grenzschichtdicke  $\delta$  ist die 99%-Dicke. Die Grenzschichtdicke  $\delta$  ist der Wandabstand, bis zu dem die Geschwindigkeit von der Wandreibung beeinflusst ist. Da sich der Geschwindigkeitsverlauf asymptotisch dem Wert in der ungestörten Strömung annähert, legt man willkürlich die Grenzschichtdicke  $\delta$  so fest, als dass die in der Grenzschicht auftretende maximale Strömungsgeschwindigkeit mit 1% Abweichung den Wert der mittleren Geschwindigkeit der Außenströmung erreicht, siehe Abbildung 24. Diese Definition erleichtert die experimentelle Auswertung der Dicke, ist aber aufgrund von der geforderten Messgenauigkeit nur bedingt anwendbar (asymptotischer Verlauf). Außerdem bereitet die 99%-Dicke Schwierigkeiten, wenn die Außenströmung (an einer festen Stelle  $x$  entlang der Wand) noch eine Abhängigkeit der Querkoordinate, hier  $y$ , aufweist. Dies ist der Fall, wenn die Strömung einer gekrümmten Oberfläche folgt.

$$v(x, y) = 0,99 \cdot v_{\infty}(x) \quad (17)$$

#### 3.4.2 Verdrängungsdicke

Statt der Grenzschichtdicke  $\delta_{99}$  wird oft auch die Verdrängungsdicke  $\delta_1$  verwendet. Diese ist wie folgt definiert:

$$\delta_1 = \int_{n=0}^{\infty} \left(1 - \frac{v(n)}{v_{\infty}}\right) dn \quad (18)$$

mit

$v_{\infty}$  = Anströmgeschwindigkeit und

$n$  = Normalenrichtung zur Wand.

Vergleicht man eine Potentialströmung (keine Wandreibung) mit einer realen Strömung, bei der die Wandhaftung eine Verminderung der Geschwindigkeit verursacht, so bewirkt dies eine Reduzierung des Volumenstroms innerhalb der Grenzschicht. Um in einer entsprechenden Potentialströmung den gleichen Volumenstrom zu erhalten, gibt die Verdrängungsdicke an, um welchen Betrag die

umströmte Wand in die Grenzschicht geschoben werden müsste. Damit gibt  $\delta_1$  den Betrag an, um den die Stromlinien gegenüber einer unbeeinflussten Strömung von der Wand abgedrängt werden (Schmidt, 2011). Infolge der Unsicherheit bei der Festlegung der 99%-Dicke wird gern die Verdrängungsdicke als ein physikalisch sinnvolles Maß für die Dicke der Grenzschicht verwendet.

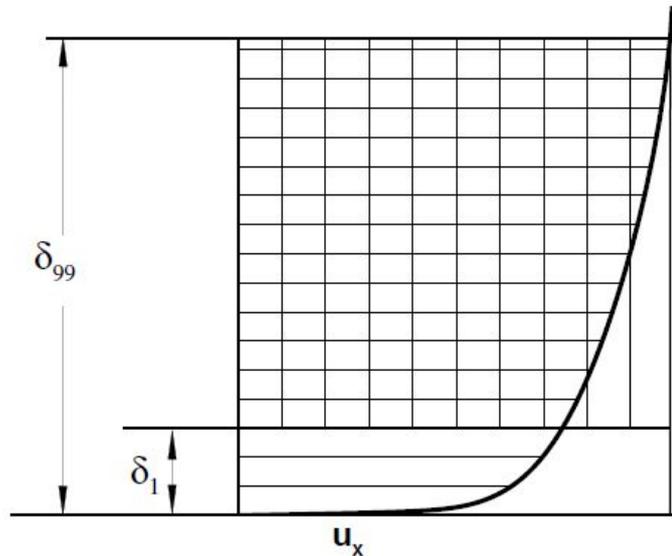


Abbildung 24: Vergleich der 99% Grenzschichtdicke  $\delta_{99}$  mit der Verdrängungsdicke  $\delta_1$  (Schmidt, 2011).

### 3.5 Grenzschichtablösung

Nicht in allen Fällen folgt die Grenzschicht der umströmten Oberflächenkontur. Es kommt häufig vor, dass sich die Grenzschicht stromabwärts stark verdickt und schließlich von der Wand ablöst. Das verzögerte Grenzschichtmaterial wird vom Körper abgedrängt und dabei in die Außenströmung befördert. Man bezeichnet diese Erscheinung als Grenzschichtablösung. Sie tritt an stumpfen Körpern (z.B. Kreiszyylinder), in divergenten Kanälen (Diffusor) aber auch an Tragflügeln bei hinreichend großem Anstellwinkel oder Profilkrümmung auf. Beim Tragflügel ist sie die Ursache für den Strömungsabriss und den damit verbundenen abfallenden Auftrieb.

Um die Entstehung der Ablösung zu erklären, betrachtet man zunächst eine reibungsfreie Umströmung eines Körpers, wie z.B. bei einem Kreiszyylinder (siehe Abbildung 25). Die Strömung weist dann im Punkt D ( $0^\circ$  Umlenkung) einen Staupunkt auf. Auf dem Weg von D nach E ( $90^\circ$  Umlenkung) werden die Teilchen beschleunigt, gleichzeitig sinkt dabei der Druck gemäß der Bernoulli'schen Stromfadentheorie und erreicht in Punkt E seinen kleinsten Wert. Während dieses Vorgangs wird die Druckenergie in kinetische Energie umgesetzt. An der

Hinterseite des Körpers, von E ( $90^\circ$ ) nach F ( $180^\circ$ ), erfolgt die umgekehrte Umsetzung der kinetischen Energie in Druckenergie. Im hinteren Staupunkt F herrscht wieder derselbe Druck wie in D.

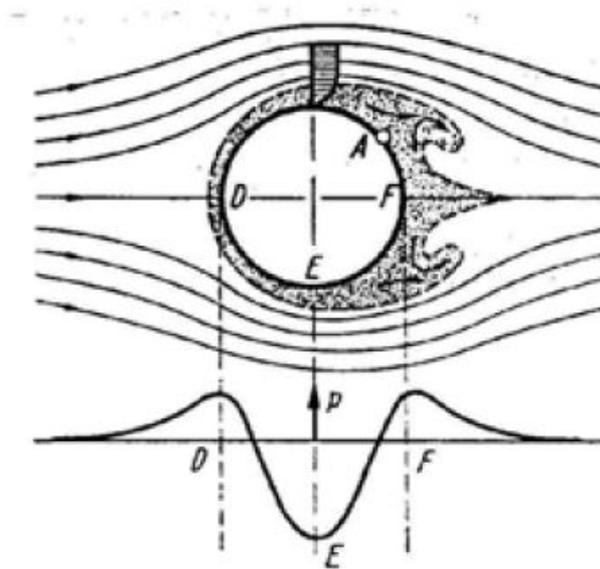


Abbildung 25: Ablösung der Grenzschicht am Kreiszyylinder (schematisch). A entspricht dem Ablösungspunkt (Schlichting et al. 1967).

Fluidteilchen, die in unmittelbarer Wandnähe in der Grenzschicht strömen, befinden sich unter der Wirkung desselben Druckfeldes, das in der Außenströmung vorhanden ist. Man sagt, das Druckfeld wird der Grenzschicht durch die Außenströmung aufgeprägt. Aufgrund der starken Reibungskräfte in der dünnen Grenzschicht, verlieren solche Teilchen auf dem Weg von D nach E so viel an kinetischer Energie ein, dass diese nicht mehr ausreicht, um den Druckanstieg von E nach F zu überwinden. Solche Teilchen schaffen es nicht weit in das Gebiet des ansteigenden Druckes zwischen E und F vorzudringen. Sie kommen zum Stillstand und werden durch die Druckverteilung der äußeren Strömung rückwärts in Bewegung gesetzt. Diese Rückströmung kennzeichnet den Beginn der Ablösung. Aus dieser Erklärung folgt die allgemeine Aussage, dass Ablösungen nur im Bereich des Druckanstiegs (verzögerte Strömung) auftreten kann und nicht im Bereich des Druckabfalles (beschleunigte Strömung). Die Grenzschicht an der Stelle des Druckanstiegs ist ablösungsgefährdet (Schlichting et al. 1967).

Abbildung 26 zeigt die Entstehung der Rückströmung an einem Zylinder. Mit Hilfe der Darstellung der Strömungsvektoren kann der Ablösepunkt ermittelt werden.

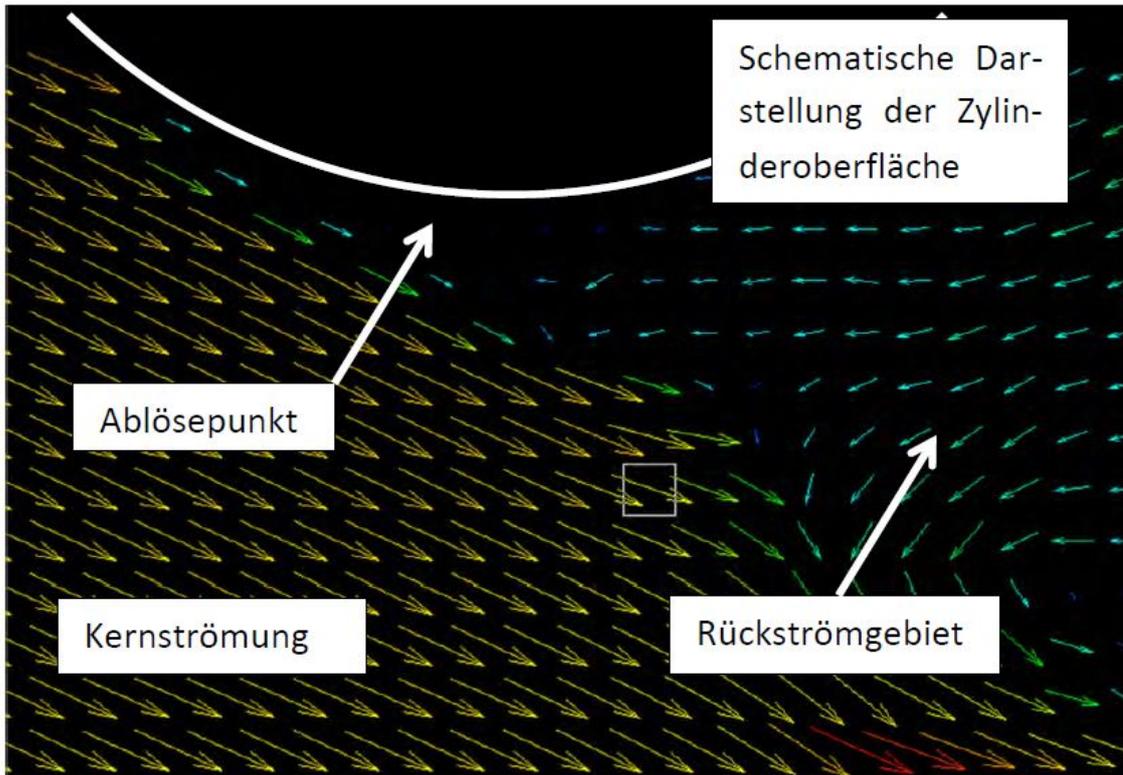


Abbildung 26: Veranschaulichung des Ablösepunktes - Ermittelte Strömungsvektoren mit Hilfe der PIV (Particle Image Velocimetry) (Wahl, 2012).

Die Ablösungsstelle ist definiert als die Grenze zwischen Vor- und Rückströmung der wandnächsten Schicht bzw. als der Punkt an welchem zum ersten Mal keine Änderung des Differentialquotienten der Geschwindigkeit auftritt.

$$\left(\frac{\partial v}{\partial n}\right)_{n=0} = 0 \quad (19)$$

mit

$v$  = Geschwindigkeit parallel zur Wand und

$n$  = Normalenrichtung zur Wand.

Liegt die Grenzschicht an und es entwickelt sich keine Rückströmung, so ist die Wandschubspannung positiv. Nach der Ablösestelle tritt in Wandnähe ein Rückströmgebiet auf, es resultiert folglich eine negative Wandschubspannung. Der Ablösepunkt trennt das Gebiet mit Vorwärtsströmung vom Gebiet mit Rückströmung. Im Ablösepunkt selbst verschwindet daher die Wandschubspannung (Schlichting et al. 1967). In Abbildung 27 ist der Vorgang der Entwicklung der Grenzschicht über eine konvexgekrümmte Oberfläche dargestellt und zeigt schematisch die Entstehung der Rückströmung sowie der Ablösung und den dazugehörigen qualitativen Verlauf der Geschwindigkeit und des Druckes.

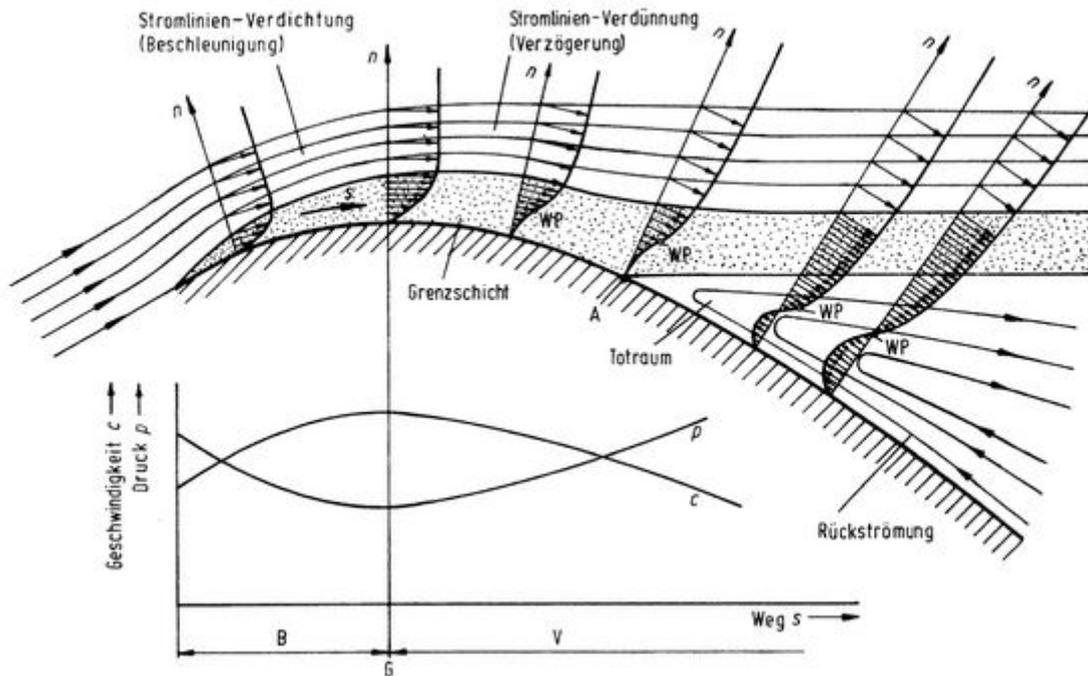


Abbildung 27: Geschwindigkeitsprofile an einem Körper (Sigloch, 2007).

### 3.5.1 Unterschied zwischen laminarer und turbulenter Grenzschicht

Die Ablösung im Anstiegsgebiet des Druckes hängt von den Randbedingungen der dazugehörigen Strömung ab. Vor allem ist der Strömungszustand (laminar oder turbulent) sowie die Größe des Druckanstieges entscheidend. Ein steiler Druckgradient, wie bspw. auf der Rückseite eines Zylinders, führt eher zur Ablösung als ein sanfter Druckanstieg. Da die mitschleppende Wirkung der Außenströmung bei einer turbulenten Grenzschicht wegen der turbulenten Mischbewegung wesentlich größer ist als bei der laminaren, bleibt die Grenzschicht länger anliegend. Betrachtet man die Umströmung einer Kugel, so liegt die Ablösestelle bei laminarer Strömung etwa am Äquator. Ist die Grenzschicht aber turbulent, verlagert sich der Ablösepunkt weiter stromabwärts. Dadurch wird das Nachlaufgebiet wesentlich schmaler, was zu einer starken Abnahme des Strömungswiderstandes führt. Denselben Effekt kann man durch einen Stolperdraht erzeugen. Dadurch wird die Grenzschicht schon bei kleineren Reynoldszahlen „künstlich“ turbulent gemacht und in gleicher Weise eine Widerstandsverminderung erreicht (Schlichting et al. 1967).

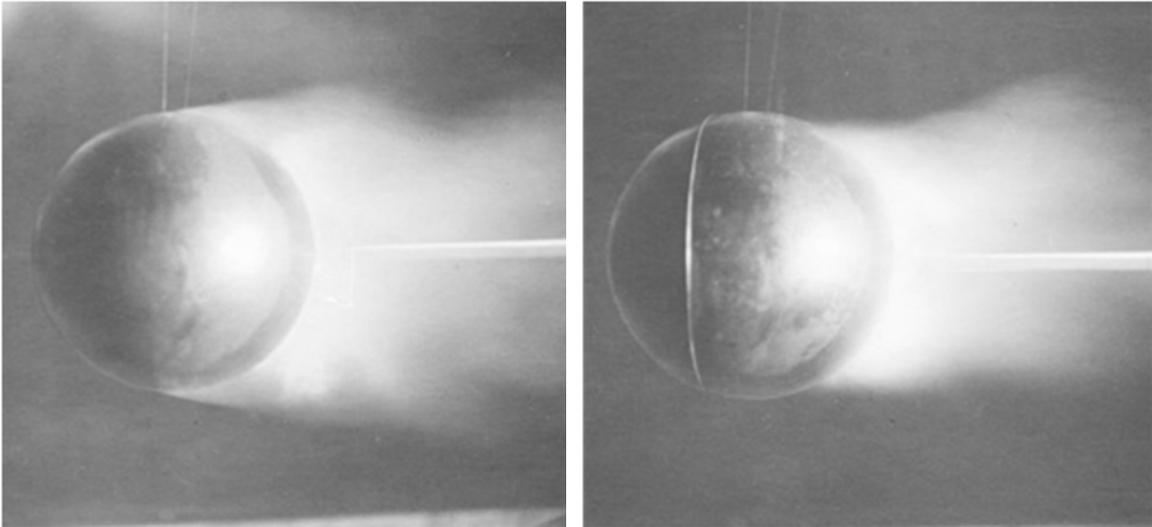


Abbildung 28: Strömung um eine Kugel. a) Ablösung in der Nähe des Äquators im niedrigen Re- Zahlenbereich; b) im überkritischen Re-Zahlenbereich. (Schlichting et al. 1967).

### 3.6 Ablösung der Grenzschicht am Tragflügelprofi

Die Auftriebserzeugung eines Tragflügels ist ein wichtiger Faktor in der Flugzeugtechnik. Auch hier spielt die Ablösung eine wichtige Rolle. Je nach Tragflügelprofil verläuft die Strömung auf der Ober- und Unterseite bei kleinen Anstellwinkel ohne Ablösung (Abbildung 29) und die Strömung löst sich erst an der Profilhinterkante vom umströmten Körper. Mit einer guten Näherung kann so von einer reibungslosen Strömung ausgegangen werden. Steigt der Anstellwinkel weiter positiv an, entsteht auf der Oberseite des Profils Ablösungsgefahr, da dort der Druckgradient zu steil werden kann. Ab einem bestimmten zu großen Anstellwinkel hin tritt infolgedessen Ablösung auf. Die Ablösungsstelle liegt ziemlich nahe hinter der Vorderkante des Profils, der etwa mit Erreichen des Maximalauftriebes des Tragflügels beginnt. Eine Folge der abgelösten Strömung ist die Entstehung eines Strömungsabrisses (engl. Stall) am Tragflügel (Abbildung 30) (Schlichting et al. 1967). Mit immer weiter ansteigenden Anstellwinkel verringert sich der Auftrieb, was im schlimmsten Fall zum Absturz eines Flugzeuges führen kann.



Abbildung 29: Tragflügel bei anliegender Strömung (Schlichting et al. 1967).



Abbildung 30: Tragflügel bei abgelöster Strömung, Strömungsabriss (Schlichting et al. 1967).

### 3.6.1 Ablöseerscheinungen

Die unterschiedlichen Strömungsvorgänge am Tragflügel spielen eine wichtige Rolle. Gerade im Hinblick auf die Auftriebserzeugung. Abbildung 31 stellt für kleine und größere Anstellwinkel die wesentlichen Ablöseerscheinungen am Tragflügel dar. Die folgende Betrachtung handelt, wenn nicht anders angegeben, von der Oberseite des Profils.

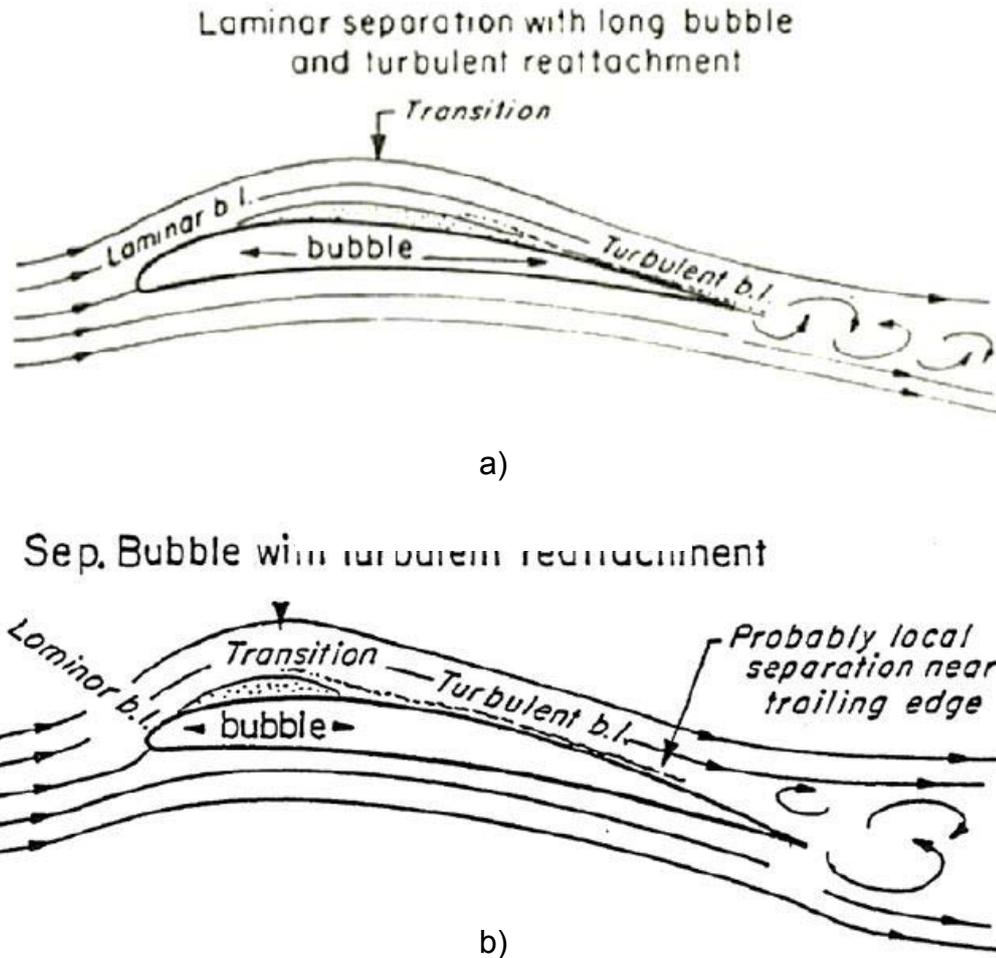


Abbildung 31: Umströmung eines Tragflügels bei kleinen (a) und großen Anstellwinkeln (b) (Mueller, 1985).

Bei kleinen Anstellwinkeln liegt die Strömung zunächst mit einer laminaren Grenzschicht am Tragflügelprofil an. Weit hinter der Vorderkante des Profils löst diese Grenzschicht zunächst wegen des Druckanstiegs an der gewölbten Wand laminar ab, was den Beginn einer laminaren Ablöseblase (engl. separation bubble) kennzeichnet. Ab hier, stromabwärts, findet ein Übergang der laminaren Grenzschicht in eine turbulente Grenzschicht (Transition) statt. Ab dem Umschlagspunkt entwickelt sich ein Energietransport der turbulenten Strömung quer zur Strömungsrichtung (erhöhte kinetische Energie). So gelingt es der wirbelbehafteten Strömung, die laminare Ablöseblase von oben zur Profilkontur hin zu schließen (Wiederanlegen). Nach dem Wiederanlegen der Ablöseblase bildet sich dann eine turbulente Grenzschicht aus. Ist der Druckanstieg sehr stark, so kann dann auch die turbulente Grenzschicht ablösen.

Wird der Anstellwinkel größer, muss die Strömung eine größere Umlenkung um das Tragflügelprofil zurücklegen. Dies führt zu einer früheren Ablösung der laminaren Grenzschicht (Druckanstieg findet früher statt). Eine Ablöseblase entsteht, wobei ein turbulenter Umschlag stattfindet, früher als bei kleinen Anstellwinkel. Dies hat zur Folge dass die Wiederanlegung früher geschieht. Mit steigendem Anstellwinkel wandert der Ablösepunkt bzw. die Ablöseblase zur Vorderkante hin und wird kürzer. Wird der Anstellwinkel weiter erhöht, steigt auch die Wahrscheinlichkeit, dass turbulente Grenzschicht in der Nähe der Hinterkante nochmals ablöst. Eine Folge davon ist eine periodische Wirbelablösung. Auch steigt mit höherem Anstellwinkel der Auftrieb und der Widerstand des Tragflügelprofils. Bei einem jedoch bestimmten Anstellwinkel löst die laminare Grenzschicht direkt hinter der Vorderkante ab ohne ein Wiederanlegen. Dieser Zustand wird als Strömungsabriss bezeichnet. Sie ist durch einen plötzlichen Auftriebsabfall gekennzeichnet. Natürlich wird noch beim Strömungsabriss Auftrieb erzeugt, nur reicht dieser nicht aus um z.B. ein Flugzeug in der Luft zu halten. Die oben genannten Ablöseerscheinungen am Tragflügel, können auch grafisch über den Druckverlauf, siehe auch Kapitel 2.7, wiedergegeben werden. Der Druckbeiwert  $c_p$  ist der dimensionslose Druck. Er stellt das Verhältnis des statischen Drucks zum dynamischen Druck dar. Die Ableitung der Ablöseerscheinung aus dem Druckverlauf zeigt Abbildung 32 (Gottschald, 2013).

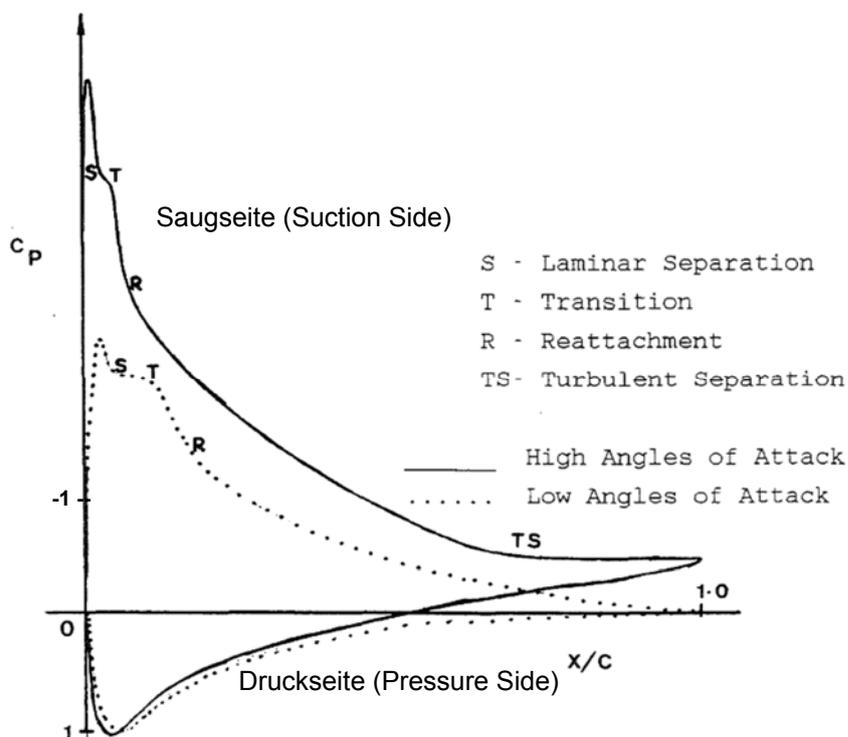


Abbildung 32: Druckverlauf am Tragflügel mit laminarer Ablöseblase bei unterschiedlichen Anstellwinkel (Saliveros, 1988).

### 3.6.2 Bestimmung der Ablösung

Wie aus Kapitel 3.5 Gl.19 bekannt ist, ist die Ablösungsstelle definiert als die Grenze zwischen Vor- und Rückströmung der wandnächsten Schicht. Man kann diese Stelle z.B. mit dem Geschwindigkeitsverlauf oder der Wandschubspannung am Tragflügel darstellen. An der Ablösestelle verringert sich nicht nur die Geschwindigkeit, sondern auch die Schergeschwindigkeit und damit die Wandschubspannung. In der nachfolgenden Abbildung 33 ist die Geschwindigkeit und Schubspannung über der dimensionslosen Sehnenlänge aufgetragen. Als dimensionslose Sehnenlänge ist das Verhältnis der Lauflänge  $x$  um einen Tragflügelprofil zu seiner Sehnenlänge definiert. Die dimensionslose Sehnenlänge gibt zwischen 0 (Vorderkante) und 1 (Hinterkante) den Ort auf der Sehne an. Im Bereich bei ca. 0,88 ist die die Geschwindigkeit und die Schubspannung nahe Null. Dies markiert die Ablösestelle (Gottschald, 2013).

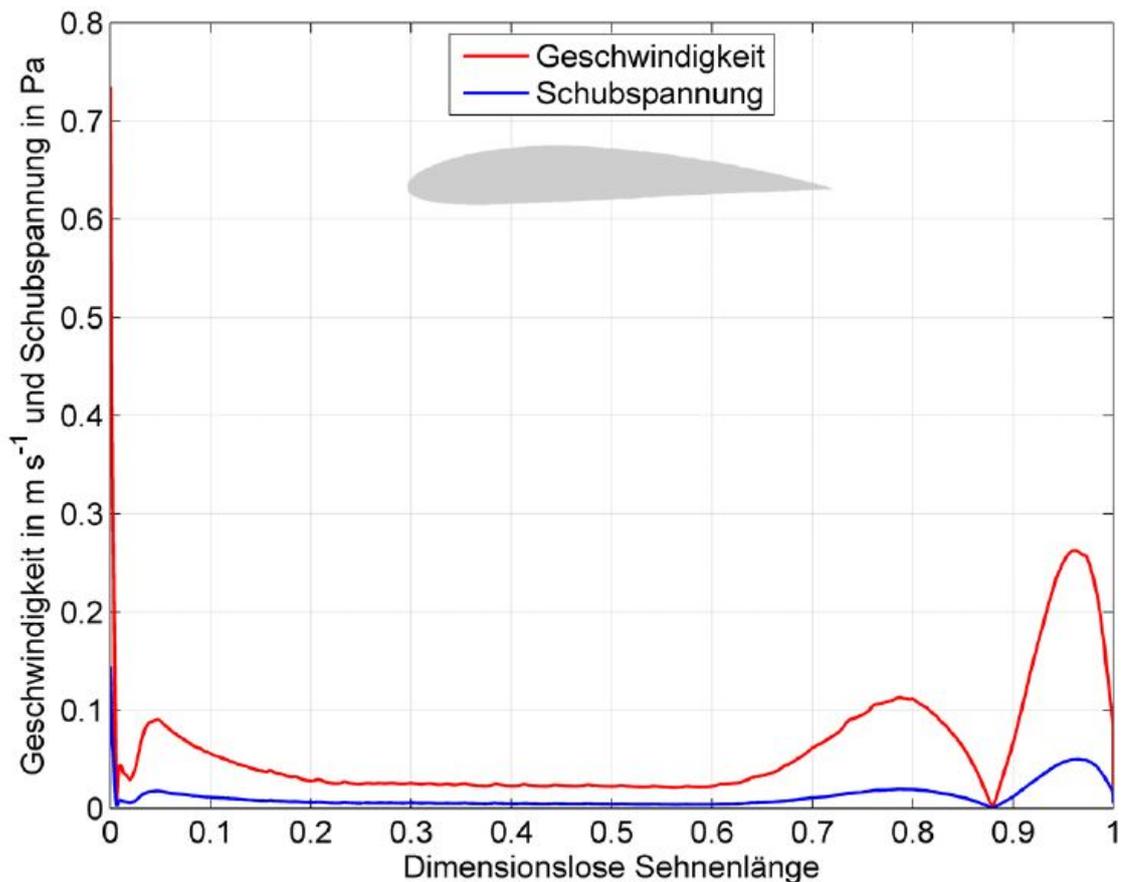


Abbildung 33: Geschwindigkeits- und Schubspannungsverlauf an der Flügeloberseite (Gottschald, 2013).

### 3.7 Charakteristik des Auftriebsbeiwertverlaufs

Betrachtet man den Verlauf des Auftriebskoeffizienten über den Anstellwinkel eines Tragflügels, stellt man fest, dass der Verlauf bei nahezu allen Tragflügelprofilen sich ähnlich entwickelt. Beispielhaft sollen einige Erklärungen am Profil NACA 2412 charakterisiert werden (Abbildung 34). Bei kleinen Anstellwinkeln (Pre-Stall) weist der Auftriebsbeiwert eine lineare Abhängigkeit auf. Nährt man sich dem kritischen Anstellwinkel, ändert sich der Verlauf parabelförmig bis zum maximalen Auftriebsbeiwert. Nach Überschreitung des kritischen Anstellwinkels und einer anschließenden weiteren Erhöhung des Anstellwinkels, sinkt der Auftriebsbeiwert stark ab. Ab diesem Absinken befindet sich man im Post-Stall Bereich (abgelöste Strömung). Die abgelöste Strömung weist ein großes Ablösegebiet auf. In diesem Bereich ist die auftriebserzeugende Strömung zerstört.

Wie die Abbildung zeigt, hat die Reynoldszahl keinen großen Einfluss auf den Auftrieb, solange das Profil nicht stark angestellt wird (lineare Anteil). Bei stärkerer Anstellung erhöht sich der Auftrieb sowie der kritische Anstellwinkel bei Erhöhung der Reynoldszahl aufgrund der sich veränderten Ablösecharakteristik.

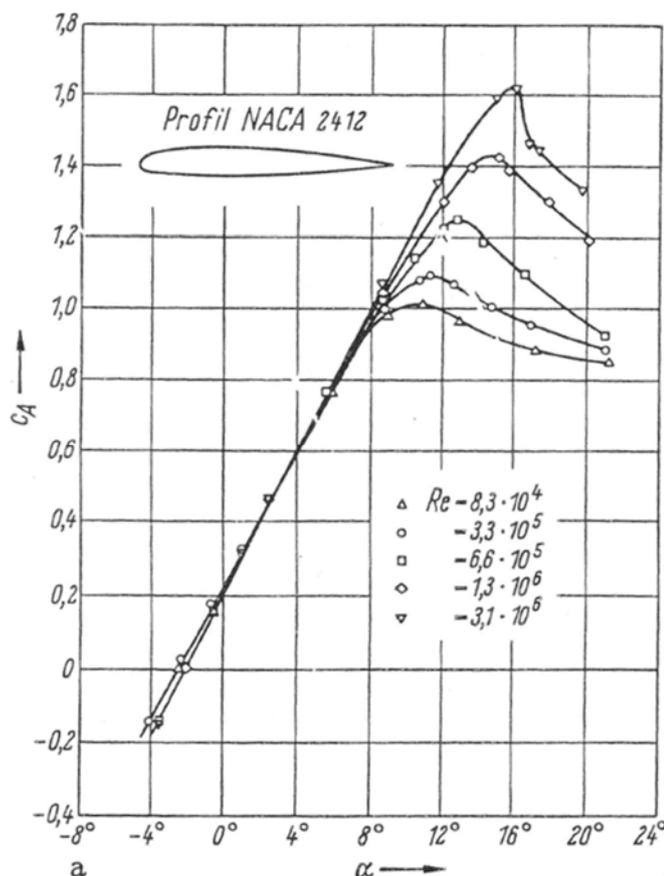


Abbildung 34: Auftriebsbeiwert für das Profil NACA 2412 bei verschiedenen Reynolds Zahlen (Schlichting, 1967).

### 3.8 Grenzschichtverlauf am Tragflügel

Wie für die längsangeströmte Platte, gelten im Prinzip ähnliche Regeln für Grenzschichten an umströmten Körpern. Die Oberflächenkrümmung beeinflusst aber den Druckverlauf in der Außenströmung und auf diesem Wege die Grenzschicht. Ist ein Körper vorne abgerundet, beginnt die Grenzschichtdicke im Vergleich zur längsangeströmten Platte nicht bei null, sondern mit einem bestimmten Wert. Abbildung 35 zeigt einige Richtwerte für geometrisch einfache Fälle.

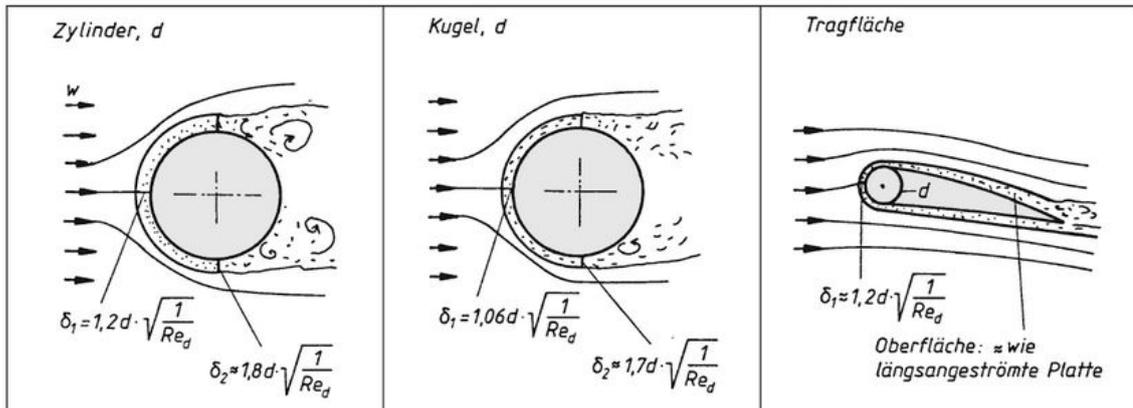


Abbildung 35: Grenzschichtdicke bei verschiedenen umströmten Körpern (laminare Grenzschicht) (Böswirth et al., 2012).

Die an einem Tragflügelprofil verlaufende Grenzschicht zeigt Abbildung 36. Die Grenzschicht auf der Druckseite ist sehr nahe der Vorderkante an turbulent, da hier durchweg Druckanstieg vorhanden ist. Auf der Saugseite jedoch liegt der Umschlagpunkt kurz hinter dem Druckminimum. Ab dieser Stelle wird die Grenzschicht turbulent, erkennbar am starken Anwachsen der Grenzschichtdicke mit der Lauflänge in Richtung der Hinterkante.

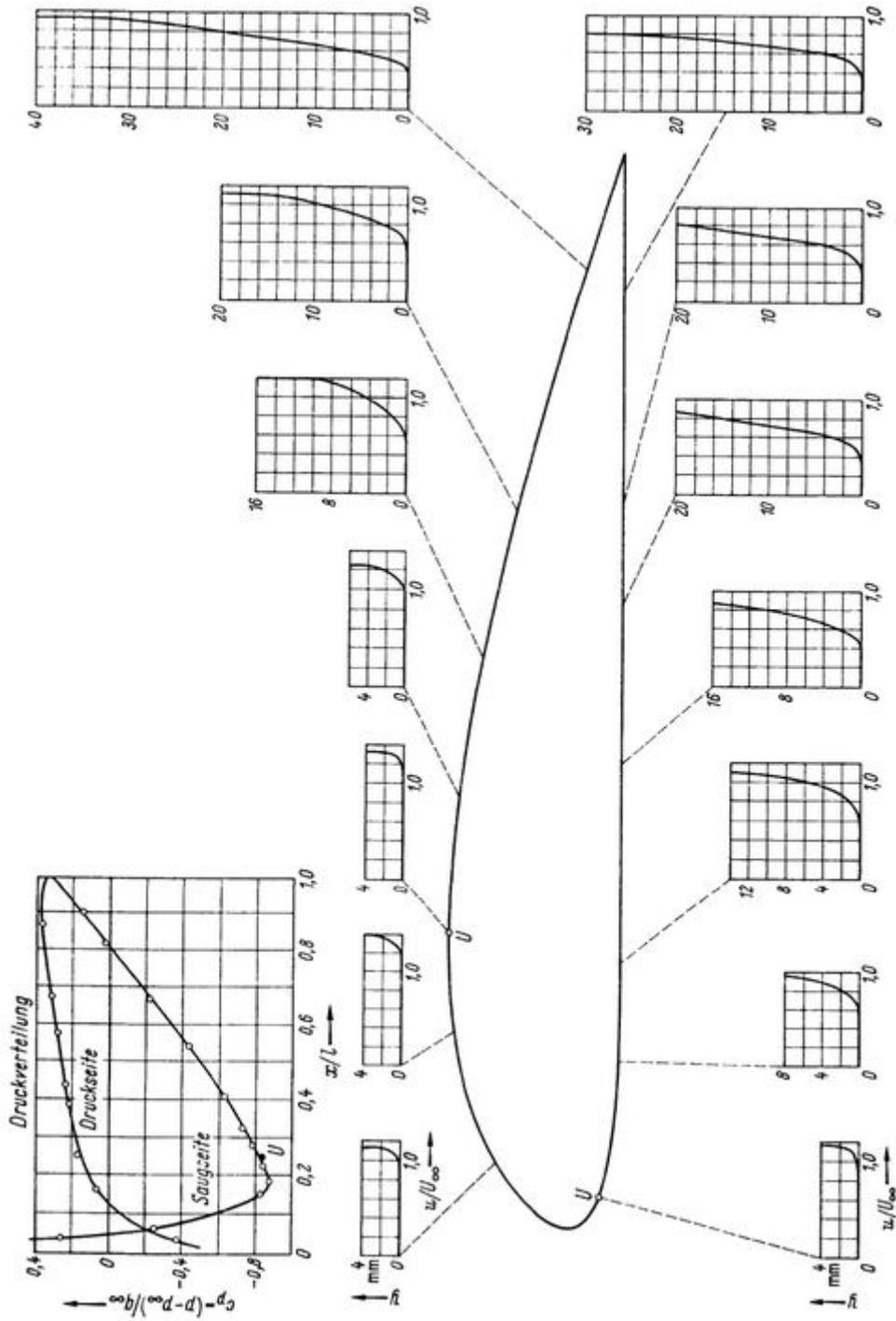


Abbildung 36: Grenzschichtverlauf an einem Tragflügel mit Druckverteilung,  $U$  entspricht Umschlagpunkt (Schlichting et al. 1967).

## 4 Grundlagen numerischer Strömungsberechnung

Die numerische Strömungsmechanik oder auch CFD (Computational Fluid Dynamics), ist ein stetig wachsendes Spezialgebiet, das umfangreiche Kenntnisse und Erfahrungen erfordert, um strömungstechnische Probleme mittels numerischen Methoden zu lösen. Die benutzten Strömungsgleichungen sind die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie, die später in den nächsten Kapiteln gezeigt werden. Für einfache Anwendungen wie die ebene Platte oder die Zylinderumströmung, lassen sich die Druckverteilung, Geschwindigkeitsverteilung und Temperaturverteilung, häufig vereinfacht zu zweidimensionalen Problemen, auch analytisch berechnen. Jedoch wird für reale Strömungsprobleme in der Luft- und Raumfahrt oder Automobilindustrie die Strömung oftmals entweder experimentell oder numerisch bestimmt (Abbildung 37).

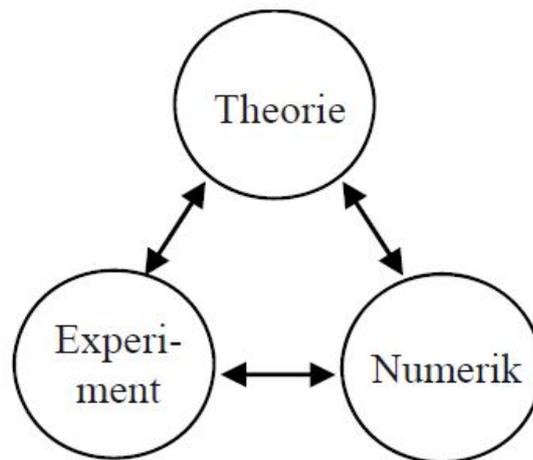


Abbildung 37: Die drei Felder der Strömungsmechanik (Lecheler, 2014).

Mittels Sonden werden bei experimentellen Untersuchungen eines maßstäblichen Modells des zu untersuchenden Körpers in Wind- oder Wasserkanal die Drücke, Temperaturen, Geschwindigkeiten und Kräfte erfasst. Andererseits sind Experimente meistens aufwendig und teuer. So können reale Mach- und Reynoldszahlen oftmals nicht eingestellt werden. Dadurch ist die Vergleichbarkeit mit dem Original eingeschränkt. Aber auch die verwendeten Sonden verfälschen die zu messende Strömung. Um diesen Nachteil zu begleichen, werden numerische Strömungsberechnung verwendet. In den letzten Jahren ist die Leistungsfähigkeit von Computern angestiegen. Somit lassen sich die numerischen Berechnungen und reale Probleme aus der Praxis genau, schnell und kostengünstig berechnen. Bei Entwicklungen neuer Produkte wie z.B. Flugzeu-

gen oder Turbinen müssen mehrerer Varianten durchgerechnet werden, um Auslegung und Optimierung zu erzielen (Lecheler, 2014).

### 4.1 Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik

In vielen Bereichen der Physik spielen die zuvor erwähnten Erhaltungsgleichungen eine zentrale Rolle. Der Name kommt von der Erhaltung bestimmter physikalischer Größen wie Masse, Impuls und Energie. Hieraus ergeben sich die Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik:

- Massenerhaltung
- Impulserhaltung in  $x$ -,  $y$ -,  $z$  -Richtung
- Energieerhaltung

Um die Strömung von Gasen oder Flüssigkeiten zu berechnen, lösen moderne CFD-Programme diese Erhaltungsgleichungen. Erhaltungsgleichungen können in zwei unterschiedliche Formen angegeben werden, in Integral- und in Differentialform, die ineinander überführt werden können. Abbildung 38 zeigt die wichtigsten Unterschiede.

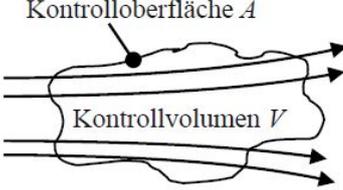
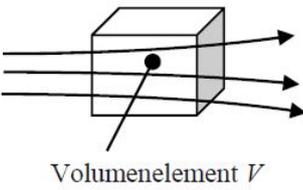
	Integralform	Differentialform
Fluid strömt durch	ein endliches Kontrollvolumen $V$ 	ein infinitesimal kleines Volumenelement $V$ 
Erhaltungsgleichungen	in Integralform	in Differentialform
Diskretisierung	als Finite-Volumen-Verfahren (FV)	als Finite-Differenzen-Verfahren (FD)
Vorteile	Physikalisch anschaulicher: Zeitliche Änderung der Strömungsgröße im Inneren des Kontrollvolumens $V$ entspricht der Änderung der Flüsse durch die Kontrolloberfläche $A$ . Ist bei unstetigen Verläufen wie bei Verdichtungsstößen genauer.	Mathematisch anschaulicher, da keine Integrale auftauchen.
Nachteile	Mathematisch komplexer, da Integrale auftauchen.	Physikalisch unanschaulicher, da Volumen gegen Null geht.

Abbildung 38: Vergleich der Integral- und Differentialform der Erhaltungsgleichungen (Lecheler, 2014).

Bei heutigen CFD-Programmen wird die Integralform bzw. die Finite-Volumen-Diskretisierung verwendet. Vorteilhaft ist die bessere Erfassung von Verdichtungsstößen, da diese Form Unstetigkeiten innerhalb des Kontrollvolumens  $V$  zulässt. Die Differentialform bzw. die Finite-Differenzen-Diskretisierung im Gegensatz setzt Stetigkeit voraus, was bei Verdichtungsstößen aber nicht der Fall ist. Die Differentialform ist mathematisch anschaulicher, da keine Integrale in dieser Form vorkommen. Deshalb werden die Erhaltungsgleichungen im nächsten Kapitel der Einfachheit halber in Differentialform aufgestellt (Lecheler, 2014). Da die Herleitung der Erhaltungsgleichungen den Rahmen dieser Thesis sprengen würden, sei daher auf die Literatur von Lecheler, 2014 verwiesen.

## 4.2 Navier-Stokes-Gleichungen

Die Zusammenfassung der Erhaltungsgleichungen von Masse, Impuls und Energie werden als Navier-Stokes-Gleichungen bezeichnet. Die Navier-Stokes-Gleichungen beschreiben die Bewegung eines zähen Fluides.

### 4.2.1 Vollständige Navier-Stokes-Gleichungen

Wird die Strömung auch mit den kleinsten Wirbeln und Turbulenzen beschrieben, so nennt man sie vollständig. Diese Vollständigkeit wirkt sich nachteilig auf die Rechenzeit zur Lösung aus. Deswegen werden bei für technische Anwendungen die so genannten Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen verwendet (siehe Kapitel 4.2.2).

Die Navier-Stokes-Gleichungen lassen sich auf unterschiedliche Art und Weise darstellen:

- in Skalarform
- in Vektorform
- in Divergenzform

Der Einfachheit halber wird in diesem Kapitel nur die Divergenzform dargestellt. Mit dem Geschwindigkeitsvektor  $\vec{u} = (u, v, w)$  wobei  $u, v, w$  die Strömungsgeschwindigkeiten in  $x, y, z$ - Richtung sind, dem Gravitationsvektor  $\vec{g} = (g_x, g_y, g_z)$  mit  $g_x, g_y, g_z$  als Schwerkraft in  $x, y, z$ - Richtung, der Divergenz  $\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)$ ,

der Einheitsmatrix  $I = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$  bei der alle Elemente auf der Hauptdiagonale

gleich 1 sind und der Spannungsmatrix  $\tau = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{bmatrix}$  wobei  $\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{zz}$

die Normalenspannungen und  $\tau_{xx}, \tau_{yx}, \tau_{zx}$  die Nebenspannungen sind.

Hierdurch wird die Massenerhaltungsgleichung zu

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \bar{\nabla}(\rho \cdot \vec{u}) = 0 \quad (20)$$

und die drei Impulserhaltungsgleichungen lauten mit dem Vektorprodukt  $\times$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot \vec{u}) + \bar{\nabla}(\rho \cdot \vec{u} \times \vec{u} + p \cdot I - \tau) = \rho \cdot \vec{g} \quad (21)$$

und die Energieerhaltungsgleichung ergibt sich zu

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \cdot \left( e + \frac{1}{2} \cdot \vec{u}^2 \right) \right] + \bar{\nabla} \cdot \left[ \rho \cdot \vec{u} \cdot \left( h + \frac{1}{2} \cdot \vec{u}^2 \right) - \tau \cdot \vec{u} - \lambda_{konv} \cdot \bar{\nabla} T \right] = \rho \cdot \vec{g} \cdot \vec{u} \quad (22)$$

mit  $e$  =spezifische inneren Energie,  $h$ = spezifische Enthalpie,  $\lambda_{konv}$ = Wärmeleitfähigkeit,  $T$ = Temperatur (Lecheler, 2014).

#### 4.2.2 Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen

Die in Kapitel 4.2.1 angegebenen vollständigen Navier-Stokes-Gleichungen können numerisch gelöst werden. Jedoch ist der Rechenaufwand für turbulente Strömungen sehr hoch, da noch die kleinsten Turbulenzen aufgelöst werden müssen. Das Rechenetz ist dabei sehr fein und weist sehr viele Punkte auf. Hierdurch werden die Rechenzeiten für technische Anwendungen unverhältnismäßig groß. Um vertretbare Rechenzeiten zu schaffen, die die Physik noch genau genug wiedergeben, laufen die heutige CFD-Programme auf den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen, die auch als RANS- Gleichungen (Reynolds-Averaged-Navier-Stokes equations) bezeichnet werden. Dabei werden die einzelnen Strömungsgrößen in einen Mittelwert und einen Schwankungswert aufgeteilt. Die kleinen turbulenten Schwankungen werden nicht mehr vom Rechenetz aufgelöst, sondern durch Turbulenzmodelle modelliert (Lecheler, 2014).

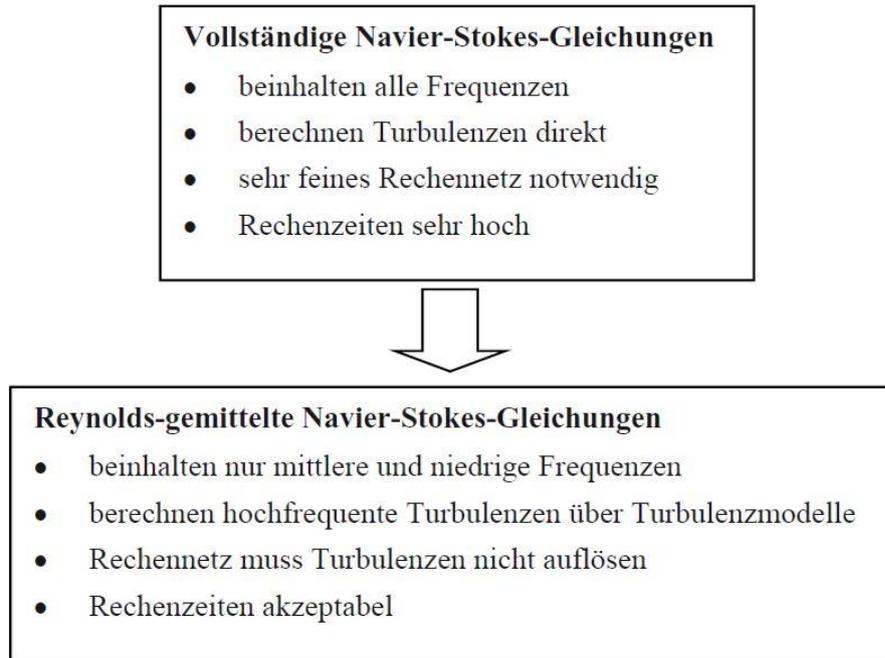


Abbildung 39: Vergleich von vollständige und Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen (Lecheler, 2014).

### 4.2.3 Turbulenzmodelle

Die Genauigkeit der gesamten Lösung bei den Reynolds-Mittelung der Navier-Stokes-Gleichungen hängt entscheidend vom Turbulenzmodell ab. Die Schwierigkeit bei vielen Turbulenzmodellen liegt darin, dass sie den Strömungsumschlag von laminar zu turbulent sowie die Ablösung noch nicht genau genug berechnen. Heutzutage gibt es eine große Anzahl an verschiedenen Turbulenzmodelle. Je komplexer ein Turbulenzmodell ist, desto genauer ist die numerische Lösung. Jedoch erhöht sich die Rechenzeit, gerade dann, wenn man ein sehr feines Rechennetz benötigt.

Eines der wichtigsten und oft genutzten Turbulenzmodelle ist das Shear Stress Transport (SST) Modell. Es zeichnet sich durch die Kombination von zwei Modellen aus. Während das  $k - \omega$  - Modells in Wandnähe gute Ergebnisse liefert, weist das  $k - \varepsilon$  -Modell gute Eigenschaften im restlichen Strömungsfeld. Dabei ist  $k$  die turbulente kinetische Energie,  $\varepsilon$  die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie und  $\omega$  die spezifische Dissipationsrate. So liefert das SST-Modell bei akzeptabler Rechenzeit, genauere Ergebnisse im gesamten Strömungsfeld so wie für abgelöste Strömungen. In der heutigen Industrie ist das SST-Modell bedeutsam und gilt als das neue Standard-Turbulenzmodell (Lecheler, 2014).

#### 4.2.4 Randbedingungen

Die im vorherigen Kapitel erwähnten Navier-Stokes-Gleichungen gelten für nahezu alle Strömungen. Ob Unterschallströmung um ein Auto als auch Überschallströmung um ein Flugzeug oder auch die Innenströmung in einem Rohr lassen sich damit berechnen. Der große Unterschied bei diesen Strömungen sind neben der Geometrie auch andere Randbedingungen. Erst durch die richtige Wahl der Randbedingungen stellt sich auch eine Strömung ein. Dabei sind folgende Randbedingungen typisch. Zum einen ist der Zuströmrand entscheidend (engl. Inlet). Er gibt an was in das Rechengebiet hinein strömt, z.B. die Anströmgeschwindigkeit. Analog dazu gibt es den Abströmrand (engl. Outlet). Hier wird angegeben wie bzw. was aus dem Rechengebiet herausströmt. Eine weitere wichtige Randbedingung ist der Festkörperperrand (engl. Wall). Er wird angegeben wie die Strömung an einer festen Wand ist, z.B. reibungsfrei oder reibungsbehaftet (Lecheler, 2014).

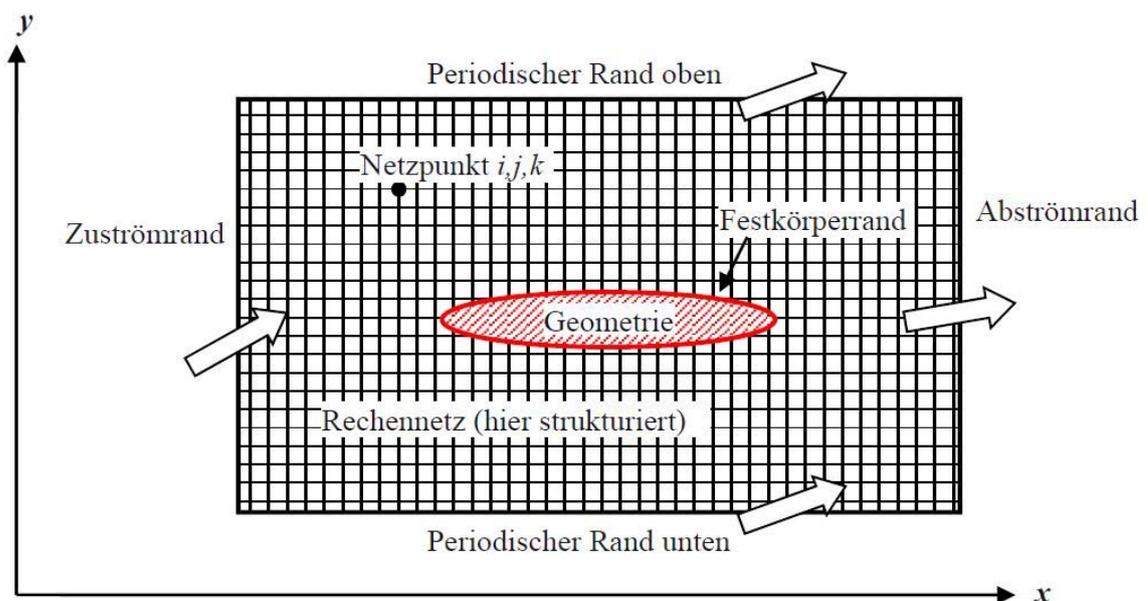


Abbildung 40: Randbedingungen in einem Rechennetz (Lecheler, 2014).

#### 4.3 Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen

Zur numerischen Lösung der in Kapitel 4.2 gezeigten Navier-Stokes-Gleichungen müssen diese durch Diskretisierung in ein System algebraischer Gleichungen überführt werden. Abgesehen von Sonderfällen wie die ebene Platte, lassen sich die Erhaltungsgleichungen analytisch lösen. Für alle anderen technisch relevante Probleme müssen die Gleichungssysteme numerisch gelöst werden. Daraus folgt, dass die partiellen Ableitungen (Differentialre) in endliche Differenzen umgewandelt werden müssen. Dies nennt man Diskretisierung. Die

diskretisierten Differentialgleichungen nennt man dann Differenzengleichungen. Als Beispiel kann das Differential der Geschwindigkeit  $\frac{\partial u}{\partial x}$  in  $x$ -Richtung am Punkt  $P(i, j)$  ersetzt werden durch die Differenz der Werte an den benachbarten Punkten  $P(i + 1, j)$  und  $(i, j)$

$$\frac{\partial u}{\partial x} \approx \frac{\Delta u}{\Delta x} = \frac{u_{i+1,j} - u_{i,j}}{x_{i+1,j} - x_{i,j}} = \frac{u_{i+1,j} - u_{i,j}}{\Delta x}$$

In einem Rechennetz, bei dem die numerische Lösung der Zahlenwerte für die Strömungsgrößen in den Netzpunkten liegen, können so die Differenzengleichungen gelöst werden. Ein kleiner Ausschnitt eines solche Rechennetzes mit 9 Netzpunkten zeigt die Abbildung 41. In der Abbildung liegen die Stützstellen auf den Ecken des Volumenelements. Nur an diesen Stützstellen wird die Lösung berechnet (Lecheler, 2014).

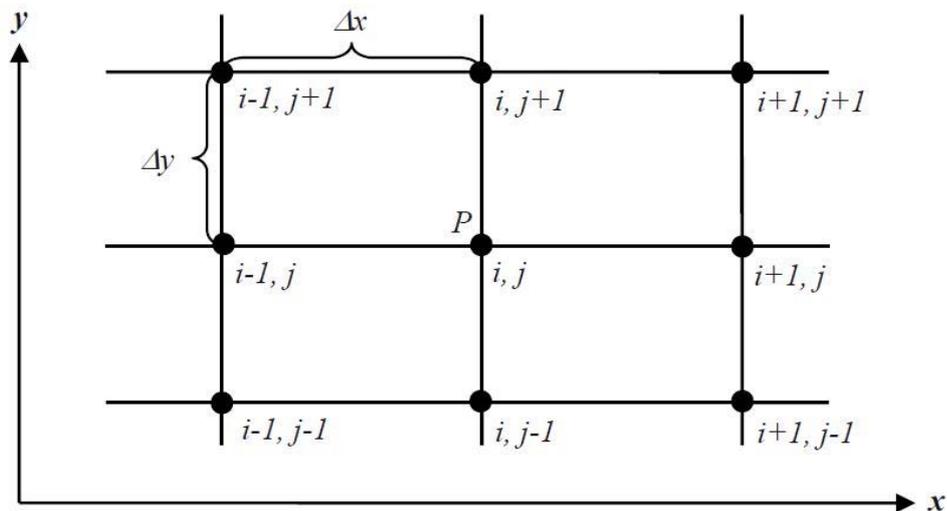


Abbildung 41: Schema eines Rechennetzes um den Punkt P (Lecheler, 2014).

Die bedeutendsten Methoden der Diskretisierung sind die Finite-Differenzen-, die Finite-Volumen- und die Finite-Elemente-Methode. Jede Methode hat ihre Vor- und Nachteile. Die Finite-Differenzen-Methode (FDM) hat den Vorteil der Anschaulichkeit. Er wird verwendet um das Prinzip der Diskretisierung zu zeigen. Die Finite-Volumen-Methode (FVM) wird in den meisten moderne CFD-Programme eingesetzt, da sie sehr genau bei Unstetigkeiten wie Stößen ist. Aufgrund der guten mathematischen Darstellung wird die Finite-Elemente-Methode (FEM) von Mathematikern bevorzugt.

Abbildung 42 zeigt die drei Methoden im Vergleich zueinander. Die Finite-Differenzen-Methoden (FDM) weist die höchste Genauigkeit, während die Finite-Element-Methoden (FEM) die höchste Flexibilität hat. Bei CFD- Programmen

hat sich die Finite-Volumen-Methoden (FVM) durchgesetzt, da sie eine gute Genauigkeit und Flexibilität aufweisen (Lecheler, 2014).

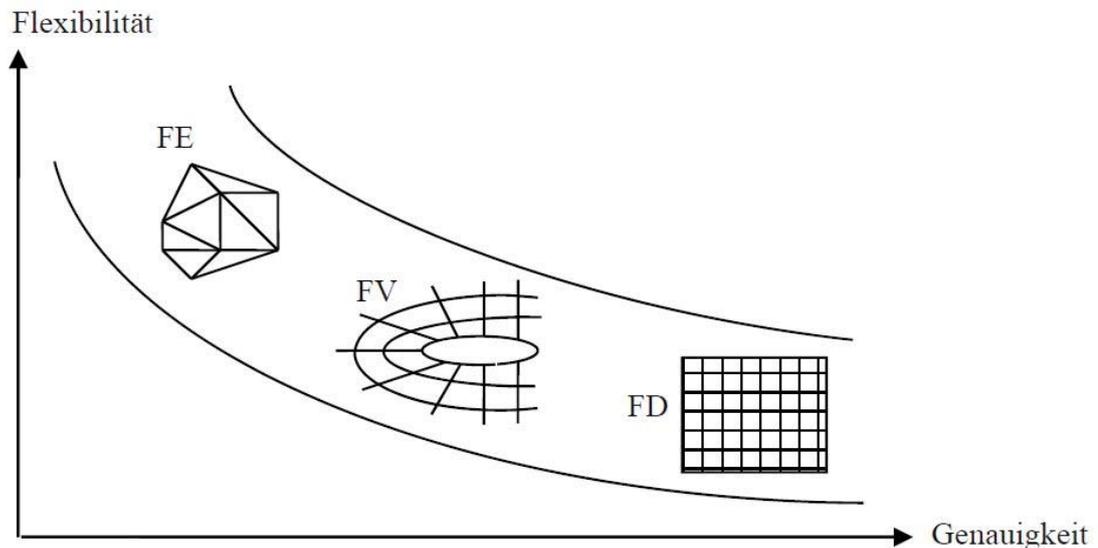


Abbildung 42: Vergleich der Diskretisierungsmethoden (Lecheler, 2014).

#### 4.4 Rechennetze

Rechennetze, in denen die Strömung berechnet werden soll, besitzen definierte Stützstellen, an denen die diskretisierten Erhaltungsgleichungen gelöst werden. Das Rechennetz beeinflusst neben dem Turbulenzmodell und der Diskretisierungsmethode, das Konvergenzverhalten der Rechnung und die Genauigkeit der Lösung. Es gilt dabei, so fein wie nötig, so grob wie möglich. Die Schwierigkeit besteht darin, dass einerseits wichtige Strömungsdetails genau erfasst werden und andererseits die Rechenzeiten akzeptabel sein müssen. Die Rechennetzerzeugung erfordert vom Anwender einige Kenntnisse, um die globalen und lokalen Verdichtungsparameter so einzustellen, dass die Anforderungen an die Genauigkeit und die Rechenzeit erfüllt werden.

Nachdem dem Einlesen der Geometriedaten, müssen die Ränder des Rechengebiets definiert werden. Zur Reduzierung der Rechenzeit sollten wenn möglich Symmetrieebenen ausgenutzt werden, wobei dann Netzpunkte gespart werden. Weiter müssen der Festkörperperrand der Geometrie, der für die Strömung undurchlässig ist, sowie Zu- und Abströmränder definiert werden. Nach diesen Vorbereitungen kann das Rechennetz erzeugt werden. Hierbei gibt es unterschiedliche Netzformen. Man unterscheidet in strukturierte und unstrukturierte Netzformen. Einer der wichtigsten Netzformen ist das Blockstrukturierte Rechennetz. Dabei setzen sich mehrere strukturierte Netzblöcke zu einem blockstrukturierten Rechennetz zusammen. Ein solches blockstrukturiertes Rechen-

netz ist in Abbildung 43 dargestellt. Das Netz wurde mit Hilfe der Netzsoftware ICEM erstellt. Die Abbildung zeigt ein Rechennetz um ein Tragflügelprofil, bestehend aus neun Blöcken (Lecheler, 2014).

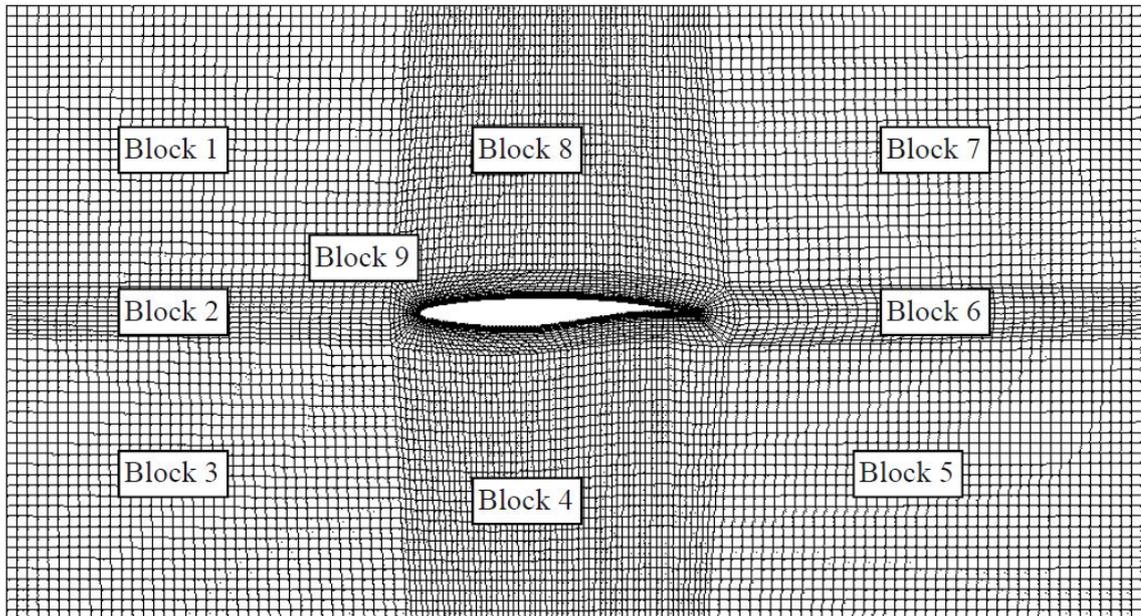


Abbildung 43: Blockstrukturiertes Rechennetz um ein Tragflügelprofil (Lecheler, 2014).

#### 4.5 Netzverdichtung

Aus Kapitel 3 ist bekannt, dass am Festkörperperrand bei einer reibungsbehafteten Strömung die Haftbedingung gilt. Es stellt sich entsprechend ein Grenzschichtprofil für die Geschwindigkeit  $v$  ein, wie in Abbildung 44 links dargestellt. Dieses Grenzschichtprofil muss aufgelöst werden um eventuelle Ablösungen richtig berechnen zu können. Hierzu benutzt man die Netzverdichtung, d.h. das Rechennetz wird bei reibungsbehafteter Strömung zum Festkörperperrand hin verdichtet (Abbildung 44 rechts). Für eine gute Genauigkeit der Grenzschicht sollte die Verdichtung mit mindestens zehn Netzpunkten normal zum Rand, hier in  $y$ -Richtung aufgelöst werden (Lecheler, 2014).

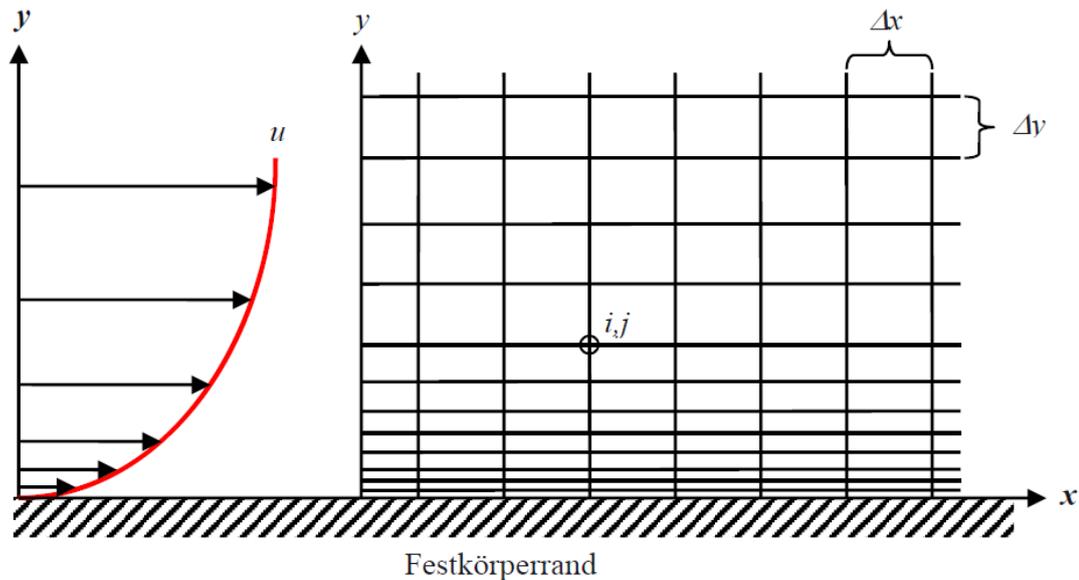


Abbildung 44: Netzverdichtung am Festkörperperrand (Lecheler, 2014).

## 4.6 Lösungsverfahren

Die diskretisierten Differentialgleichungen müssen mittels Lösungsverfahren gelöst werden. Es gibt eine Vielzahl an Lösungsverfahren, die im Laufe der Zeit und mit zunehmender Computerleistung immer genauer und schneller wurden. Hierzu zählen drei Klassen: die zentralen Verfahren, Upwind-Verfahren und die High-Resolution-Verfahren (Abbildung 45). Jedes dieser Verfahren hat seine Eigenschaften, die für bestimmte Anwendungsfälle gute Ergebnisse liefern. Die zentralen Verfahren liefern gute Genauigkeit bei Unterschallströmungen, aber haben Probleme bei Über- und Hyperschallströmungen mit starken Stößen. Sie konvergieren schlecht und berechnen die Verdichtungsstöße zu ungenau. Dafür sind die Upwind-Verfahren bei Verdichtungsstößen genauer, aber ungenauer im restlichen Strömungsfeld. Das dritte Verfahren ist das High-Resolution-Verfahren. Die Vorteile der anderen beiden Verfahren werden hier miteinander verbunden. So werden gute Ergebnisse im gesamten Strömungsgebiet und bei stoßbehafteten Strömungen erreicht (Lecheler, 2014).

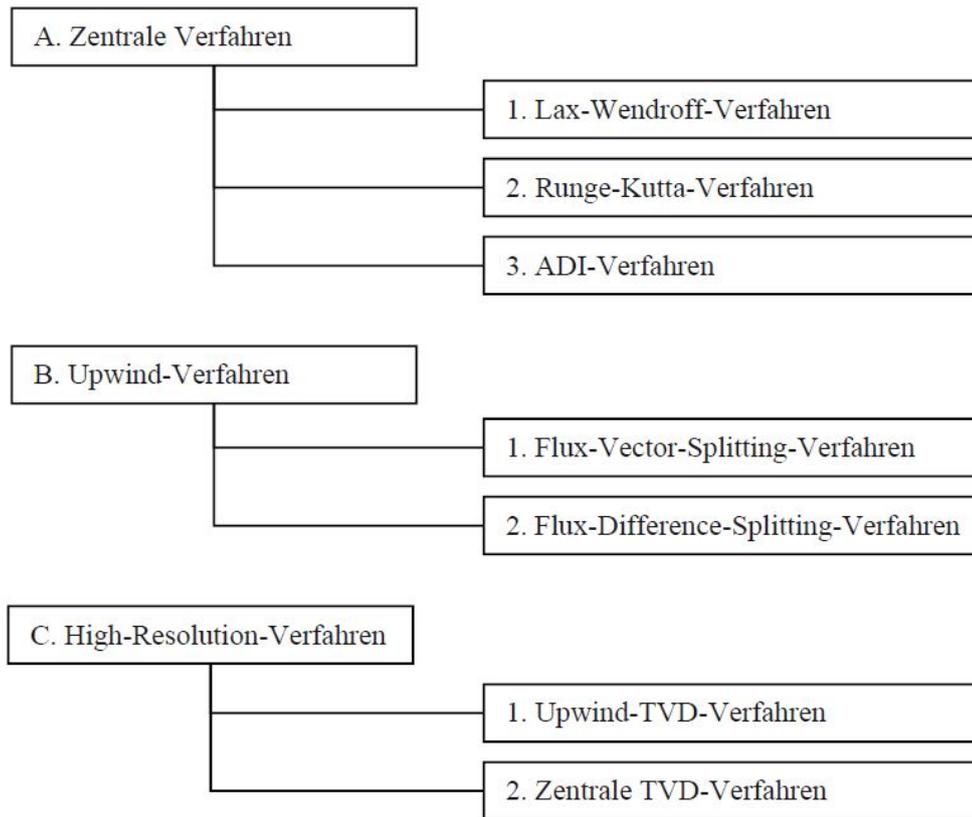


Abbildung 45: Übersicht über die drei Klassen der Lösungsverfahren (Lecheler, 2014).

In Abbildung 46 sind die wichtigsten Eigenschaften der drei Klassen von Lösungsverfahren dargestellt.

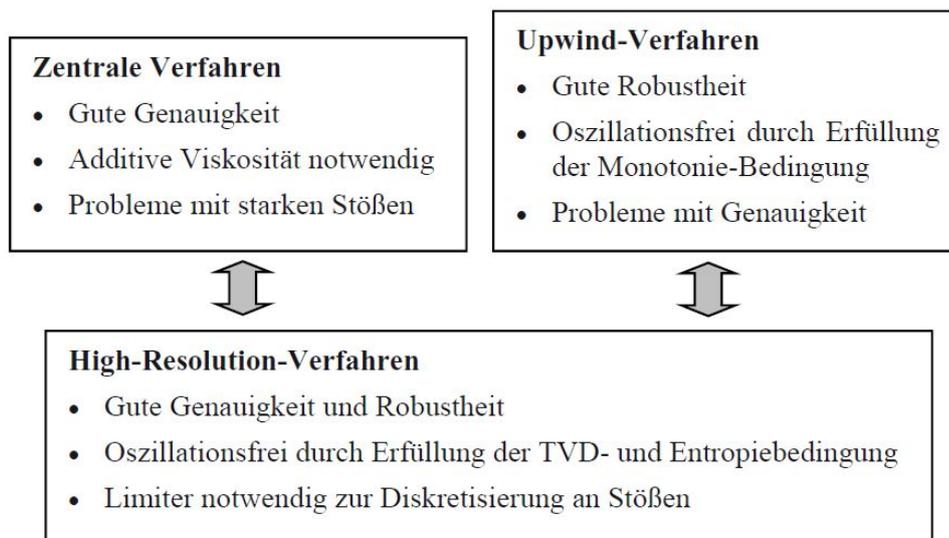


Abbildung 46: Übersicht über die wichtigsten Eigenschaften der drei Klassen von Lösungsverfahren (Lecheler, 2014).

## 4.7 Ablauf einer numerischen Simulation

Dieses Kapitel zeigt den allgemeinen Ablauf einer numerischen Strömungsberechnung. Der typische Ablauf einer numerischen Strömungsberechnung am Beispiel von ANSYS CFX ist in Abbildung 47 dargestellt.

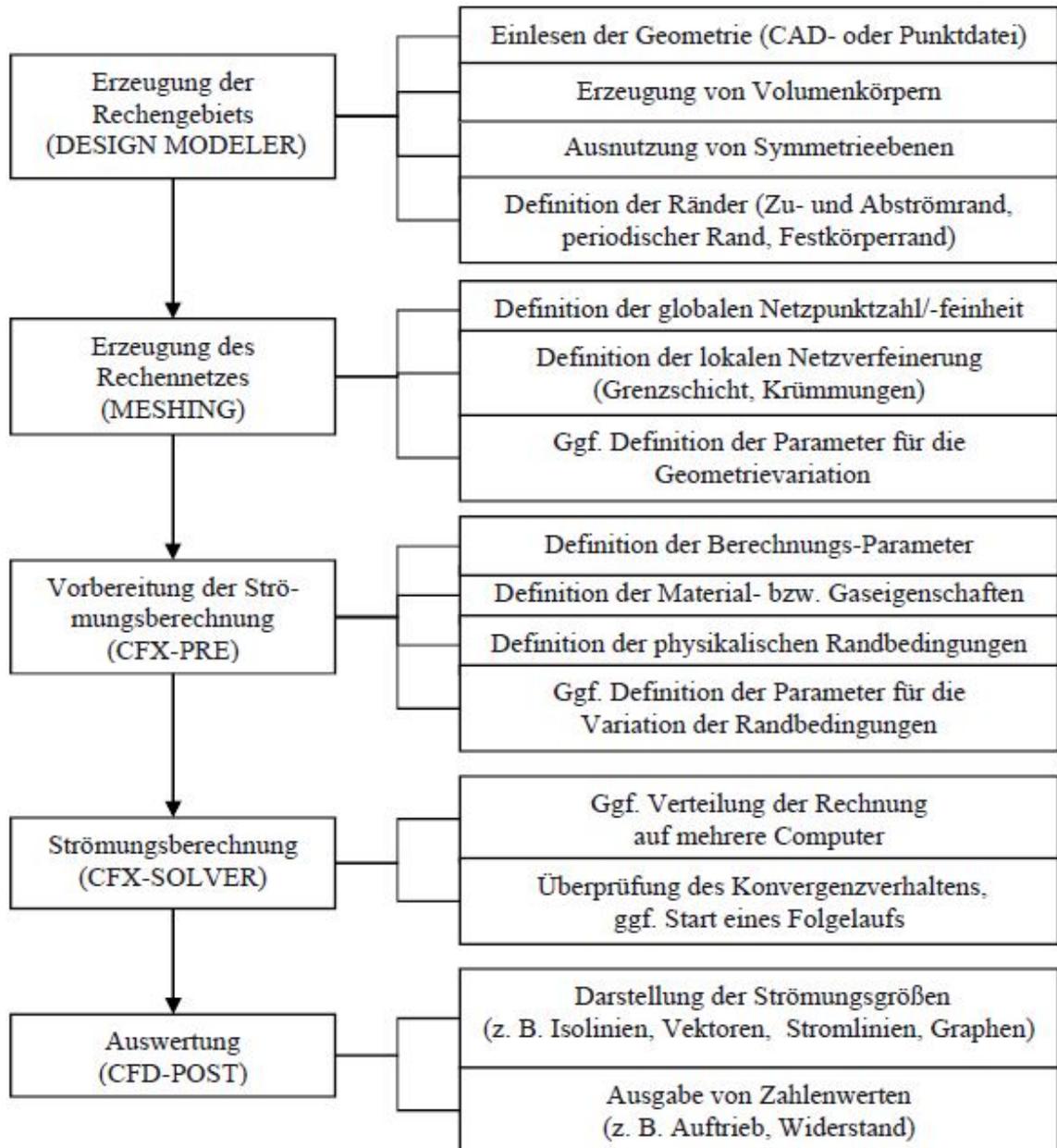


Abbildung 47: Übersicht über den typischen Ablauf einer numerischen Strömungsberechnung (Lecheler, 2014).

Zuerst wird damit begonnen die Geometrie einzulesen. Eine Möglichkeit ist das Einlesen eines 3-D CAD-Formates (z.B. IGES, STEP). Eine weitere Möglichkeit ist das Einlesen von Koordinaten aus einer Text- oder Excel-Datei. Diese Koordinaten kommen z.B. aus Auslegungsprogrammen oder aus Lasermessungen. Nachteilig bei der Geometrieerstellung dieser Art ist, dass zuerst die einzelnen

Punkte mit einem Linienzug miteinander verbunden und eine Oberfläche erstellt werden muss. Das hat zur Folge, dass sehr viele Kanten vorhanden sind, die bei der Netzgenerierung zu Problemen führen können. Will man etwas simulieren lassen was eine einfache Geometrie aufweist wie z.B. ein Wasserrohr oder eine ebene Platte, so können diese Geometrien direkt in einem Geometrie-Programm wie z. B. dem DESIGN MODELER (ANSYS) erstellt werden.

Der nächste notwendige Schritt liegt in der Erzeugung des Rechengebietes, indessen Innerem die Strömung berechnet werden soll. Hier werden die Ränder festgelegt wie z.B. Zu- und Abströmrand oder Festkörpertrand (siehe Abbildung 40). In einem späteren Schritt werden diesen Rändern die Randbedingungen definiert. Das Rechengebiet sollte nur so groß wie nötig sein, um Netzpunkte und Rechenzeit zu sparen. Wichtig dabei ist, dass die Ränder so weit von der Geometrie entfernt sein sollten, dass dort eine konstante Strömung herrscht, damit die Randbedingungen die Strömung an der Geometrie nicht verfälschen. Weiter sollten Symmetrieebenen ausgenutzt werden.

Nach dem Erzeugen des Rechengebietes folgt die Erzeugung des Rechennetzes. Dabei gibt es mehrere moderne Programme zur Rechennetzerzeugung wie MESHING, ICEM-CFD, TURBOGRID, oder TGRID. Mit vertretbarem Aufwand lassen sich auch für komplexe Geometrien qualitativ hochwertige Netze erstellen. Dennoch hängt die Genauigkeit der numerischen Lösung und das Konvergenzverhalten von der Qualität ab. Um ein gutes Rechennetz zu generieren, erfordert es in der Regel dafür die meiste Zeit. Die Netzerzeugung läuft normalerweise in mehreren Stufen ab. Zuerst überprüft das Programm die CAD- Topologie. Es prüft ob das Rechengebiet keine Fehler wie Löcher oder übereinanderliegende Flächen hat. Liegt dennoch ein Fehler vor, kann in der Regel kein Netz erzeugt werden. Weist das Rechengebiet keine Fehler auf, kann ein Standardnetz automatisch erzeugt werden. Meistens sind diese Standard-Netze jedoch zu grob, weshalb es notwendig ist sie manuell global und lokal zu verfeinern. Bei der globalen Verfeinerung werden die Parameter des Netzes manuell verändert. Die richtigen Parameter erhält man in der Regel durch Ausprobieren oder anhand von Erfahrungswerten aus vorangegangenen Rechnungen. Zuletzt kommt die lokale Netzverfeinerung. Hier wird das Oberflächennetz in der Grenzschicht und an starken Krümmungen lokal verdichtet bzw. verfeinert. Ein sehr wichtiger Punkt bei der Netzerzeugung ist die Durchführung einer Netzunabhängigkeitsstudie. Es werden mehrere Simulationen auf unterschiedlich feinen Rechennetzen durchgeführt und die Lösungen miteinander verglichen. Ändert sich die Lösung nicht mehr, so hat man ein ausreichend feines Rechennetz. Abbildung 48 zeigt schematisch eine Darstellung einer Netzstudie.

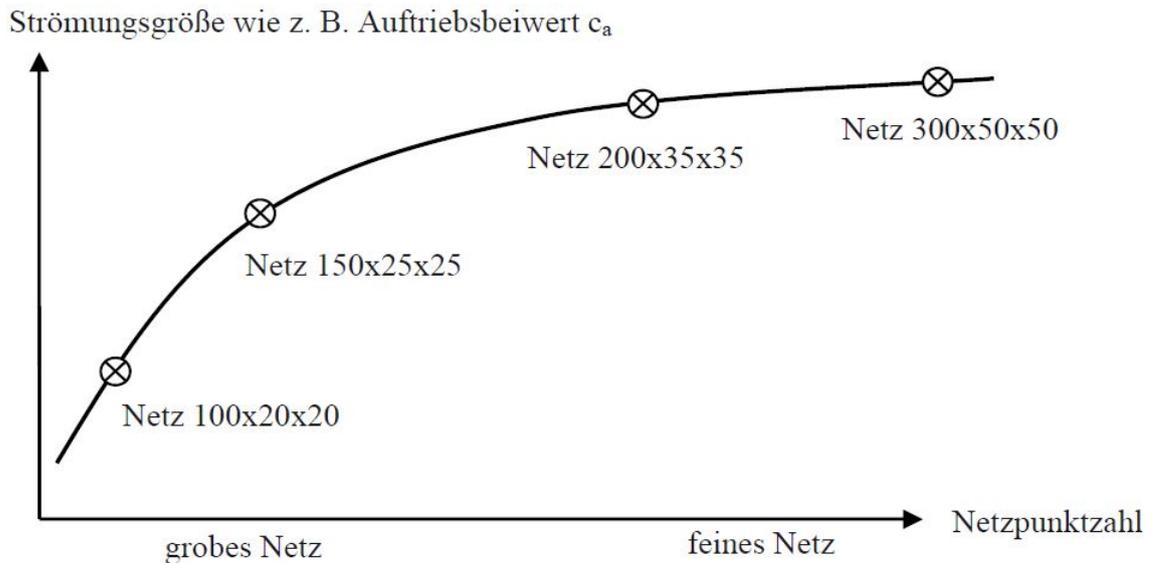


Abbildung 48: Schema einer Netzstudie (Lecheler, 2014).

Das feinste Netz mit 300x50x50 Punkten liefert einen Auftriebsbeiwert, der sich nicht mehr merklich ändert. Die größeren Netze mit 100x20x20 und 150x25x25 Punkten zeigen noch zu große Unterschiede in der Lösung. Ein ausreichendes Netz ist das mit 200x35x35 Punkten. Die Abweichung zum feinsten Netz sind noch akzeptabel und die Rechenzeit ist kürzer. Es stellt somit einen guten Kompromiss zwischen Genauigkeit und Aufwand für industrielle Anwendungen dar.

Ist das Netz erstellt, muss nun die Strömungsberechnung vorbereitet werden. Im so genannten Pre- Processing erfolgt die Eingabe aller zur Lösung notwendigen Berechnungsparameter wie z. B.: die Strömungsart (stationär oder instationär), die Materialeigenschaften (Fluid oder Festkörper, Stoffwerte), das Turbulenzmodell, der Zeitschritt und die Randbedingungen. Auch werden hier die Konvergenzkriterien definiert. Dazu zählt, dass die Rechnung entweder bei einer bestimmten Iterationszahl oder einer eingestellten Abbruchgenauigkeit stoppt. Des Weiteren können mittels sogenannter Monitor Points an bestimmten Netzpunkten auch zusätzliche Größen, wie z. B. der statische Druck definiert werden. Alle definierten Größen können während der Strömungsberechnung bei jedem Rechenschritt angezeigt werden. Die Definition der Randbedingungen für die Randflächen, die bei der Erzeugung des Rechengebietes festgelegt wurden, erfordert vom Benutzer einige Vorüberlegungen. Die Eingabeparameter müssen physikalisch sinnvoll sein.

Die vom Pre-Processing erzeugte Datei mit dem Rechnetze müssen zur Strömungsberechnung (Simulation) eingelesen werden. Wird dem Programm keine Startlösung vorgegeben, so erstellt sich das CFD-Programm diese selbst aus

den vorher definierten Randbedingungen. Um Rechenzeit zu sparen, können bei weiteren Rechnungen die „ähnlichste“ vorhandene Lösung als Startlösung verwendet werden. Weiter können bei umfangreichen Rechenaufgaben, die Rechenzeiten durch mehrere Prozessoren verkürzt werden. Die Verteilung auf die Prozessoren erfolgt bei den meisten Programmen automatisch.

Wurde eine Simulation erfolgreich beendet, so können die Ergebnisse im so genannten Post-Processing (Auswertung) ausgewertet werden. Das Post-Processing bietet dabei zahlreiche Auswertemöglichkeiten. So können die Strömungsgrößen z. B. Druck oder Geschwindigkeit auf Flächen (Isoflächen bzw. Konturen) visualisiert werden. Eine weiter wichtige Funktion ist die Darstellung von Strömungsgrößen entlang von Linien in Diagrammen. Damit lässt sich z.B. der Druckverlauf auf der Flügeloberfläche zeigen. Die gewonnenen Daten aus den Diagrammen können als Export für andere Programme genutzt werden. Des Weiteren kann die Strömung in Form von Partikeln, die mit der Strömung mitschwimmen, von Stromlinien und von Strömungsvektoren dargestellt werden. Nutze man die Vorteile einer Symmetrie aus, so kann der Rest des Modells zur besseren Veranschaulichung der Ergebnisse wieder eingeblendet werden. Letztendlich benötigt man Erfahrung um die Ergebnisse richtig zu interpretieren.

Der letzte Schritt bei einem Ablauf einer numerischen Simulation ist die Validierung. Darunter versteht man die Überprüfung der Genauigkeit der numerischen Rechenergebnisse mit Messungen, anderen Rechnungen oder der Theorie. Die Validierung ist sehr wichtig, wenn die Strömung für neue Anwendungen zum ersten Mal mit einem CFD-Programm berechnet werden soll. Abbildung 49 zeigt den im Windkanal gemessenen und mit CFX berechneten Auftriebsbeiwert. Bis zu einem Anstellwinkel von  $\alpha \leq 12^\circ$  stimmt der simulierte Auftriebsbeiwert  $c_A$  gut mit der Messung überein. So könnte in diesem Bereich das CFD-Programm zur Auslegung und Optimierung eingesetzt werden. Jenseits des Bereiches, also  $\alpha > 12^\circ$ , liefert die Simulation einen zu großen Auftriebsbeiwert als die Messung. In diesem Bereich sollte das Rechenprogramm nicht mehr oder nur mit Vorsicht für die Auslegung verwendet werden. Im Allgemeinen ist die genaue stationäre Berechnung größerer Ablösegebiete schwierig. Zum einen wird die Strömung durch die größeren Wirbel instationär und kann nur mit einer instationären Rechnung richtig berechnet werden. Zum anderen sind die standardmäßig eingesetzten Turbulenzmodelle für größere Ablösegebiete noch zu ungenau (Lecheler, 2014). Dennoch müssen auch experimentell gewonnene Messungen mit Vorsicht betrachtet werden. Da die zu untersuchte Geometrie oft in Windkanal geprüft wird, beeinflussen unter anderem auch die

Begrenzungswände des Windkanals oder die Befestigung der Geometrie die Ergebnisse.

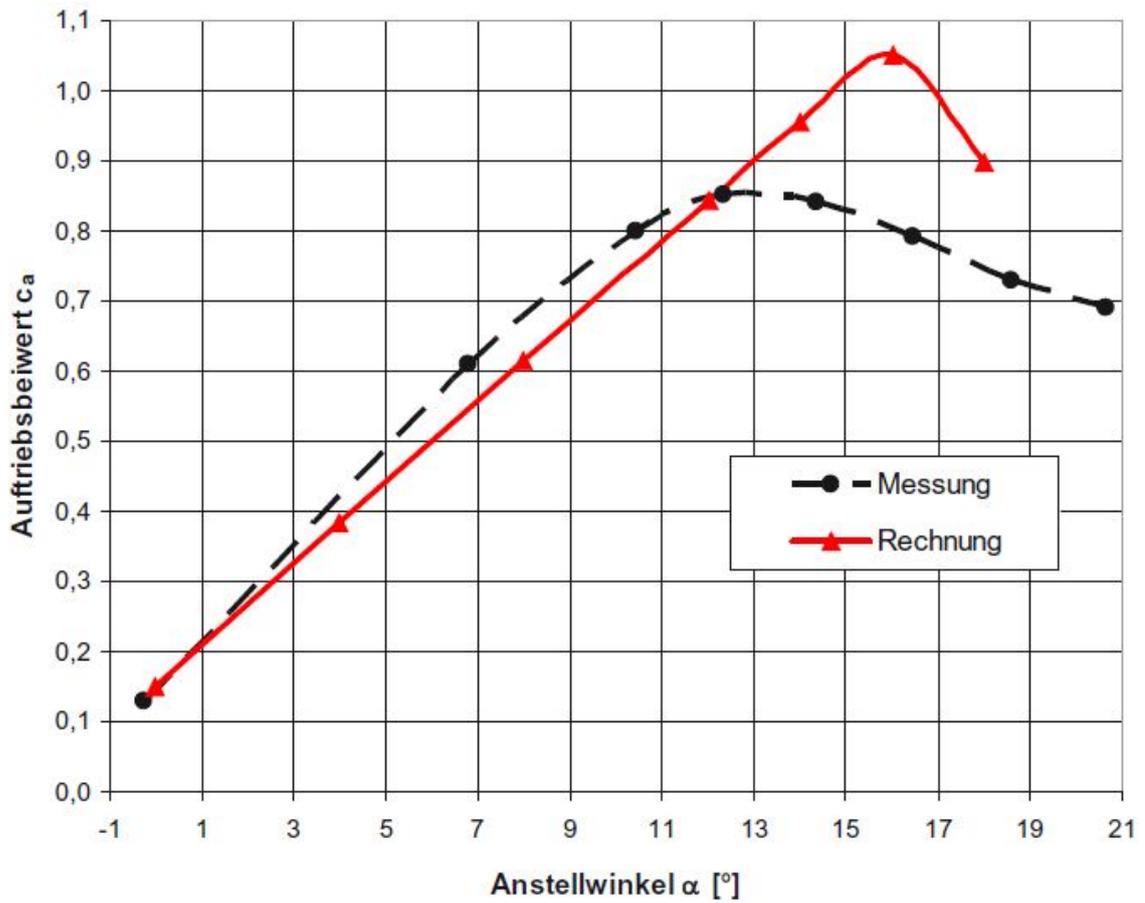


Abbildung 49: Vergleich des gemessenen und berechneten Auftriebsbeiwerts an einem Tragflügel (Lecheler, 2014).

## 5 Simulationsstrategie

In der durchzuführenden Arbeit soll der Einfluss von aeroakustisch bereits untersuchten und als vorteilhaft erwiesenen gezackten bzw. gewellten Profilvorderkanten (Leading Edge Serrations) auf die aerodynamischen Eigenschaften eines Tragflügels numerisch untersucht werden. Mit Anstellen des Flügels in der Strömung ändert sich der Auftriebs- und Widerstandsbeiwert sowie der Druckverlauf über die Tragflügeloberfläche, wodurch eine Kennlinie entsteht. Die Kennlinien verschiedener LE Serrations und des Referenzfalls werden nach der Untersuchung der Gitterunabhängigkeit und des Einflusses der Interfacegröße (Domain) numerisch ermittelt und mit Daten von experimentellen Windkanalmessungen verglichen (Kapitel 6).

In diesem Kapitel werden die notwendigen Schritte behandelt, die zu den Ergebnissen in Kapitel 6 führen. Dabei wird das Tragflügelprofil NACA 65-(12)10 ohne Zacken als BSLN (Baseline) bezeichnet während dieselben Profile mit gezackten Formen (engl. Serrations) über deren geometrischen Parameter definiert werden können.

Die Serrations unterscheiden sich in ihrer Form nur durch die Abmessungen der Amplitude ( $A$ ) und Wellenlänge ( $\lambda$ ). Die maximale Sehnenlänge bleibt bei allen Formen mit der Länge  $c = 150\text{mm}$  gleich. Dabei geben die Zahlen hinter den Buschstaben die Größe der Serrations in  $\text{mm}$  wieder (Abbildung 50). Bei den Angaben mit  $\lambda 26$  in der Bezeichnung entspricht die Wellenlänge  $26,3\text{mm}$ . Um eine Übersicht über die gezackten Profile zu erhalten, sind in der nachfolgende Abbildung 51 die Profile mit Benennung angegeben.

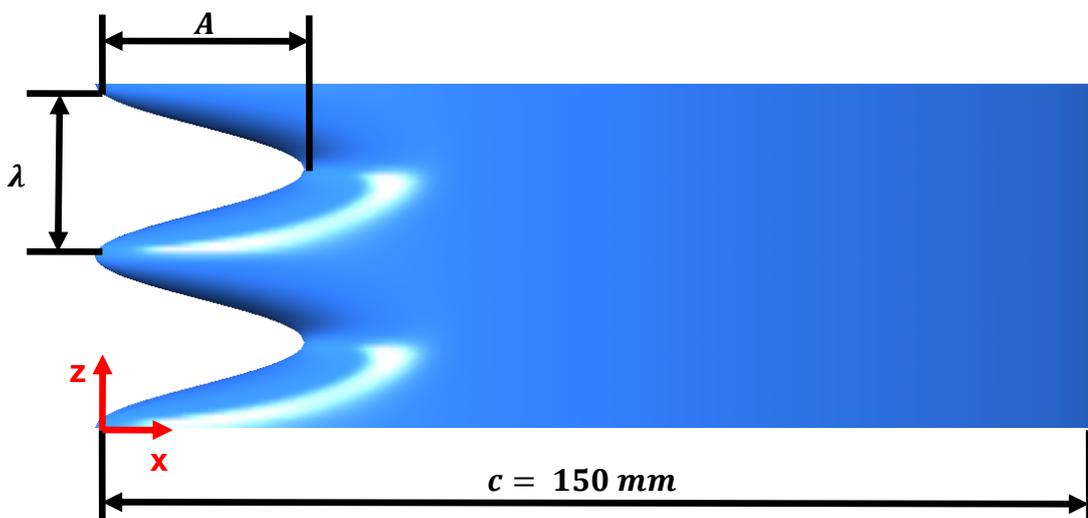


Abbildung 50: Bemaßung der Serrations.

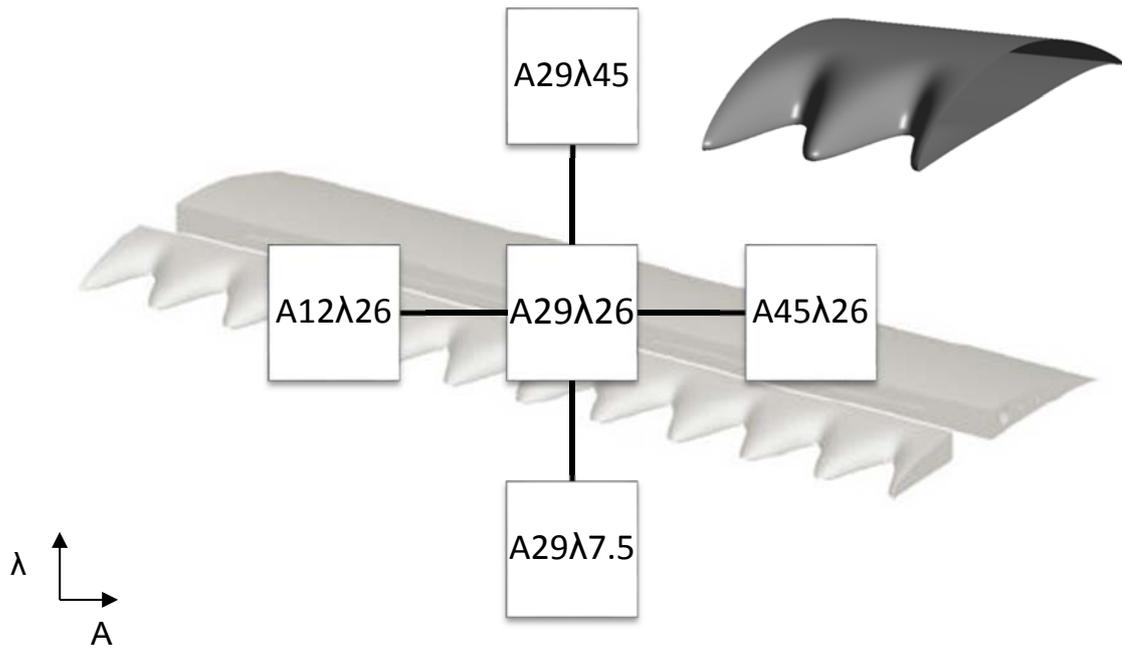


Abbildung 51: Benennung der gezackten Profile;  $A$  entspricht Amplitude;  $\lambda$  entspricht Wellenlänge.

In den nachfolgenden Abbildung 52 und Abbildung 53 sieht man einerseits die Veränderung der Amplitude bei konstanter Wellenlänge und andererseits die Änderung der Wellenlänge bei konstanter Amplitude, um einen Eindruck der Größenordnung der Serrations zu erhalten.

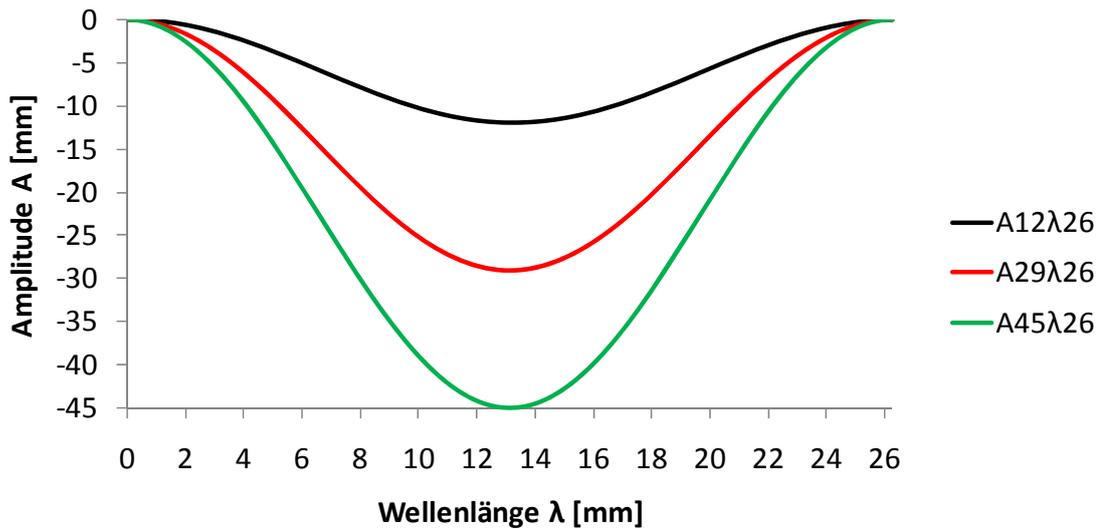


Abbildung 52: Änderung der Amplitude bei konstanter Wellenlänge 26,3mm.

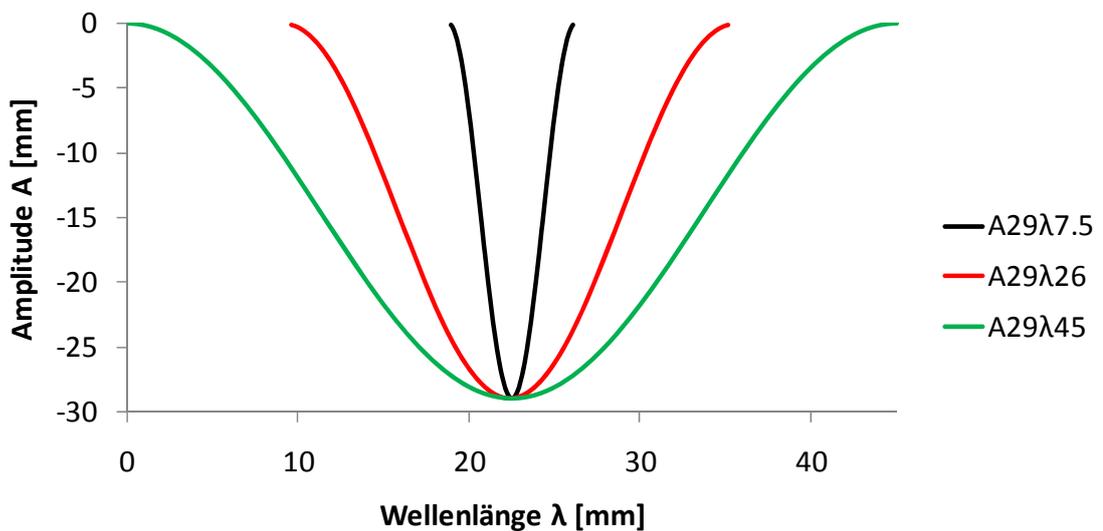


Abbildung 53: Änderung der Wellenlänge bei konstanter Amplitude 29mm.

## 5.1 Überprüfung der Geometrie

Bevor die Tragflügelprofile simuliert werden können, muss ein Rechengebiet definiert werden. Für die Erzeugung des Rechengebietes sowie der späteren Erzeugung des Rechnetzes wird das Programm ICEM von ANSYS verwendet.

Vor dem Erstellen des Rechengebietes muss jedoch die Geometrie der Profile nach dem Importieren aus einem CAD- Programm überprüft werden. In Abbildung 54 ist die importierte Geometrie der BSLN dargestellt. Bei genauerer Betrachtung fällt ein Fehler in der Geometrie in der Nähe der Schnittstelle der grü-

nen und orangenen Konturen auf der Ober- und Unterseite des Profils auf. Diese Deformation wurde durch einen Kurvenverlauf neu verbunden. Für die Serrations ist eine entsprechende Vorgehensweise nötig.

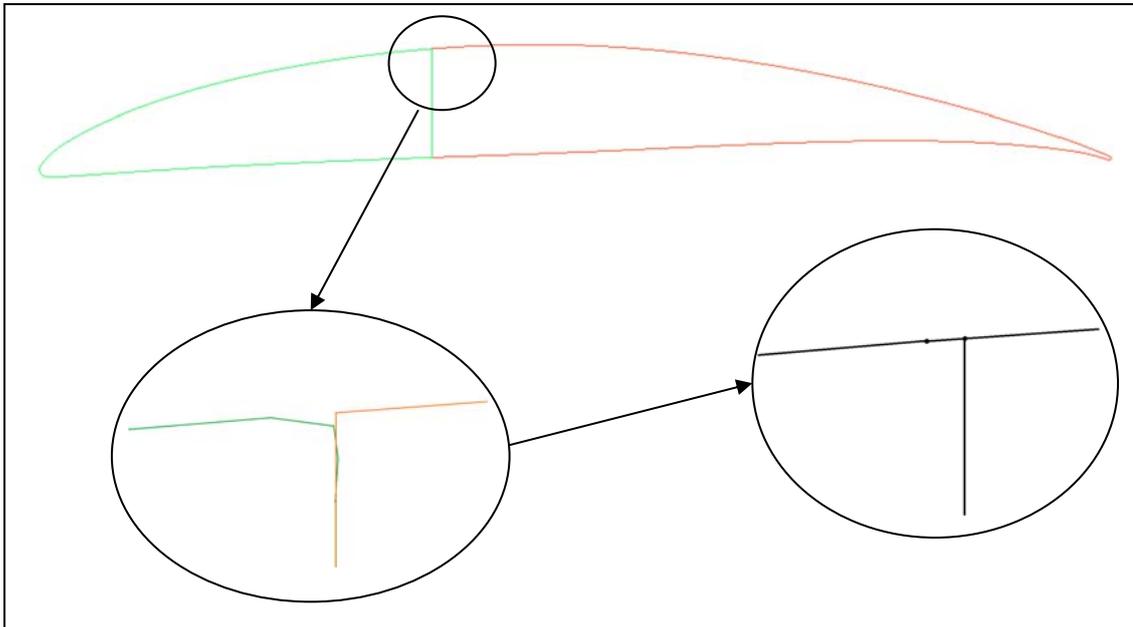


Abbildung 54: Überprüfung des BSLN Tragflügelprofils, hier nur Oberseite dargestellt.

## 5.2 Rechengebiet

Das Rechengebiet (engl. Domain) bzw. seine Größe spielte in der Numerik eine wichtige Rolle. Dabei müssen die Ränder des Rechengebietes so weit von der Geometrie entfernt sein, dass dort eine konstante Strömung herrscht, damit die Randbedingungen die Strömung an der Geometrie nicht verfälschen. Der Einfluss der Domaingröße auf die Lösung der Simulation wird in Kapitel 5.6 überprüft. Doch vorher muss für eine erste Simulation eine Anfangsgröße der Domain definiert werden. Dabei befindet sich das Ursprungs- Koordinatensystem an der Vorderkante des Profils. Von dort ausgehend kann die Größe der Domain gut beschrieben werden. Auch werden die Ränder der Domain für die Randbedingungen im Pre- Processing festgelegt. In Abbildung 55 ist die Ausgangsgröße der Domain mit Bemaßung und Vernetzung dargestellt.

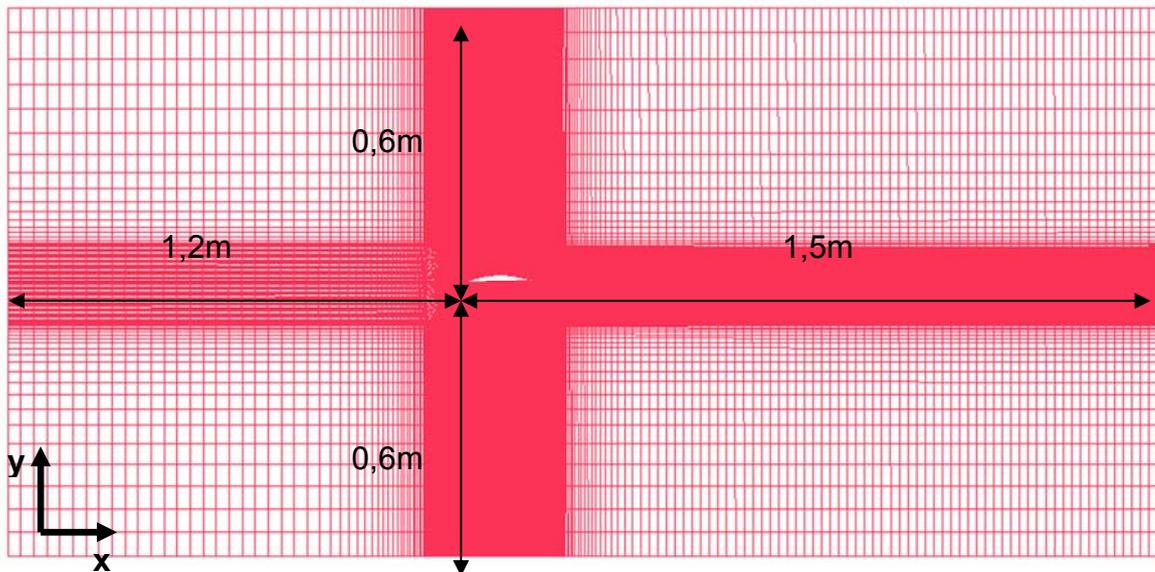


Abbildung 55: Anfangsdomaingröße mit Bemaßung vom Koordinatenursprung an der Vorderkante, die maximale Sehnenlänge des Profils beträgt 0,15m.

### 5.3 Solvertheorie

In Kapitel 4.2 sind die zugrundeliegenden RANS-Gleichungen erläutert. Wie beschrieben wird die Turbulenz, also der Schwankungsanteil der Geschwindigkeitsgrößen modelliert. Diese Modellierung kann durch verschiedene Turbulenzmodelle stattfinden ( $k - \varepsilon$ ,  $k - \omega$ , SST, etc.) Im folgenden ist das SST-Modell genauer beschrieben.

#### 5.3.1 SST- Turbulenzmodell

Turbulenzmodelle sind Vereinfachungen der Physik. Aufgrund ihrer Rechenzeiten sowie der erzielbaren Genauigkeit, sind sie für Simulationen im ingenieurwissenschaftlichen Bereich gut geeignet. In dieser Arbeit wird für die Modellierung der Turbulenz das „Shear Stress Transport“ (SST) Turbulenzmodell verwendet. Wie aus Kapitel 4.2.3 bekannt, ist das SST Modell eine Kombination aus dem  $k - \varepsilon$  und dem  $k - \omega$  Modell (Zweigliedungsmodelle) und verknüpft deren Vorteile. Während das  $k - \omega$  Modell eine gute Abbildung der Grenzschicht in wandnahen Bereichen aufweist, kommt das  $k - \varepsilon$  Modell in der Kernströmung zum Einsatz, da es gute Ergebnisse für ausgebildete vollturbulente Strömungen liefert. Verantwortlich für den Wechsel zwischen den jeweiligen Modellen ist die Schaltfunktion. Numerisch wird diese Schaltung durch die Variable  $F_1$  charakterisiert. Ist  $F_1 = 0$  wird das  $k - \varepsilon$  Modell verwendet, bei  $F_1 = 1$  das  $k - \omega$  Modell (Denner, 2008). Für den Einsatz im SST Modell wird das  $k - \varepsilon$  Modell, mittels der Beziehung

$$\varepsilon = \beta^* k \omega \quad (23)$$

in eine  $\omega$ - Formulierung überführt. Nach Menter et.al. (2003) folgen die neuen Transportgleichungen für  $k$  und  $\varepsilon$  daraus zu

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} &= \check{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) \quad (24) \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \omega)}{\partial x_i} &= \frac{\alpha}{\nu_t} \check{P}_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) + \\ &2\rho\sigma_{\omega 2}(1 - F_1) \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (25) \end{aligned}$$

In Gl. 25 steht  $\nu_t$  für die turbulente kinematische Viskosität und die Schalfunktion  $F_1$  sorgt unter anderem in Abhängigkeit des Wandabstandes  $y$  für die Steuerung bzgl. der zu berechnenden Größe. Die Schalfunktion besitzt den Wert  $F_1 = 1$  nahe der Oberfläche eines Körpers und nimmt im weiteren Strömungsbereich den Wert  $F_1 = 0$  an. Dadurch wird zwischen den beiden Modellen geschaltet. Die Schaltung ist definiert als

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (26)$$

mit

$$CD_{k\omega} = \max \left( 2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right) \quad (27)$$

und  $y$  als Abstand zur Wand. Die turbulente Viskosität  $\nu_t$  errechnet sich nach der Gleichung

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} \quad (28)$$

Dabei ist  $S$  die Schergeschwindigkeit

$$S = \sqrt{2 \cdot S_{ij} S_{ij}} \quad (29)$$

und  $F_2$  die zweite Schaltungsfunktion

$$F_2 = \tanh \left[ \left[ \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right] \quad (30)$$

Um die Überproduktion von turbulenter Energie  $P_k$  in Staupunkten zu reduzieren, wird ein Produktionsterm implementiert, der den Aufbau der turbulenten kinetischen Energie unterbindet

$$P_k = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \rightarrow \check{P}_k = \min(P_k, 10 \cdot \beta^* \rho k \omega) \quad (31)$$

Alle Konstanten des SST Modells werden mit der Umschaltung von  $k - \varepsilon$  und  $k - \omega$  Modell mit  $\varphi = F_1 \cdot \varphi_1 + (1 - F_1) \cdot \varphi_2$  gewichtet.  $\varphi_1$  steht für die Koeffizienten des  $k - \omega$  (Index 1) und  $\varphi_2$  für die des  $k - \varepsilon$  Modells (Index 2). Die Konstanten für das SST Modell sind nach Menter et. al. (2003) wie folgt gegeben:

Tabelle 1: Modellkonstanten des SST Turbulenzmodells.

$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\beta_1$	$\beta_2$	$\beta^*$	$\sigma_{k1}$	$\sigma_{k2}$	$\sigma_{\omega 1}$	$\sigma_{\omega 2}$	$a$
5/9	0,44	0,075	0,0828	0,09	1,176	1,0	2,0	1,168	0,31

Das beschriebene SST Modelle berücksichtigt jedoch nicht den laminar turbulenten Umschlag (Transitionsvorgang). Für diesen Fall gibt es sogenannte Transitionsmodelle.

### 5.3.2 Transitionsmodell $\gamma - Re_\theta$

Das  $\gamma - Re_\theta$  (Gamma Theta) - Transitionsmodell ermöglicht die Berechnung des Übergangsbereiches von laminarer zur turbulenten Grenzschicht. Dieses Modell basiert auf zwei Transportgleichungen und auf empirischen (experimentellen) Korrelationen. Die erste Gleichung ist die Periodizität (engl. intermittency). Als Periodizität wird das Verhältnis der Zeitspanne in der die Strömung turbulent ist zur gesamten Zeitspanne bezeichnet (Gottschald, 2013). Diese Intermitenzfunktion  $\gamma$  ist für die Initiierung des Transitionsprozesses zuständig. Die zweite Transportgleichung beschreibt die Entstehung des Strömungsumschlags mit der Impulsverlustdicken-Reynoldszahl  $Re_{\theta t} = f(Tu, \lambda_\theta)$ . Die in das Transitionsmodell einfließenden empirischen Korrelationen basieren auf dem Turbulenzgrad  $Tu$  sowie dem Druckgradienten  $\lambda_\theta$  (ANSYS, 2016).

$$Tu = 100 \frac{\sqrt{2k/3}}{v} \quad (32)$$

$$\lambda_\theta = \frac{\theta^2}{v} \cdot \frac{dU}{ds} \quad (33)$$

$\frac{dU}{ds}$  steht für die Beschleunigung entlang der Stromlinie. Die Transportgleichung der Intermittenz  $\gamma$  lautet

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \gamma)}{\partial x_j} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (34)$$

In Gl. 34 verhält sich  $P_\gamma$  wie eine Quelle und  $E_\gamma$  wie eine Senke. Der Quellterm der Intermittenz-Transportgleichung lautet:

$$P_\gamma = 2F_{length}\rho S[\gamma F_{onset}]^{c_{\gamma 3}} \cdot (1 - \gamma) \quad (35)$$

$F_{length}$  ist eine empirische Korrelation, die die Länge des Umschlaggebietes kontrolliert. Der Senkterm ist definiert als

$$E_\gamma = (2c_{\gamma 2})\rho\Omega\gamma F_{turb} \cdot (c_{\gamma 2}\gamma - 1) \quad (36)$$

wobei  $\Omega$  die Wirbelstärke ist. Der Beginn des Umschlags wird mit den folgenden Funktionen kontrolliert

$$F_{onset} = \max(F_{onset2} - F_{onset3}, 0) \quad (37)$$

mit

$$F_{onset2} = \min \left[ \max \left( \frac{Re_v}{2,193Re_{\theta c}}, \left( \frac{Re_v}{2,193Re_{\theta c}} \right)^4 \right), 2 \right] \quad (38)$$

$$Re_v = \frac{\rho y^2 S}{\mu} \quad (39)$$

$$F_{onset3} = \max \left( 1 - \left( 0,4 \frac{\rho k}{\mu \omega} \right)^3, 0 \right) \quad (40)$$

$$F_{turb} = e^{-\left( 0,25 \frac{\rho k}{\mu \omega} \right)^4} \quad (41)$$

$Re_{\theta c}$  ist die kritische Reynoldszahl, bei der die Intermittenzfunktion  $\gamma$  in der Grenzschicht zu wachsen beginnt. Dies ist bereits stromauf des eigentlichen Transitionsbeginns  $Re_{\theta t}$  der Fall und der Unterschied der beiden muss aus einer empirischen Korrelation gewonnen werden.  $Re_{\theta c}$  und  $F_{length}$ -Korrelationen sind Funktionen von  $\overline{Re_{\theta t}}$ . Die Korrelation zwischen  $Re_{\theta c}$  und  $\overline{Re_{\theta t}}$  ist wie folgt definiert

$$Re_{\theta c} = \begin{cases} \left[ \overline{Re_{\theta t}} - \left( 3,96035 + (-0,120656)\overline{Re_{\theta t}} + (868,230 \cdot 10^{-6})\overline{Re_{\theta t}^2} \right) \right. \\ \left. + (-696,506 \cdot 10^{-9})\overline{Re_{\theta t}^3} + (174,105 \cdot 10^{-12})\overline{Re_{\theta t}^4} \right], \overline{Re_{\theta t}} \leq 1870 \\ \left[ \overline{Re_{\theta t}} - (593,11 + (\overline{Re_{\theta t}} - 1870,0) \cdot 0,482) \right], \overline{Re_{\theta t}} > 1870 \end{cases} \quad (42)$$

Zwischen  $F_{length}$  und  $\overline{Re_{\theta t}}$  ist die Korrelation

$$F_{length} = \begin{cases} \left[ 39,8189 + (-0,11927)\overline{Re_{\theta t}} + (-132,567 \cdot 10^{-6})\overline{Re_{\theta t}^2} \right], \overline{Re_{\theta t}} < 400 \\ \left[ 263,404 + (-1,23939)\overline{Re_{\theta t}} + (194,548 \cdot 10^{-5})\overline{Re_{\theta t}^2} \right. \\ \left. + (101,695 \cdot 10^{-8})\overline{Re_{\theta t}^3} \right], 400 \leq \overline{Re_{\theta t}} < 596 \\ \left[ 0,5 - (\overline{Re_{\theta t}} - 596)3 \cdot 10^{-4} \right], 596 \leq \overline{Re_{\theta t}} < 1200 \\ [0,3188], 1200 \leq \overline{Re_{\theta t}} \end{cases} \quad (43)$$

Mittels der zweiten Transportgleichung des Transitionsmodells wird die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl, bei der die Transition startet, bestimmt

$$\frac{\partial(\rho \overline{Re_{\theta t}})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \overline{Re_{\theta t}})}{\partial x_j} = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \sigma_{\theta t} \left( (\mu + \mu_t) \frac{\partial \overline{Re_{\theta t}}}{\partial x_j} \right) \right] \quad (44)$$

Dabei steht  $P_{\theta t}$  für den Produktionsterm und ist definiert als

$$P_{\theta t} = c_{\theta t} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta t} - \overline{Re_{\theta t}})(1,0 - F_{\theta t}) \quad (45)$$

mit

$$t = \frac{500\mu}{\rho U^2} \quad (46)$$

$$F_{\theta t} = \min \left( \max \left( F_{\text{wake}} \cdot e^{-\left(\frac{y}{\delta_1}\right)}, 1 - \left( \frac{\gamma - 1/c_{\gamma 2}}{1 - 1/c_{\gamma 2}} \right)^2 \right), 1 \right) \quad (47)$$

dabei ist

$$\delta_1 = \frac{50\Omega y}{U} \cdot \frac{15}{2} \cdot \frac{\overline{Re_{\theta t}}\mu}{\rho U} \quad (48)$$

$$F_{\text{wake}} = e^{-\left(1 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\rho \omega y^2}{\mu}\right)} \quad (49)$$

Die Konstanten des Transitionsmodells sind in Tabelle 2 angegeben.

Tabelle 2: Konstanten des Transitionsmodell  $\gamma$ -  $Re_\theta$

$c_{\gamma 1}$	$c_{\gamma 2}$	$c_{\gamma 3}$	$\sigma_\gamma$	$c_{\theta t}$	$\sigma_{\theta t}$
0,03	50	0,5	1,0	0,03	2,0

Das Modell enthält drei empirische Korrelationen.  $Re_{\theta t}$  ist der Umschlagsbeginn, der aus Experimenten bestimmt wurde. Dies wurde von Menter et al. (2004) modifiziert, um die Prognosen für einen Übergang zu verbessern und ist wie folgt definiert

$$Re_{\theta t}(Tu \leq 1,3) = \left[ 1173,51 - 589,428Tu + \frac{0,2196}{Tu^2} \right] \cdot F(\lambda_\theta) \quad (50)$$

$$Re_{\theta t}(Tu > 1,3) = 331,50[Tu - 0,5658]^{-0,671} \cdot F(\lambda_\theta) \quad (51)$$

$$F(\lambda_\theta \leq 0) = 1 - \left[ -12,986\lambda_\theta - 123,66\lambda_\theta^2 - 405,689\lambda_\theta^3 \right] \cdot e^{-\left[\frac{Tu}{1,5}\right]^{1,5}} \quad (52)$$

$$F(\lambda_\theta > 0) = 1 + 0,275 \left[ 1 - e^{[-35\lambda_\theta]} \right] \cdot e^{\left[\frac{-Tu}{0,5}\right]} \quad (53)$$

Die Abbildung 56 zeigt das  $\gamma$ - $Re_\theta$  Modell an einer längsangeströmten Platte (siehe auch Abbildung 20 und Abbildung 21). Zum Vergleich ist eine laminare und turbulente Strömung dargestellt. Dabei ist der Übergangsbereich deutlich am Sprung des Reibungsbeiwertes (Skin Friction Coefficient) zu erkennen.

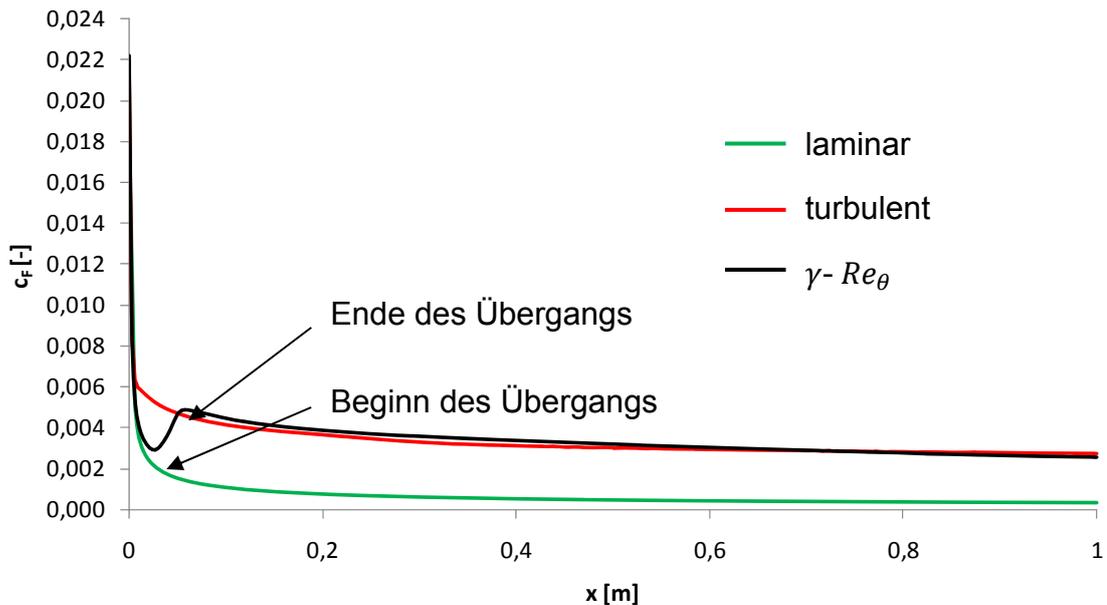


Abbildung 56: Umschlag mit  $\gamma-Re_\theta$  Modell an einer längsangeströmten Platte im Vergleich zu einer laminaren und turbulenten Strömung,  $Tu = 3\%$  und Geschwindigkeit  $v = 60\text{m/s}$ .

## 5.4 Netzerstellung

Wie bei der Festlegung der Domaingröße, muss auch ein erstes Rechennetz erstellt werden. Ebenso hat das Rechennetz einen wesentlichen Einfluss auf die Lösung der Simulationsberechnung. In Kapitel 5.7 wird der Einfluss der Größe des Netzes untersucht.

### 5.4.1 Dimensionsloser Wandabstand $y^+$

Bei der Generierung eines Rechennetzes sind wichtige Faktoren zu beachten. Einer dieser Faktoren ist die Netzverdichtung an Wänden (Grenzschicht) bei reibungsbehafteten Strömungen. Eine gute Grenzschichtauflösung ist sowohl für die ordentliche Erfassung der Grenzschicht als auch für die Bestimmung des laminar-turbulenten Umschlag- und des Ablösepunktes wichtig. Genügend Gitterknoten mit einer Wachstumsrate normal zur Wand als auch der Abstand des ersten Knotens zur Wand sind entscheidend für die richtige Berechnung der Grenzschicht durch das Turbulenzmodell. Als Maß für den Abstand des ersten Knotens normal zur Wand dient der dimensionslose Wandabstand  $y^+$ , der nach Schade et al. (2013) wie nachfolgend berechnet wird.

$$y^+ = \frac{u_\tau \cdot y}{\nu} \quad (54)$$

mit

$$u_\tau = \sqrt{\tau_W / \rho} \text{ und}$$

$$\tau_W = 0,0289 \rho \nu^{1/5} U^{9/5} x^{-1/5}.$$

Dabei ist  $u_\tau$  die Schergeschwindigkeit,  $\tau_W$  die Wandschubspannung,  $\rho$  die Dichte,  $\nu$  die kinematische Viskosität,  $U$  die Strömungsgeschwindigkeit,  $x$  die Länge (hier maximale Sehnenlänge  $c = 0,15m$ ) und  $y$  der Abstand des ersten Knotens normal zur Wand.

Für eine genauere Berechnung ermöglicht das  $\gamma$ - $Re\theta$  (Gamma-Theta) Transitionsmodell den Übergang von laminarer zur turbulenten Grenzschicht zu bestimmen. Beim verwendeten SST- Turbulenzmodell sollte  $y^+$  zwischen 0,001 und 1 sein. Diese dient dazu die turbulente Grenzschicht fein genug zu modellieren ohne dass man in die zähe Unterschicht hineinragt, welche keinen turbulenten Charakter hat und somit nicht durch ein Turbulenzmodell beschrieben werden könnte. Mit Gl. 54,  $y^+ = 1$  und der Wachstumsrate 1,1 sowie der Materialkonstante für Luft, kann das Netz um den Tragflügel verfeinert werden. Nach Peace (2016) ergibt sich bei angenommenen Druck von  $p = 1,0133 \text{ bar}$  und einer Temperatur von  $T = 20^\circ$  die Dichte  $\rho = 1,205 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  und kinematische Viskosität  $\nu = 15,1 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ . Aus diesen Werten ergibt sich der Abstand des ersten Knotens normal zur Wand zu  $y = 1,9 \cdot 10^{-5} m$  bei einer Geschwindigkeit von  $U = 15 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Abbildung 57 zeigt das Rechennetz mit der Netzverdichtung am Beispiel der BSLN.

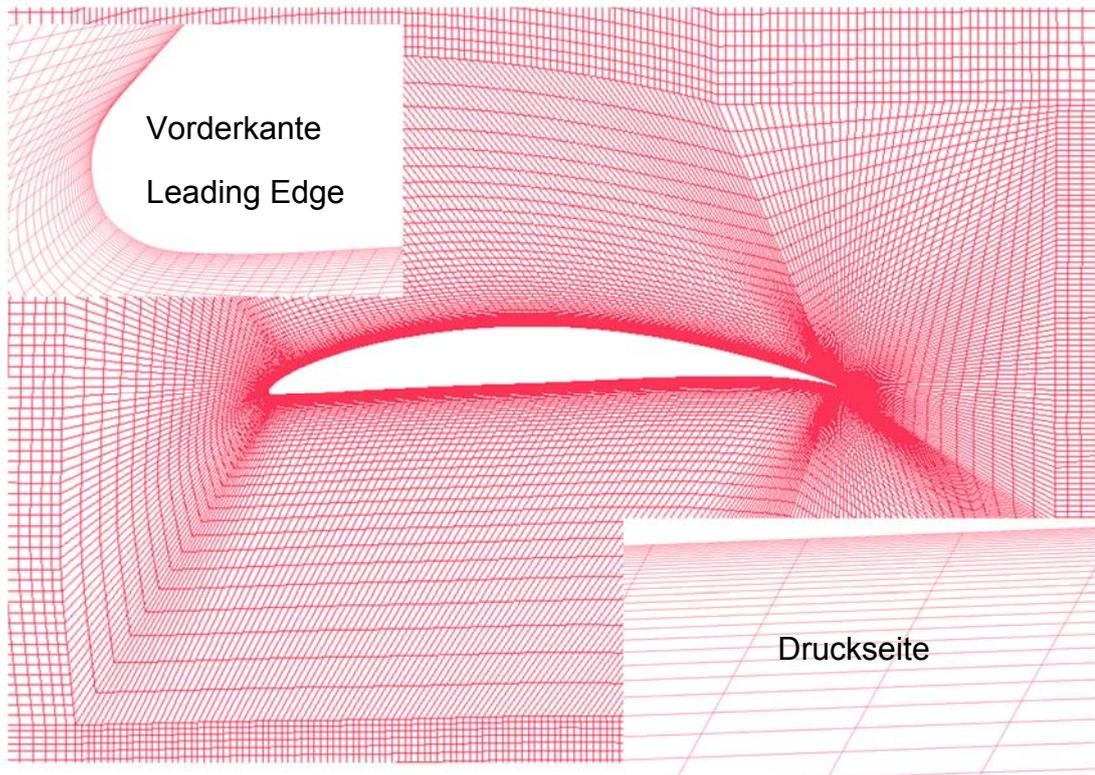


Abbildung 57: Netzverdichtung.

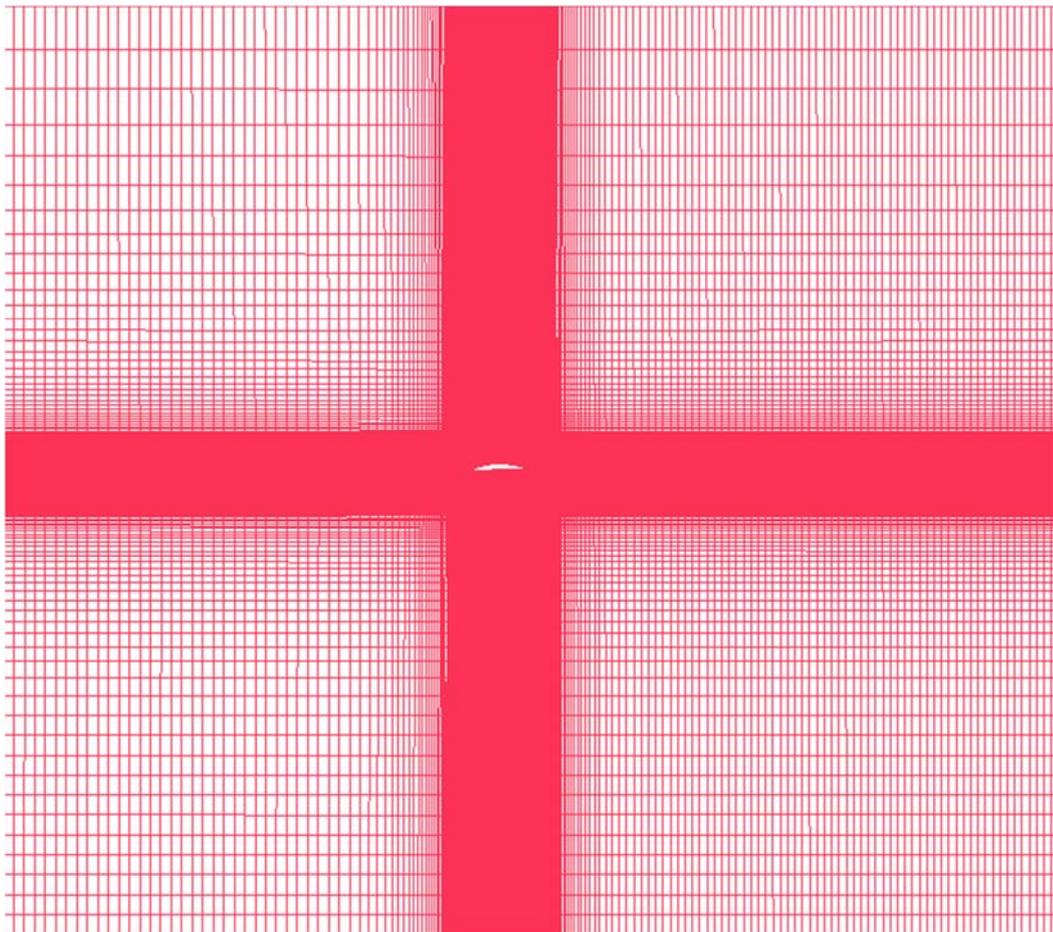


Abbildung 58: Gesamtnetz.

### 5.4.2 Netzqualität

Die Genauigkeit als auch die Fehleranfälligkeit einer Berechnung ist unter anderem von der Netzqualität abhängig. Zur Ermittlung der Qualität stehen zahlreiche Kenngrößen unter ANSYS und ICEM zur Verfügung.

Von besonderer Bedeutung sind drei Kenngrößen in Bezug auf die Qualität eines Netzes:

- Aspect Ratio
- Max Dihedral Angle
- Volume Change

Aspect Ratio oder auch Seitenverhältnis genannt, beschreibt den Quotienten zwischen der kleinsten und der größten Kantenlänge eines Elements (Abbildung 59). Bei einfacher Genauigkeit (Single Precision) sollte dieser maximal bei 100 liegen, während bei doppelter Genauigkeit (Double Precision) der max. Quotient kleiner 1000 sein sollte. Die Genauigkeit gibt an wie viel Nachkommastellen die Ergebnisse der Simulation betragen. Aufgrund der höheren Anzahl an Iterationen und der größeren Anzahl an Gleichungen bei turbulente Zustände, werden die Berechnungen in Double Precision gelöst.

Aspect Ratio < 100 für "Single Precision" Lösungen

Aspect Ratio < 1000 für "Double Precision" Lösungen

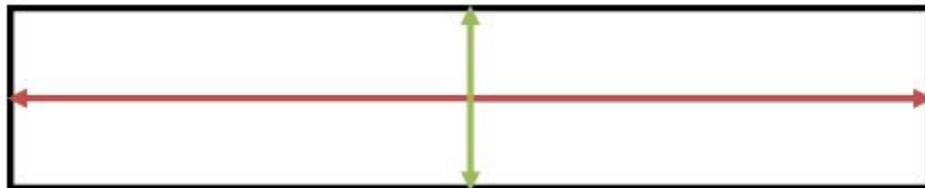


Abbildung 59: Seitenverhältnis eines Elements.

Bei dem Qualitätsmerkmal des Volume Change findet ein Vergleich zwischen jedem Element und dessen Nachbarelementen im gesamten Netz statt. Hierbei wird das Nachbarelement mit dem größten Volumen ermittelt und dieses anschließend durch das Volumen des betrachteten Elements geteilt. Abhängig von der gewählten Genauigkeit (Single oder Double Precision) im Solver ändern sich die einzuhaltenden Grenzen. Double Precision kompensiert größere Fehler bzw. größere Änderungen im Netz. Es führt allerdings auch zur doppelten, abzuspeichernden Datenmenge. Der maximale Wert der Volume Change in einem Netz sollte unter 12 liegen.

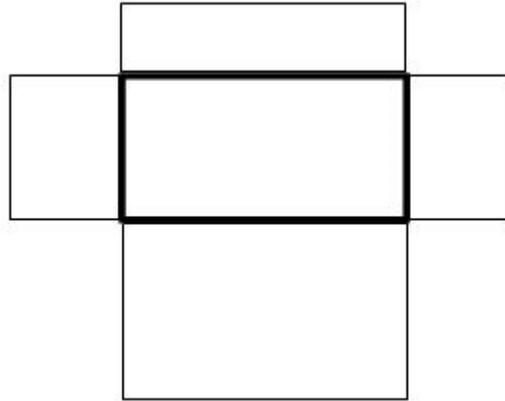


Abbildung 60: Volume Change, betrachtetes Element mit Nachbarelement.

Das letzte wichtige Qualitätsmerkmal ist der Maximum Dihedral Angle. Er beschreibt den größten Winkel zwischen zwei Elementflächen. Für eine annehmbare Qualität sollte der Winkel kleiner  $160^\circ$  betragen (Abbildung 61).

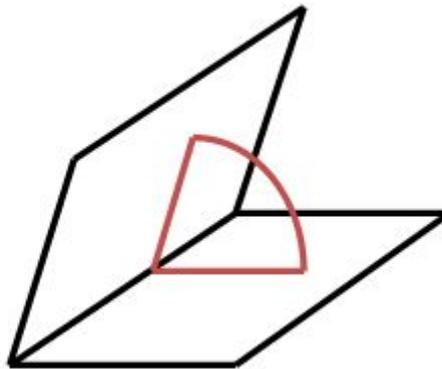


Abbildung 61: Winkel zwischen zwei Elementflächen.

## 5.5 Simulationssetup (Pre- Processing)

Im Pre- Processing werden die Randbedingung definiert. Des Weiteren werden das Turbulenzmodell und das Transitionsmodell eingestellt. Mittels „User Expressions“ in ANSYS können der Auftriebskoeffizient und der Widerstandkoeffizient definiert werden (siehe Kapitel 5.6 Abbildung 65). Ein sehr wichtiger Punkt im Setup ist die Definition der Anströmgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Anstellwinkels. Dabei ist es deutlich einfacher den Winkel der Anströmgeschwindigkeit zu verändern, als das Tragflügelprofil um das gewünschte Gradmaß zu rotieren. So muss man nicht für jeden neuen Fall ein neues Rechengebiet inklusive der damit verbundenen Netzerstellung erzeugen. Abbildung 62 zeigt die Domain, während Tabelle 3 die Randbedingungen zusammenfasst.

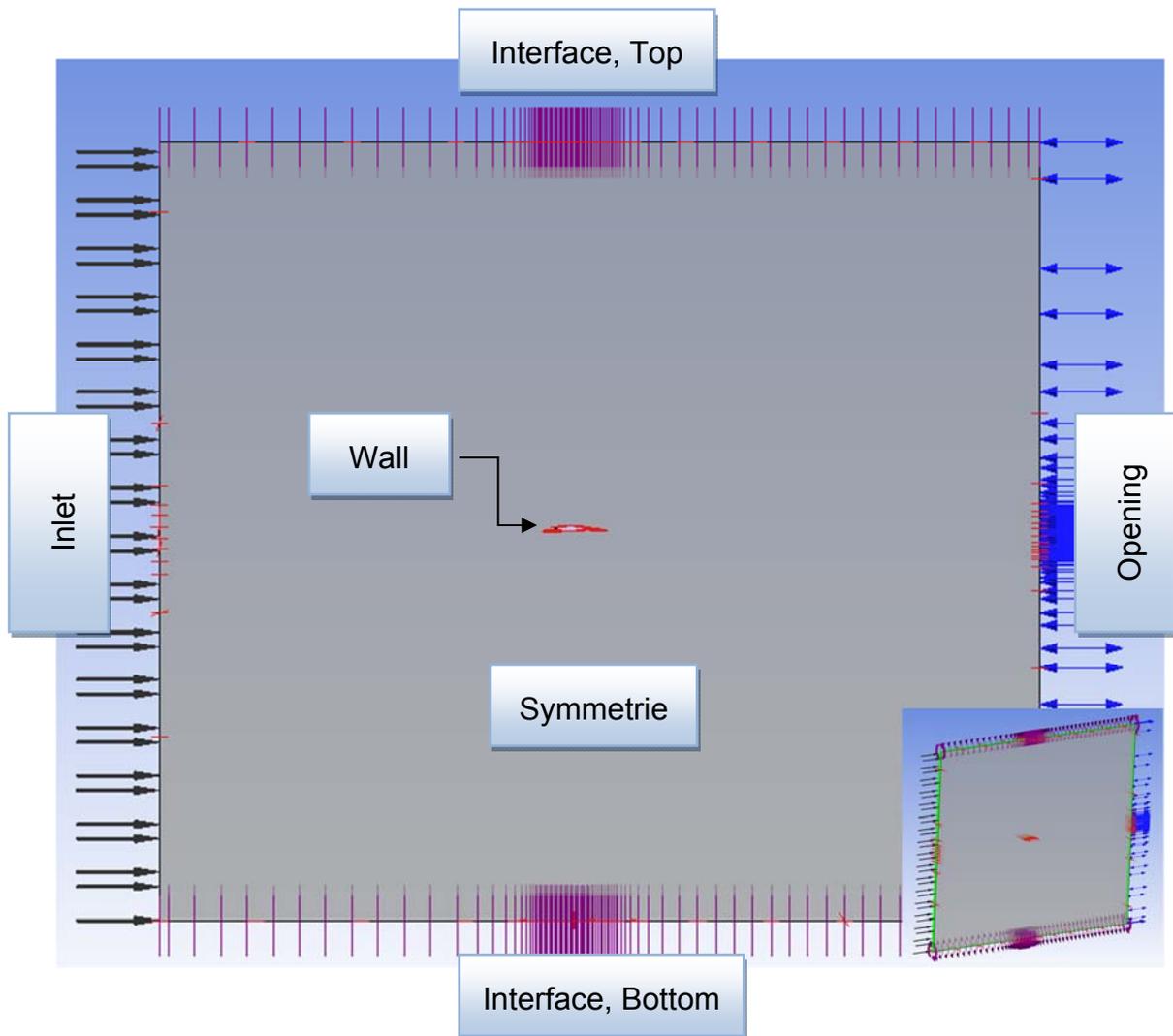


Abbildung 62: Domain mit Randbedingungen.

Das Interface Bottom und Top lässt sich zu einer Randbedingung zusammenfassen. Unter einem Interface versteht man ein translatorischen periodischen Rand, d.h. das der obere und untere Rand miteinander verknüpft sind. Diese Bedingung ist nützlich um den Winkel der Anströmgeschwindigkeit zu steuern. So muss nicht das Tragflügelprofil um den Winkel verändert werden, was Einfluss auf das Rechengebiet und der Vernetzung führen würde. Die Ränder müssen relativ weit weg vom Tragflügelprofil sein, damit die z.B. entstehenden Druck oder Geschwindigkeitsverteilungen nicht aus dem oberen Rand hinaus- und in den unteren Rand hineinragen, was das Simulationsergebnis signifikant beeinflussen könnte. Voraussetzung für die Definition eines Interfaces ist, dass beide Ränder parallel zueinander liegen.

Tabelle 3: Einstellungen im Pre- Processing.

<b>Allgemeine Einstellungen</b>	
Simulationstyp	Steady State
Turbulenzmodell	SST
Transitionsmodell	$\gamma$ - $Re\theta$ - Model
Diskretisierungsverfahren	High Resolution
<b>Inlet (Zuströmrand)</b>	
kart. Geschw.-Komponenten	U= Strömungsgeschwindigkeit in X-Richtung (Angaben in Expressions, siehe Kapitel 5.6)
	V= Strömungsgeschwindigkeit in Y-Richtung (Angaben in Expressions, siehe Kapitel 5.6)
	W= 0, Strömungsgeschwindigkeit in Z-Richtung
Temperatur	20°C
Turbulenzgrad	Tu= 2%
<b>Opening (Abströmrand)</b>	
Temperatur	20°C
<b>Interface (translatorischer periodischer Rand)</b>	
Interface Typ	Fluid Fluid
Interface Models	Translational Periodicity
<b>Wand (Tragflügelprofil)</b>	
Wandtyp	No Slip Wall
Wandrauigkeit	Smooth Wall

Der Turbulenzgrad  $Tu$  ist eine dimensionslose Größe für die Intensität der Turbulenz und ist definiert als

$$Tu = \frac{1}{v_{\infty}} \cdot \sqrt{\frac{1}{3} (\overline{v_x'^2} + \overline{v_y'^2} + \overline{v_z'^2})} \quad (55)$$

Dabei sind  $v'_x, v'_y, v'_z$  die Komponenten der stochastischen turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit  $v'$  und  $\overline{v'_x}, \overline{v'_y}, \overline{v'_z}$  die zugehörigen Schwankungs- Mittelwerte. Beim Turbulenzgrad sind folgende Punkte zu beachten. Unter ANSYS fällt der eingestellte Turbulenzgrad ab dem Inlet mit der Lauflänge  $x$  stromabwärts ab. Ziel ist es, den gewünschten Turbulenzgrad an der Profilverderrkante zu erhalten. Um dies zu erreichen, muss im Inlet ein höherer Turbulenzgrad eingestellt werden um den an der Verderrkante geforderten Turbulenzgrad zu erlangen. Abbildung 63 zeigt den abfallenden Turbulenzgrad unter Angabe der Anströmgeschwindigkeit, dem Abstand vom Inlet zum Profil, des Eingangsturbulenzgrades und des Viskositätsverhältnisses  $\varepsilon$ . Das Viskositätsverhältnis gibt die Steigung des Verlaufes an. Um einen Turbulenzgrad von 2% an der Verderrkante bei einem Inletabstand von 1,2 m zu erhalten, muss der Eingangsturbulenzgrad bei einem Viskositätsverhältnis von 1000 auf 2,07% eingestellt werden.

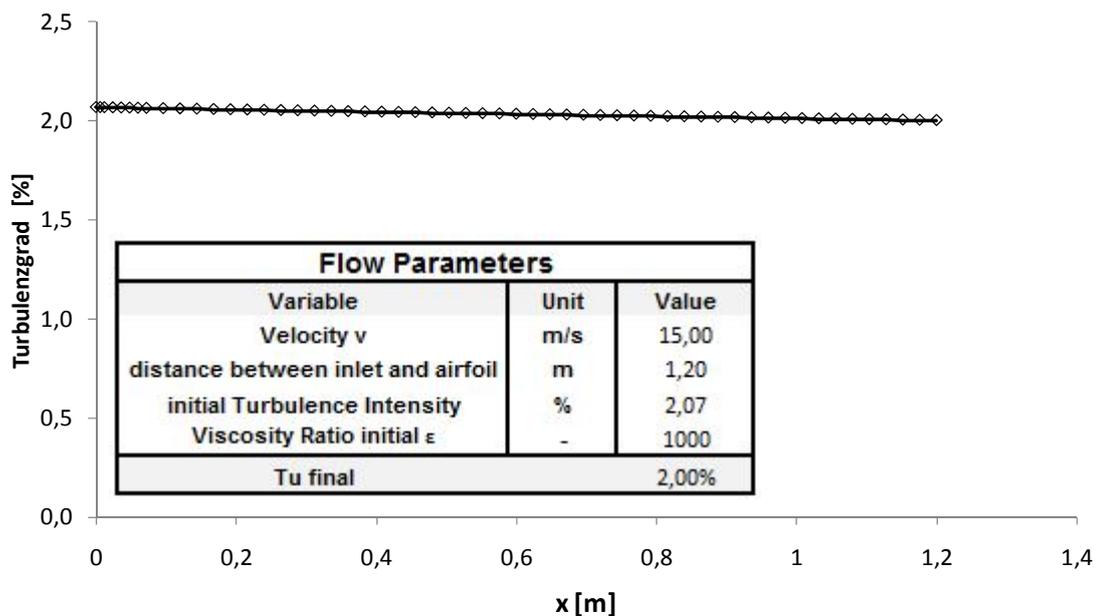


Abbildung 63: Turbulenzgrad 5 % in Abhängigkeit der Lauflänge  $x$  bei  $\varepsilon_{Visko} = 1000$ .

## 5.6 Domainunabhängigkeitsstudie

Die Untersuchung dieser Studie wird am BSLN Tragflügel durchgeführt. Die Simulationen werden stationär gerechnet. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse werden auf die Serrations übertragen. Das Ziel ist die Domain so klein wie möglich und das Netz (Kapitel 5.7) so grob wie möglich zu erstellen, so dass Rechenzeit gespart werden kann. Jedoch muss die Domain und das Rechenetz unabhängig von dessen Größe, Elementen- und Knotenanzahl sein.

Um eine Unabhängigkeit der Domain zu erhalten, stellt man absichtlich einen ungünstigen Anstellungswinkel ein (Worst-Case Szenario), welcher zu großen Verwirbelungen und somit zu hohen Druck- und Geschwindigkeitsgradienten führt. Wird eine Unabhängigkeit für diesen Fall gefunden, so kann auch für Fälle mit günstigerer Strömungstopologie von einer Unabhängigkeit ausgegangen werden. Eine Unabhängigkeit ist gegeben wenn die Abweichung der beide Zielgrößen (Auftriebs- und der Widerstandbeiwert) kleiner als 1 % betragen.

Die in Abbildung 64 dargestellten Richtungen ausgehend von der Vorderkante des Profils kennzeichnen den Abstand (siehe auch Kapitel 5.2 Abbildung 55)

- zwischen Flügelvorderkante und Inlet  $l_i$
- zwischen Flügelvorderkante und Rand in vertikaler Richtung  $l_a$
- zwischen Flügelvorderkante und Outlet  $l_o$

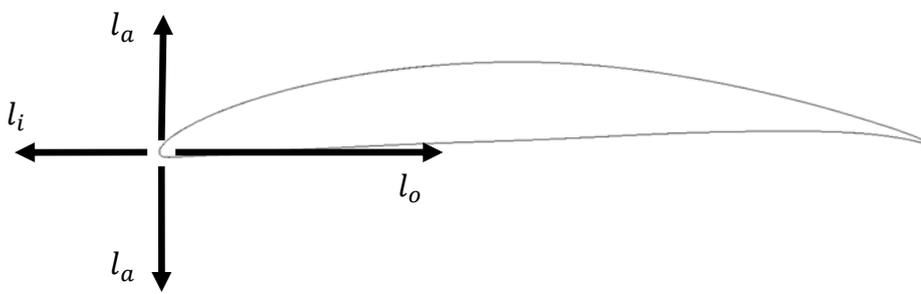


Abbildung 64: Definierte Abstände für die Domainstudie, ausgehend vom Koordinatenursprung an der Tragflügelvorderkante.

Zur Ermittlung der Zielgrößen Auftriebs- und der Widerstandbeiwert müssen folgende Angaben bekannt sein:

- Anströmgeschwindigkeit  $v = 15 \frac{m}{s}$
- Flügelfläche  $A_T = c \cdot b = 0,15m \cdot 0,045m = 0,00675m^2$
- Anstellwinkel  $\alpha = 20^\circ$
- Dichte  $\rho = 1,205 \frac{kg}{m^3}$  (angenommener Inkompressibilität)
- Abstand des ersten Knotens normal zur Wand  $y = 1,9 \cdot 10^{-5}m$
- Auftriebs- und Widerstandskräfte als Ergebnis der numerischen Analyse aus ANSYS

Auftriebs- und Widerstandskräfte sind die einzigen Größen, die direkt aus den Simulationsergebnissen stammen. Wie die anderen Größen sind diese mittels „User Expressions“ in die Simulation eingebunden. „User Expressions“ sind vom Benutzer im Pre-Processing definierte Größen. Abbildung 65 zeigt die Expressions, die für die Bestimmung des Auftriebs- und der Widerstandkoeffizienten benötigt werden.



Abbildung 65: Expressions unter ANSYS.

"ANACA" beschreibt die Fläche des Tragflügelprofils. Mit den Ausdrücken "VeloU" und "VeloV" wird der Winkel der Anströmungsgeschwindigkeit verändert. Mit Hilfe den Gl. 10 bis 13 aus Kapitel 2.6 wird der Auftriebs- und der Widerstandsbeiwert ermittelt. In den Expression sind die umgestellten Formeln unter "Lift" und "Drag" zu finden. Dabei sind die Ausdrücke "ForceX" und "ForceY" Kräfte, die hier in axialer und tangentialer Richtung auf den Tragflügel wirken.

Da es sich bei der Umströmung des Tragflügels ab einem definierten Anstellwinkel zu einer periodische Wirbelablösung kommt, werden die beiden Beiwerte keinen konstanten Wert annehmen, sondern oszillieren. Um die Einwertgrößen solcher Schwingungsverläufe zu erhalten werden die Beiwerte arithmetisch gemittelt.

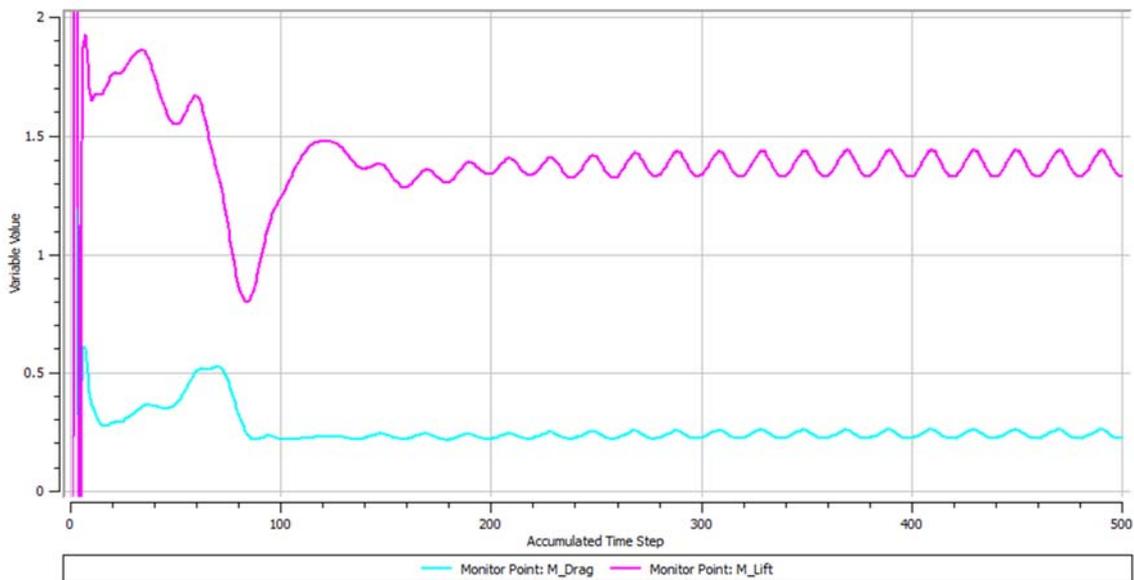


Abbildung 66: Beispielverlauf des Auftriebs- und Widerstandsbeiwert.

### 5.6.1 Ergebnisse Domainstudie

Die Anfangsdomaingröße wurde frei gewählt (siehe Abbildung 55). Darauf aufbauend wurde die Domaingeometrie systematisch verändert und der Einfluss auf die Zielgrößen jeweils simuliert. Tabelle 4 zeigt die unterschiedlichen Domaingrößen.

Tabelle 4: Variation der Domaingeometrie in Metern.

Name	Anfangsdomain	D1050	D2000	D1200	D1500
$l_i$	1,0	1,05	2,0	1,2	1,5
$l_a$	0,6	1,05	1,2	1,2	1,5
$l_o$	1,5	1,50	3,0	1,5	2,5
Breite in z- Richtung		0,045			
Domaingesamtlänge	2,5	2,05	5,0	2,7	4,0
Domaingesamthöhe	1,2	2,10	2,4	2,4	3,0
Knoten (Netz) in Mio.	3,386	3,114	5,021	3,581	4,909
Elemente (Netz) in Mio.	3,298	3,029	4,895	3,486	4,787

Bei allen Simulationen der Studie zur Untersuchung des Einflusses der Domainabstände auf die Lösung kam dasselbe Setup mit identischen Randbedingungen zum Einsatz, Tabelle 3. Wie im vorherigen Kapitel erwähnt muss der Turbulenzgrad an die jeweilige Domaingröße (Inletabstand zur Vorderkante  $l_i$ ) angepasst werden, damit an der Vorderkante des Profils der gewünschte Turbulenzgrad herrscht. Die Lösung gilt als unabhängig, wenn jeweils beide Beiwerte eine Abweichung von kleiner 1 % aufweisen. In Tabelle 5 sind die Ergebnisse dargestellt während in Abbildung 67 diese grafisch gezeigt sind.

Tabelle 5: Ergebnisse der Untersuchung zum Einfluss der Interfaceabstände auf die Lösung am BSLN.

	Domain	Auftriebs- beiwert $c_A$	Abwei- chung [%]	Widerstands- beiwert $c_W$	Abwei- chung [%]
1	Ausgangslage	1,3107	-	0,2407	-
2	D1050	1,3240	1,02	0,3293	36,8
3	D2000	1,3208	0,24	0,3380	2,64
4	D1200	1,3181	0,20	0,3396	0,47
5	D1500	1,3182	0,08	0,3385	0,32

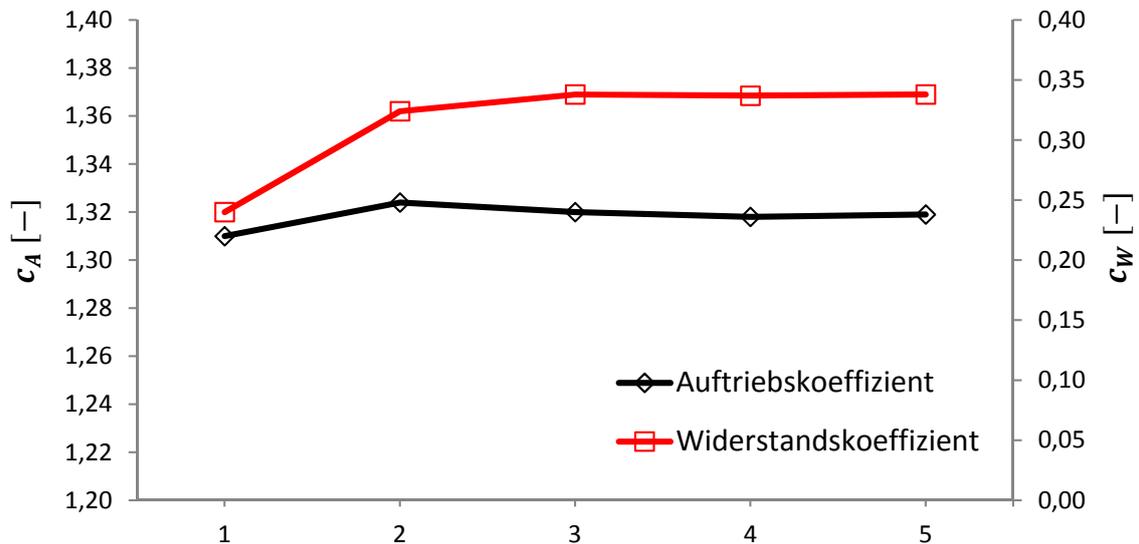


Abbildung 67: Beiwerte in Abhängigkeit der Domaingrößen, 1. Ausgangslage, 2. D1050, 3. D2000, 4. D1200, 5. D1500.

Die Analyse zeigt, dass die Domain D1200 als Wahl geeignet scheint, da sie im Vergleiche zu D1500 und D2000 geringeren Elemente und Knoten aufweist bei nahezu identischen Ergebnissen der Beiwerte. So kann man von einer Unabhängigkeit der Domaingröße ausgehen. Außerdem wird die Rechenzeit aufgrund der geringeren Anzahl der Elemente und Knoten deutlich reduziert. Diese Domaingröße wird entsprechend auch für die Serrations verwendet.

Tabelle 6: Zusammenfassung der Ergebnisse der Domain D1200 inkl. dimensionsloser Abstände bezogen auf die Sehnenlänge 0,15m.

<b>D1200</b>	<b>Länge</b>	<b>Dimensionslos</b>
	<b>[m]</b>	<b>[-]</b>
Domaingesamtlänge	2,7	18
Domaingesamthöhe	2,4	16
$l_i$	1,2	8
$l_a$	1,2	8
$l_o$	1,5	10

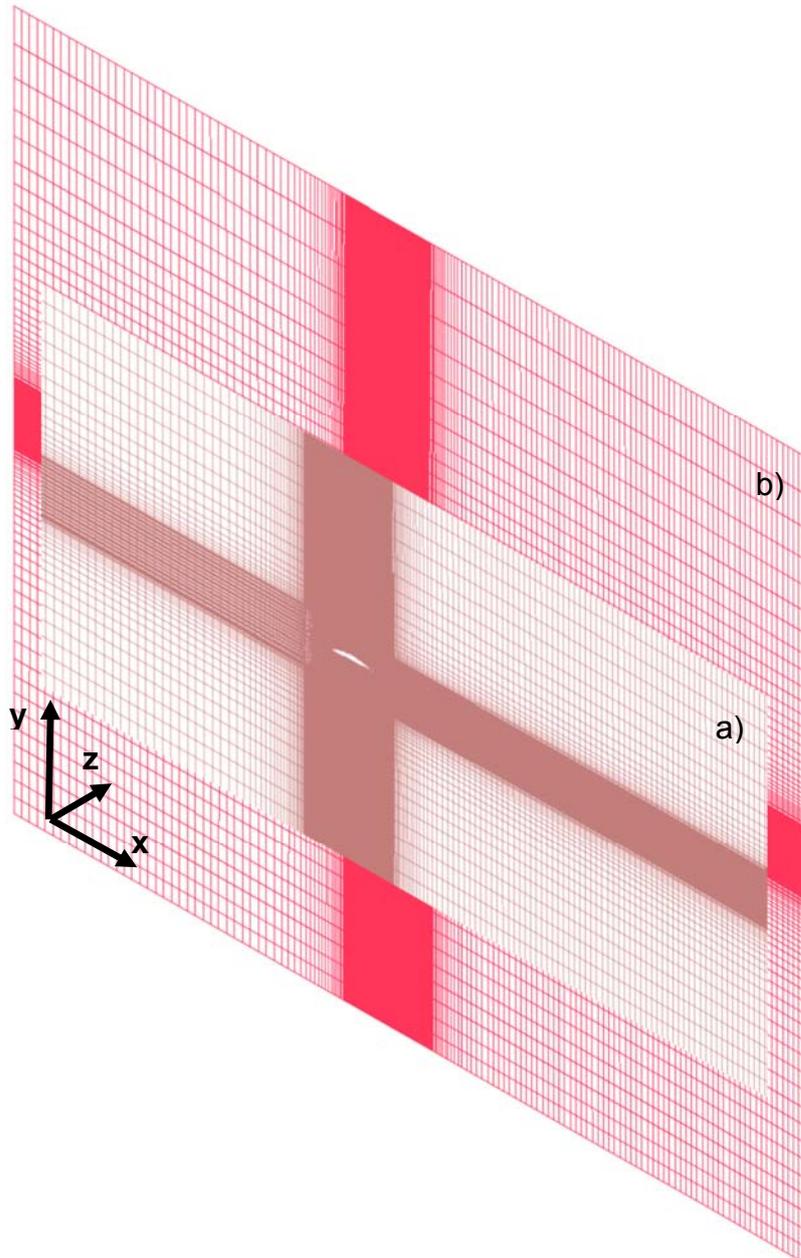


Abbildung 68: Vergleich der Größe der Ausgangsdomain (a) mit gewählter Domain D1200 nach der Untersuchung(b).

## 5.7 Netzunabhängigkeitsstudie

Nachdem die Domaingröße (Tabelle 6) definiert ist, kann eine Netzunabhängigkeitsstudie durchgeführt werden. Wie auch bei der Domainstudie sind die Zielgrößen dieser Netzstudie die Auftriebs- und der Widerstandkoeffizienten und eine Unabhängigkeit ist gegeben, wenn die Lösung der beiden Beiwerte eine Abweichung von kleiner 1 % aufweisen. Bei jeder neuen Netzerzeugung müssen auch auf die drei wichtigen Kenngrößen der Netzqualität, Aspect Ratio, Maximum Dihedral Angle und Volume Change (Kapitel 5.4.2) geachtet werden.

Ausgehend vom Ausgangsnetz wurden die anderen Netze mit Hilfe einer Funktion in ICEM, vor allem im Bereich des Tragflügelprofils (siehe auch Abbildung 57) runter bzw. hochskaliert. In Tabelle 7 sind die verschiedenen Netze für die Netzstudie mit der Netzqualität, mit ihren minimal und maximal Wert, aufgelistet. Alle Netze erfüllen die geforderte Netzqualität.

Tabelle 7: Skalierte Netze mit Netzqualität.

Skalierung	Name	Elemente in Mio.	Knoten in Mio.	Aspect Ratio [Min-Max]	Max Dih. Angle [Min-Max]	Volume Change [Min-Max]
	Ausgangsnetz	3,486	3,581	1,02-167	90-159	0,99-7,82
	Nx0,8	2,252	2,326	1,01-209	90-159	0,99-7,82
Nx0,9	2,827	2,911	1,02-186	90-159	0,99-7,82	
Nx1,1	4,095	4,198	1,03-164	90-159	0,99-7,10	
Nx1,2	4,757	4,869	1,02-179	90-159	0,99-3,43	

Die Ergebnisse der Netzstudie sind in Tabelle 8 dargestellt und in Abbildung 69 grafisch veranschaulicht.

Tabelle 8: Ergebnisse der Untersuchung zum Einfluss der Netze auf die Lösung am BSLN.

	Name	Auftriebs- beiwert $c_A$	Abwei- chung [%]	Widerstands- beiwert $c_W$	Abwei- chung [%]
1	Nx0,8	1,2920		0,3327	
2	Nx0,9	1,3122	1,56	0,3406	2,37
3	Ausgangsnetz	1,3181	0,44	0,3396	0,29
4	Nx1,1	1,3194	0,10	0,3373	0,67
5	Nx1,2	1,3209	0,11	0,3389	0,47

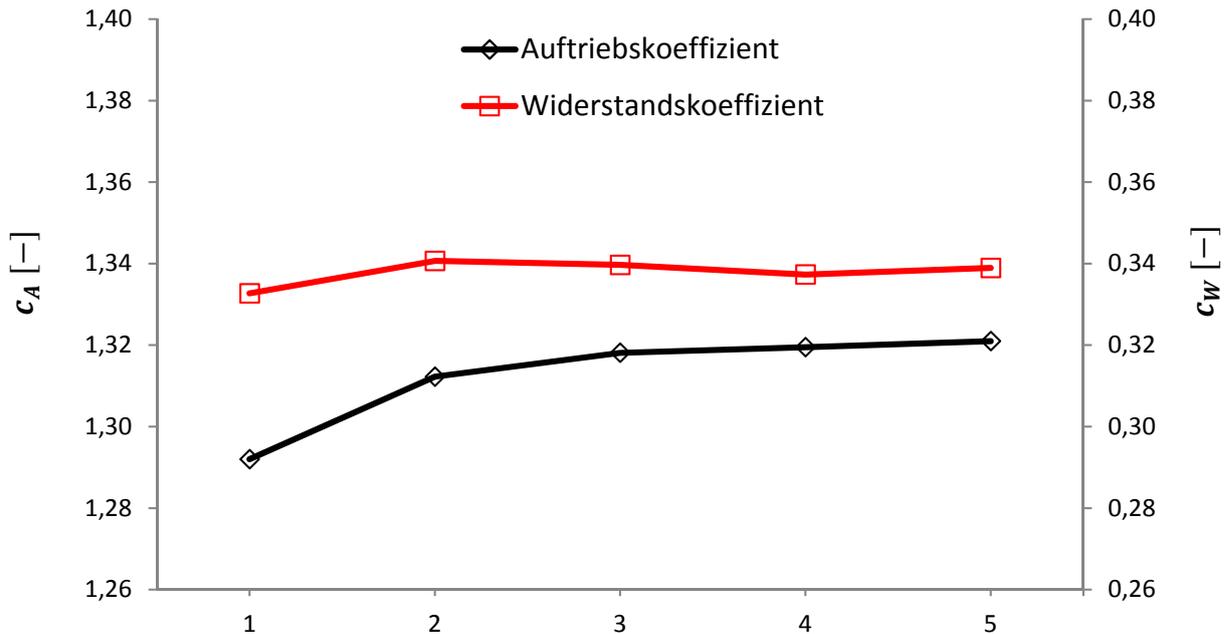


Abbildung 69: Beiwerte in Abhängigkeit der Netze, 1. Nx0,8, 2. Nx0,9, 3. Ausgangsnetz, 4. Nx1,1, 5. Nx1,2 .

Das niedrig skalierten Netze Nx0,8 weist im Vergleich zum Nx0,9 eine noch zu große Abweichung der beiden Beiwerte auf (>1%). Alle anderen Netze zeigen kaum Unterschiede in ihrer Lösung zueinander und liegen in der definierten 1% Grenze. Gewählt wird das Ausgangsnetz, da es in Wandnähe des Tragflügelprofils feiner als das Nx0,9 Netz aufgelöst ist. Außerdem spart man mit der deutlich geringeren Anzahl der Knoten- und Elemente Rechenzeit im Vergleich zu den höher skalierten Netzen Nx1,1 und Nx1,2. Daher wird das Ausgangsnetz als Basis für die Erstellung der Netze für die Serrations gewählt.

## 5.8 Vernetzung der Serrations

Mit dem Festlegen der Domaingröße und der Dimension des Netzes (Anzahl Elemente und Knoten) können die Serrations vernetzt werden unter Berücksichtigung der Netzqualität. Bei den Serrations kann aufgrund ihrer Form bei der Vernetzung die Symmetrie ausgenutzt werden. Deshalb wird nur eine halbe Wellenlänge (Abbildung 70) vernetzt. Nachdem Erzeugen des Netzes kann die andere Hälfte im Pre- Processing dupliziert werden.

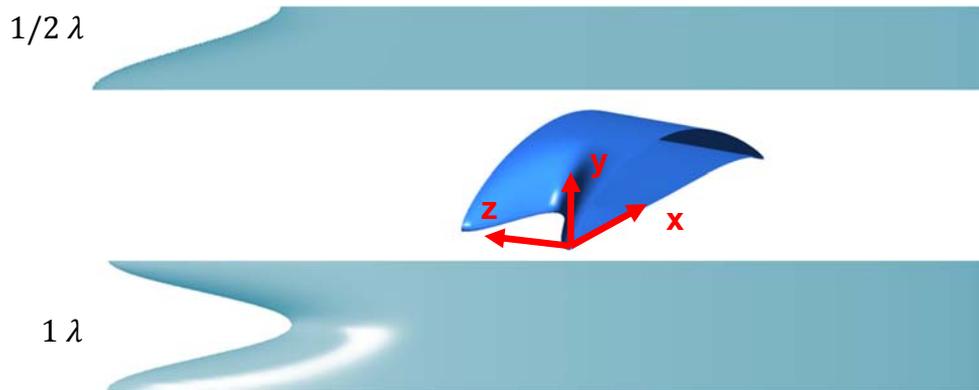


Abbildung 70: Serration, oben halbe Wellenlänge, unten mit einer ganzen Wellenlänge.

Einen Anteil an der großen Knoten- und Elementenanzahl hat die Vernetzung in die Richtung der Tragflügelbreite (z-Achse). Um die Serrations mit dem BSLN vergleichen zu können, soll das Netz aus der Netzstudie nahezu beibehalten werden. Die einzigen Änderungen sind die Vernetzung um die Amplitude und die Netzpunkte in z-Richtung bzw. Profilbreite (halbe Wellenlänge). Tabelle 9 zeigt die Änderung der Knoten- und Elementenanzahl in Abhängigkeit der Netzpunkte in z- Richtung.

Tabelle 9: Serrations, Anzahl der Knoten und Elemente nach Vernetzung bei halber Wellenlänge.

	Breite [mm]	Knoten	Elemente	Netzpunkte in
	$1/2 \lambda$	bei $1/2 \lambda$	bei $1/2 \lambda$	z-Richtung
		[Mio.]	[Mio.]	
<b>BSLN</b>	45 ( $1\lambda$ )	3,581	3,486	60
<b>A12<math>\lambda</math>26</b>	13,15	1,142	1,068	18
<b>A29<math>\lambda</math>26</b>	13,15	1,202	1,125	18
<b>A45<math>\lambda</math>26</b>	13,15	1,202	1,125	18
<b>A29<math>\lambda</math>45</b>	22,50	1,791	1,713	30
<b>A29<math>\lambda</math>7.5</b>	3,75	0,594	0,529	10

Tabelle 10 zeigt die Netzqualität der Serrations nach dem Vernetzen. Dabei soll Aspect Ratio < 1000, Max Dihedral Angle < 160° und Volume Change < 12 angestrebt werden.

Tabelle 10: Netzqualität Serration und BSLN.

	<b>Aspect Ratio</b>	<b>Max Dihedral Angle</b>	<b>Volume Change</b>
	<b>[Min-Max]</b>	<b>[Min-Max]</b>	<b>[Min-Max]</b>
<b>BSLN</b>	1,02 - 167	90 - 159	0,999 - 7,82
<b>A12λ26</b>	1,00 - 313	90 - 159	0,996 - 9,45
<b>A29λ26</b>	1,00 - 281	90 - 166	0,986 - 3,82
<b>A45λ26</b>	1,00 - 861	90 - 171	0,986 - 8,27
<b>A29λ45</b>	1,00 - 263	90 - 159	0,992 - 7,01
<b>A29λ7.5</b>	1,01 - 934	90 - 176	0,987 - 9,25

Es fällt auf, dass die Anforderungen an die Netzqualität zum größten Teil erfüllt werden. Abweichungen treten nur bei den Serrations A26λ26, A45λ26 und A29λ7.5 beim Max Dihedral Angle auf. Dies liegt an der vergleichsweise großen Amplitude zur relativ schmalen Wellenlänge (Vgl. Abbildung 53). An dieser Stelle weist die Amplitude eine große Steigung auf (Serrationflanke), so dass der maximal Wert des Max Dihedral Angle von 160° überschritten wird (siehe Abbildung 71). Diese Überschreitung des Max Dihedral Angle kann, muss aber nicht zwingend zu falschen Ergebnissen führen. Nur muss bei der Auswertung der Ergebnisse darauf geachtet werden.



Abbildung 71: Amplitude im Verhältnis zur halben Wellenlänge, hier beim A29λ7.5.

Tabelle 11 zeigt wie viele Elemente das Kriterium des Max Dihedral Angle bei den oben drei genannten Serrations nicht erfüllen.

Tabelle 11: Elemente größer 160° beim Max dihedral angel.

	Max Dihedral Angle	Anzahl
	≥160°	Elemente
<b>A29λ26</b>	160 - 166	451
<b>A45λ26</b>	160 - 171	2894
<b>A29λ7.5</b>	160 - 176	11899

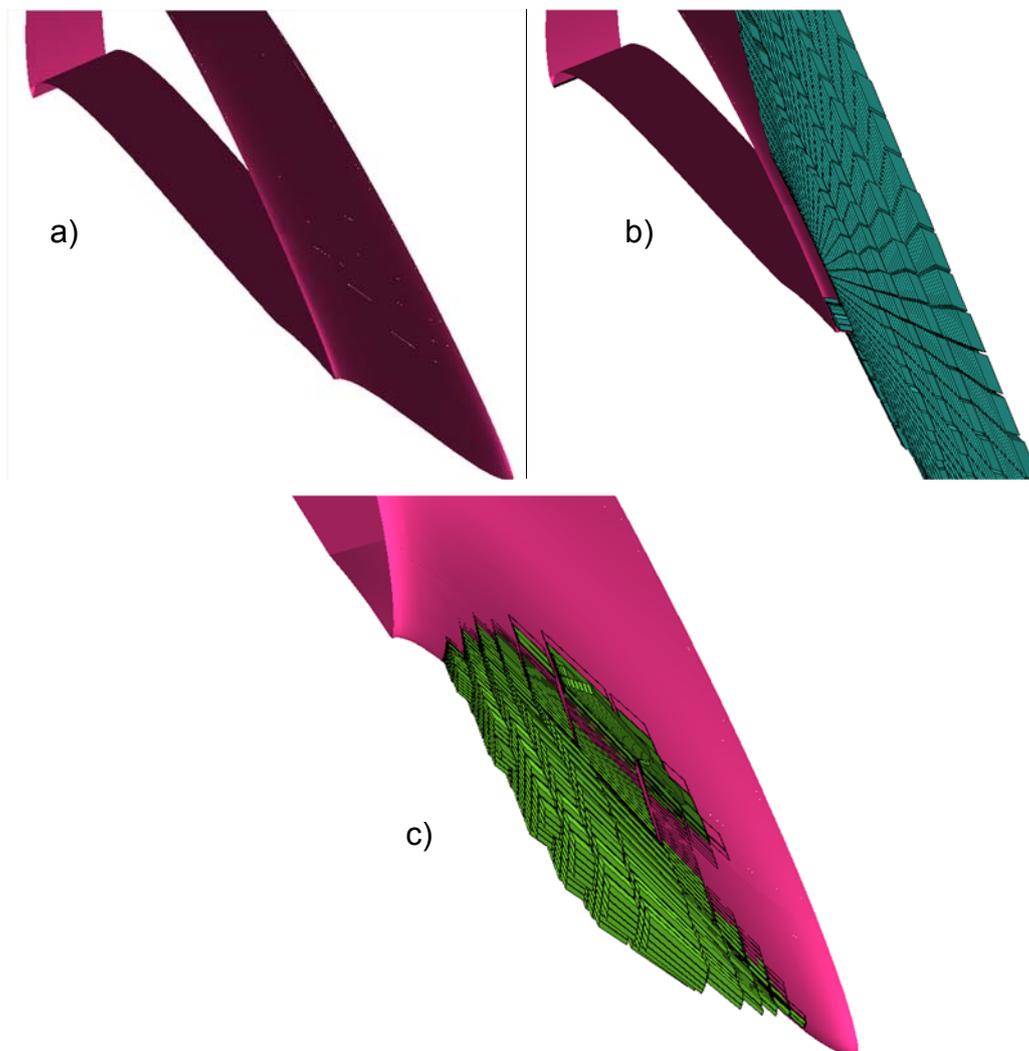


Abbildung 72: Elemente größer 160° beim Max Dihedral Angle, a) A29λ7.5 ohne dargestellten Elementen, b) A29λ7.5 mit 11899 Elementen, c) A45λ26 mit 2894 Elementen.

## 6 Ergebnisse

Mit den feststehenden Rechnernetzen der BSLN und der Serrations können die Simulationen im Pre- Processing vorbereitet werden. Dabei müssen die Serrations jeweils dupliziert werden. So erhält man aus der halben eine ganze Wellenlänge. Nur der A29 $\lambda$ 7.5 wird auf zwei Wellenlängen dupliziert, um mögliche 3D-Effekte feststellen zu können. Mit der Duplikation erhöhen sich die Knoten- und Elementenanzahl um ca. das Doppelte. In Tabelle 12 sind die Anzahl der Elemente und Knoten nach dem duplizieren angegeben.

Tabelle 12: Anzahl Knoten und Elemente bei ein bzw. zwei Wellenlängen.

	Breite [mm]	Knoten bei	Elemente bei
	1 $\lambda$	1 $\lambda$ [Mio.]	1 $\lambda$ [Mio.]
<b>BSLN</b>	45,0	3,581	3,486
<b>A12<math>\lambda</math>26</b>	26,3	2,220	2,136
<b>A29<math>\lambda</math>26</b>	26,3	2,338	2,250
<b>A45<math>\lambda</math>26</b>	26,3	2,338	2,225
<b>A29<math>\lambda</math>45</b>	45,0	3,522	3,427
<b>A29<math>\lambda</math>7.5</b>	15 (2 $\lambda$ )	2,197 (2 $\lambda$ )	2,116 (2 $\lambda$ )

Die Einstellungen der Randbedingungen sind in Tabelle 13 dargestellt. Diese gelten für alle Serrations und den BSLN

Tabelle 13: Einstellungen im Pre- Processing.

<b>Allgemeine Einstellungen</b>		
Simulationstyp	Steady State	
Turbulenzmodell	SST	
Transitionsmodell	Gamma Theta Model	
Diskretisierungsverfahren	High Resolution	
<b>Inlet (Zuströmrand)</b>		
kart. Geschw.-Komponenten	U= Strömungsgeschwindigkeit in X-Richtung (Angaben in Expressions, siehe Kaptitel 5.6)	
	V= Strömungsgeschwindigkeit in Y-Richtung (Angaben in Expressions, siehe Kaptitel 5.6)	
	W= 0, Strömungsgeschwindigkeit in Z-Richtung	
Turbulenzgrad	Tu= 6,5%	Ziel, Tu = 5% an Vorderkante bei 1,2m Abstand vom Inlet
Eddy Viscosity Ratio	1000	
Temperatur	20°C	
<b>Opening (Abströmrand)</b>		
Temperatur	20°C	
<b>Interface (translatorischer periodischer Rand)</b>		
Interface Typ	Fluid Fluid	
Interface Models	Translational Periodicity	
<b>Wand (Tragflügelprofil)</b>		
Wandtyp	No Slip Wall	
Wandrauigkeit	Smooth Wall	

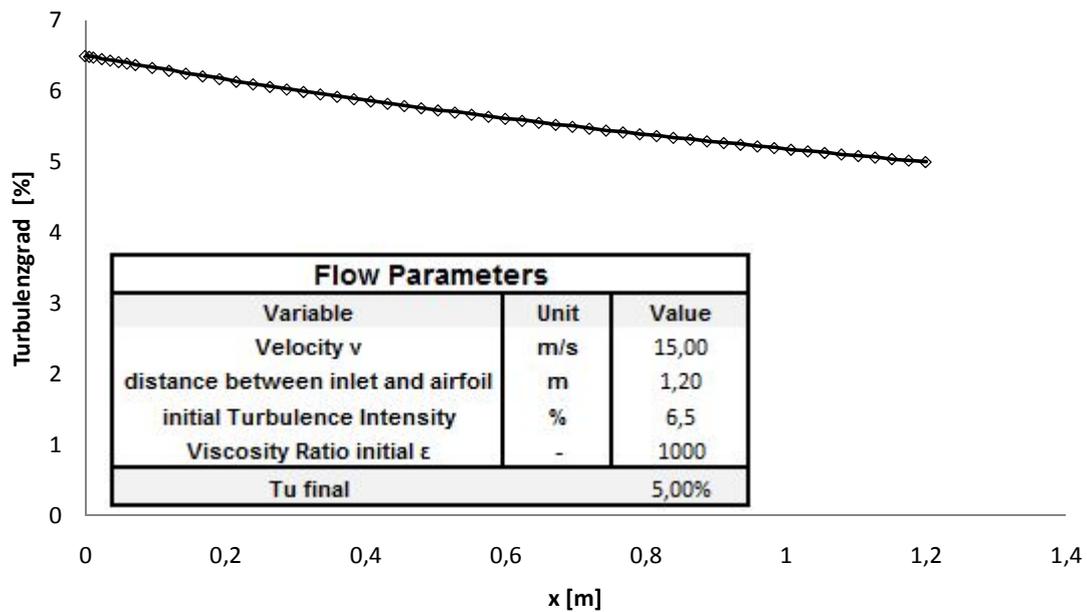


Abbildung 73: Turbulenzgrad 5 % in Abhängigkeit der Lauflänge  $x$  bei  $\epsilon_{visko} = 1000$ .

Die Bestimmung des Auftriebs- und Widerstandsbeiwert erfolgt mit den "User Expressions" aus Kapitel 5.6, Abbildung 65. Bei allen Simulationen sind die einzigen Änderungen der Anstellwinkel und die Fläche der jeweiligen Serrations. Aufgrund der Verzahnung an der Vorderkante der Serrations fällt die Gesamtfläche des Tragflügels relativ zum BSLN kleiner aus (Abbildung 74, schraffierte Fläche). Dadurch würde sich nach Gl. 10 und 11 der Auftriebs- und Widerstandsbeiwert für die Serrations erhöhen. Um Ergebnisse der Serrations mit dem BSLN vergleichen zu können, wird als Fläche der gesamte Spann (eine Wellenlänge  $\lambda$ ) multipliziert mit der maximalen Sehnenlänge ( $c = 0,15m$ ) definiert. Es ergibt sich also eine zu BSLN identische Bezugsfläche.

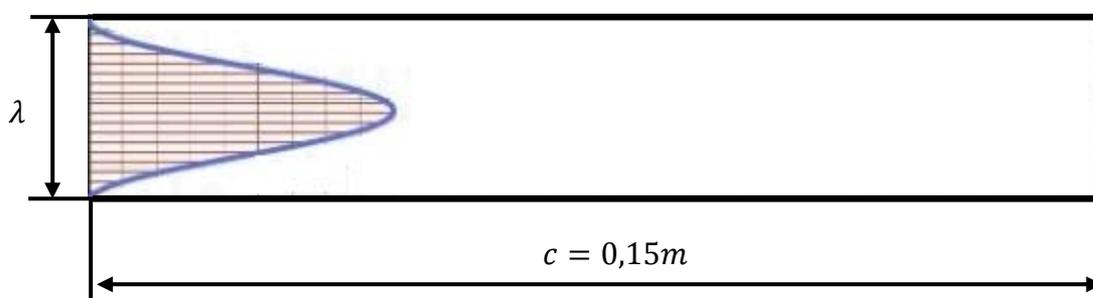


Abbildung 74: Serration mit schraffierter Fläche an der Vorderkante, welche zur Bestimmung von Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte nicht berücksichtigt wird.

## 6.1 Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte

Die Ergebnisse der numerisch bestimmten Auftriebsbeiwerte in Abhängigkeit der Amplitude sind in Abbildung 75 dargestellt. Mit steigender Amplitude  $A$  bei konstanter Wellenlänge  $\lambda$  sinken die Auftriebsbeiwerte bei positiven Anstellwinkeln, primär im Post-Stall. Der kritische Anstellwinkel liegt bei allen drei Serrations bei ca.  $12^\circ$ . Jedoch fallen die Auftriebsbeiwerte des A12 $\lambda$ 26 im Post-Stall Bereich im Vergleich zu den anderen Serrations stärker ab und mit zunehmender Amplitude verflacht das Abfallen der Auftriebsbeiwerte gemäßiger. Bei negativer Anstellung weisen die Auftriebsbeiwerte von Serrations und BSLN ähnliche Werte auf.

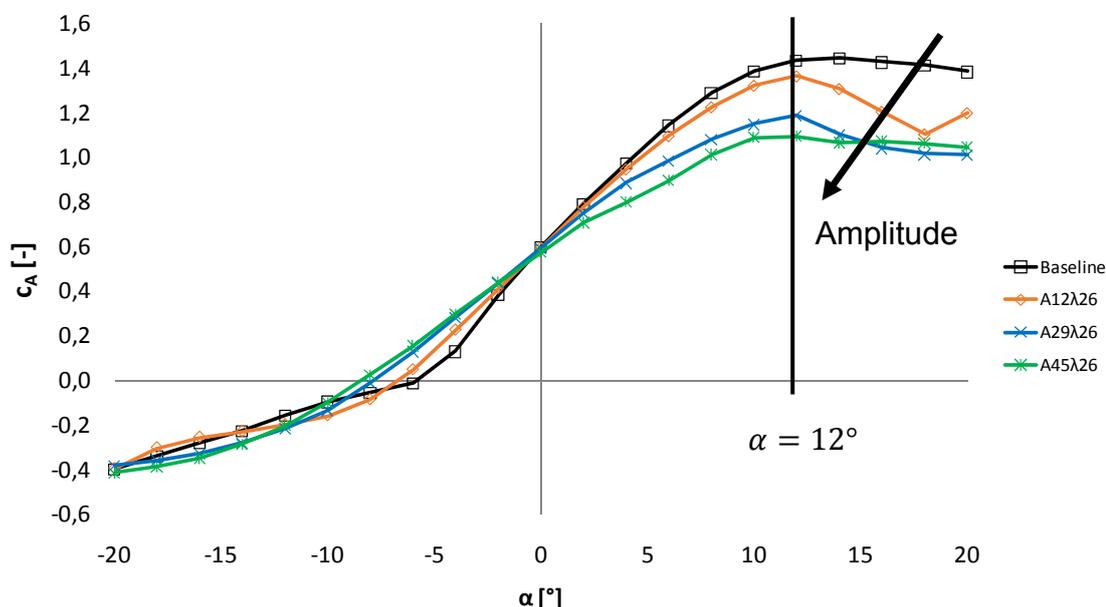


Abbildung 75: Auftriebsbeiwerte bei variierender Amplitude der Serrations, dargestellt über AoA. Numerische stationäre Ergebnisse.

In Abbildung 76 sind die numerisch bestimmten Auftriebsbeiwerte in Abhängigkeit der Wellenlänge bei konstanter Amplitude dargestellt. Bei positiver Anstellung des Profils liegen die Beiwerte nahezu in der gleichen Größenordnung. Für die Serrations sowohl im Pre- als auch im Post-Stall-Bereich. Im negativen Bereich erhöht sich der Abtrieb mit zunehmender Wellenlänge.

Zusammengefasst zeigt die Amplitude als Geometrieparameter der Serrations einen signifikanten Einfluss auf die Auftriebsbeiwerte im positiven Anstellwinkelbereich während die Wirkung der Serrations mit variabler Wellenlänge im positiven Bereich vernachlässigbar scheint und Einflüsse im negativen Anstellwinkelbereich feststellbar sind.

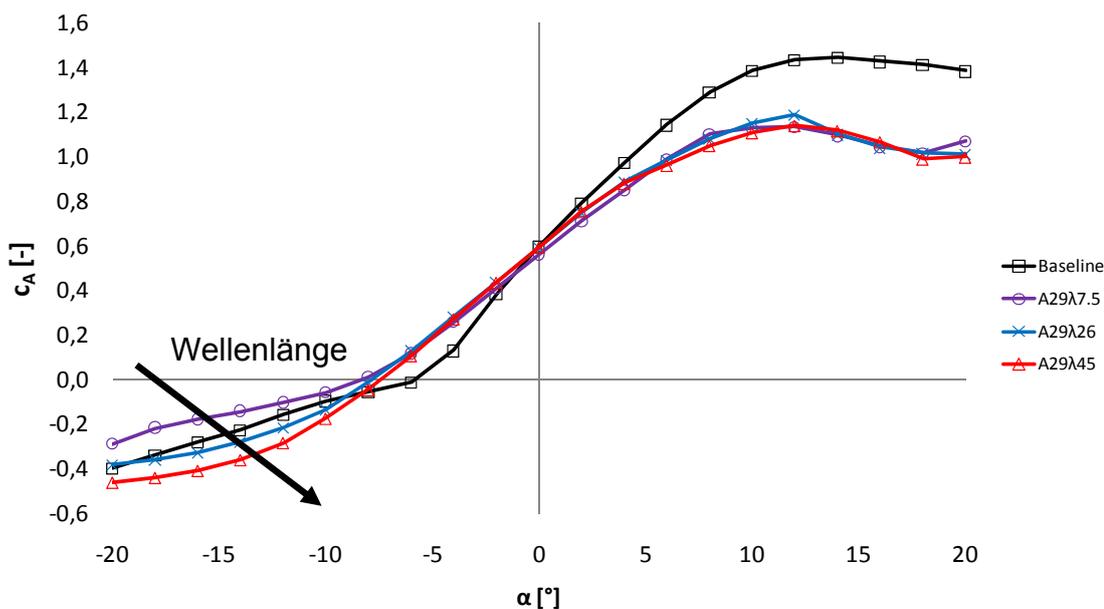


Abbildung 76: Auftriebsbeiwerte bei variierender Wellenlänge der Serrations.

Vergleicht man die numerischen Widerstandsbeiwerte in Abbildung 77, so fällt auf, dass im sich Bereich bis  $\pm 4^\circ$  die Werte ähneln. Darüber hinaus steigen die Widerstandsbeiwerte mit Erhöhung der Amplitude. Jedoch ist der Unterschied von  $A29\lambda 26$  zu  $A45\lambda 26$  geringer als zu  $A12\lambda 26$ . Im negativen Bereich ist es umgekehrt. Mit Erhöhung der Amplitude sinkt der Widerstandsbeiwert.

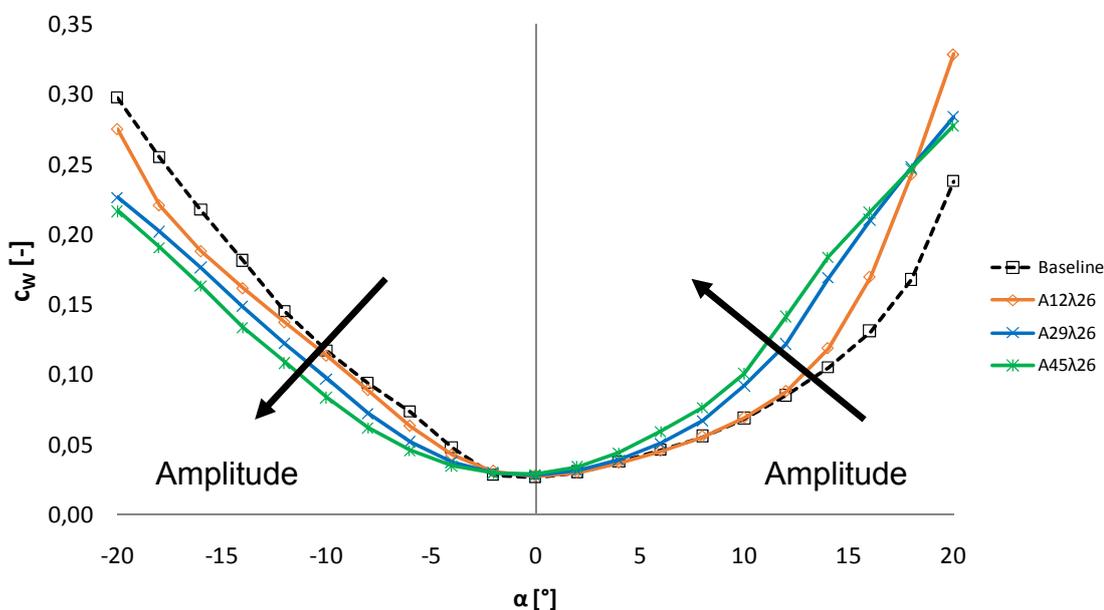


Abbildung 77: Widerstandsbeiwerte bei variierender Amplitude der Serrations.

Während Abbildung 77 die Widerstandsbeiwerte bei Variation der Amplitude darstellte, zeigt die nachfolgende Abbildung 78 die Widerstandsbeiwerte bei

variablen Wellenlängen. Auch hier liegen die Werte bis  $\pm 4^\circ$  Anstellung in ähnlicher Größenordnung. Der Widerstand erhöht sich mit größer werdender Wellenlänge bei höheren Anstellwinkeln. Dies ist für die positive sowie negative Anstellung des Winkels der Fall.

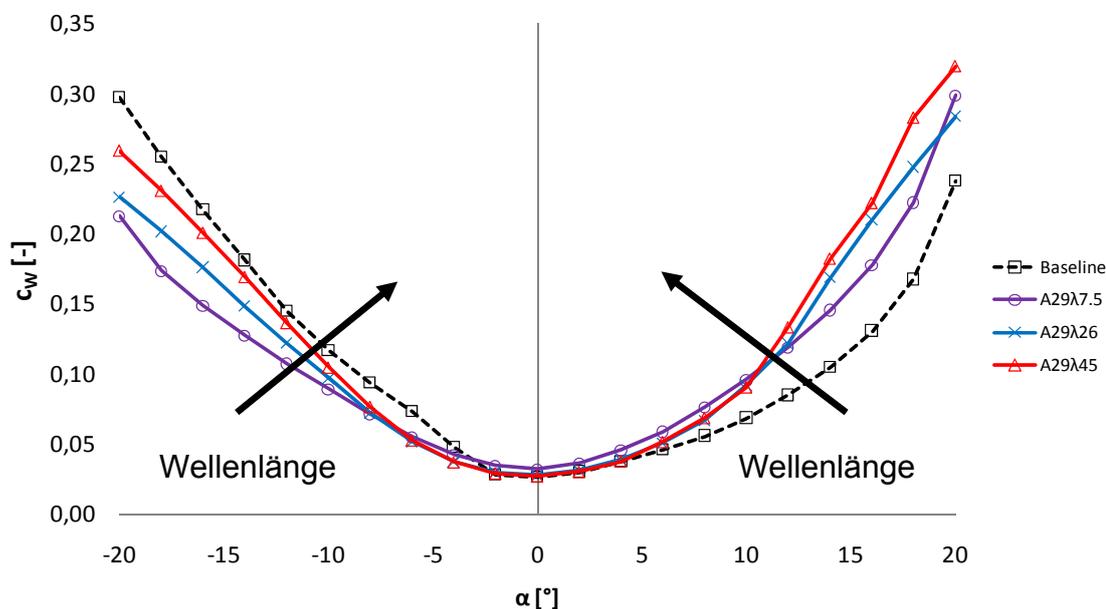


Abbildung 78: Widerstandsbeiwerte bei variabler Wellenlänge der Serrations.

In Abbildung 79 ist das Verhältnis des Auftriebs- zum Widerstandsbeiwertes in Abhängigkeit des Anstellwinkels für alle Serrations dargestellt (auch als Gleitzahl definiert). Die A12 $\lambda$ 26 Serration weist ähnlich große Gleitzahlen wie der BSLN und damit größere als bei den restlichen Serrations auf. Während sich die Gleitzahlen der Serrations ab etwa  $\alpha > 6^\circ$  kaum unterscheiden, sind die Veränderung bei  $\alpha \leq 6^\circ$  deutlicher. Mit steigender Amplitude bei konstanter Wellenlänge verringert sich die Gleitzahl während bei konstanter Amplitude und veränderten Wellenlänge die Gleitzahl nahezu gleich bleibt. Bei negativer Anstellung sind kaum Veränderungen festzustellen. Ab etwa  $-10^\circ$  sind die Gleitzahlen nahezu konstant.

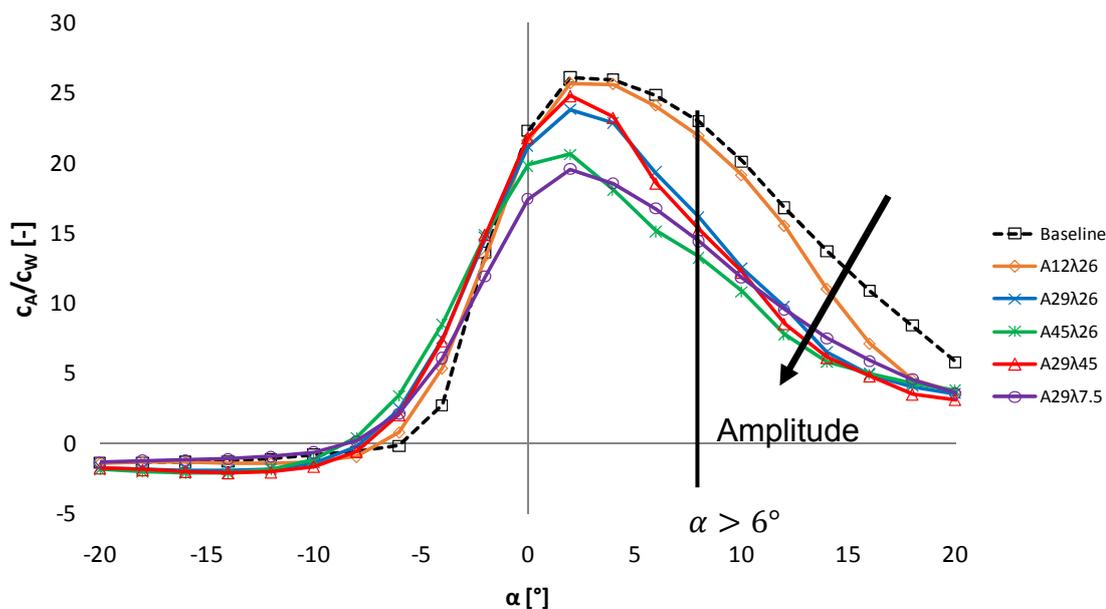


Abbildung 79: Verhältnis des Auftriebs- zum Widerstandsbeiwert, definiert als Gleitzahl.

### 6.1.1 Vergleich Auftriebsbeiwerte bei zweifacher Wellenlänge

Abbildung 80 zeigt die numerischen Auftriebsbeiwerte bei einer und zweifacher Wellenlänge bei drei verschiedenen Serrations, um eventuelle 3D-Effekte ausschließen zu können. Im kompletten negativen Bereich bis zum positiven Abstrichwinkel sind keine bis minimalen Veränderungen festzustellen. Erst im Post-Stall-Bereich weichen die Auftriebsbeiwerte geringfügig ab. Dieser Unterschied ist durch möglicherweise auftretende 3-D Effekten (z.B. Interaktionen) im Post-Stall-Bereich zu erklären. Zusammengefasst hat die Verdoppelung der Wellenlänge im Pre-Stall nahezu keinen Einfluss auf die Ergebnisse, während im Post-Stall geringfügige Abweichungen festzustellen sind.

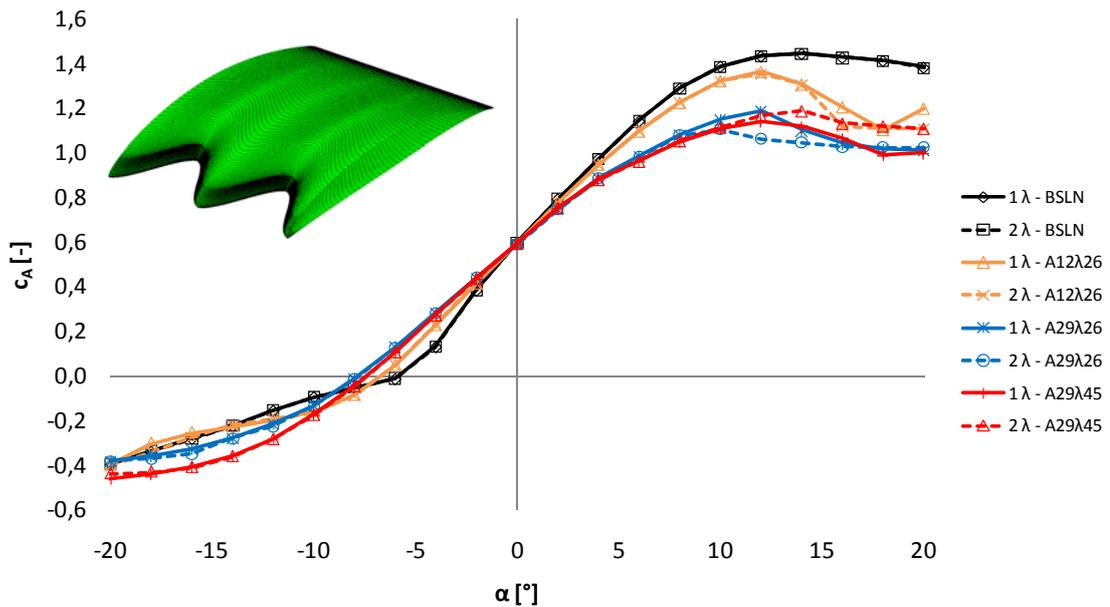


Abbildung 80: Vergleich Serrations bei einer und doppelter Wellenlänge.

### 6.1.2 Vergleich Auftriebsbeiwerte bei genauer Fläche

Wie Anfangs des 6. Kapitels erwähnt, ist die Fläche der Serrations definiert als das Produkt aus Breite und maximaler Sehnenlänge. Dies war nötig um die Serrations untereinander und mit der BSLN vergleichen zu können.

In diesem Kapitel werden die Auftriebsbeiwerte der Serrations mit den Auftriebsbeiwerten berechnet auf Basis der tatsächlichen Fläche (variierende Sehnenlänge) verglichen. Aus den Geometrieparametern der Serrations (Amplitude und Wellenlänge) lässt sich eine Sinusfunktion bilden. Integriert man die Sinusfunktion bei einer Wellenlänge der jeweiligen Serrations und zieht das Ergebnis von der Fläche mit der maximalen Sehnenlänge ab, so erhält man die tatsächliche Fläche. Abbildung 81 zeigt den Flächeninhalt der A12 $\lambda$ 26 Serration nach dem Integrieren bei einer Wellenlänge.

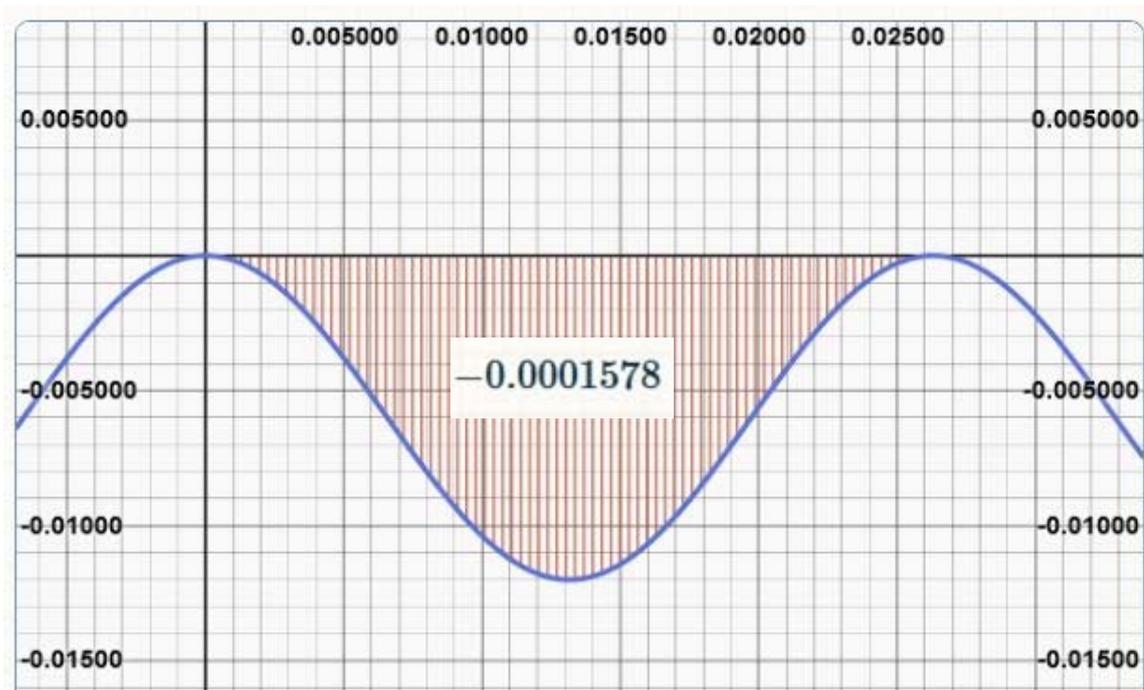


Abbildung 81: Flächeninhalt des A12λ26

Die Werte der Flächen für die Serrations sind in Tabelle 14 dargestellt. Der A29λ7.5 wird mit der 2-fache Wellenlänge berechnet.

Tabelle 14: Exakte Fläche der Serrations.

[mm <sup>2</sup> ]	A12λ26	A29λ26	A45λ26	A29λ45	A29λ7.5
<b>Maximale Fläche</b>	3945	3945	3945	6750	2250
<b>abzuziehend Fläche</b>	157,8	381,35	591,75	652,5	217,5
<b>tatsächliche Fläche</b>	3787,2	3563,65	3353,25	6097,5	2032,5

Verwendet man in Gl. 10 aus Kapitel 2.6 für den Auftriebsbeiwert die tatsächliche Fläche, so erhöhen sich, bei positiven Auftriebskräften, die Auftriebsbeiwerte geringfügig. Dies ist für drei Serrations in Abbildung 82 dargestellt.

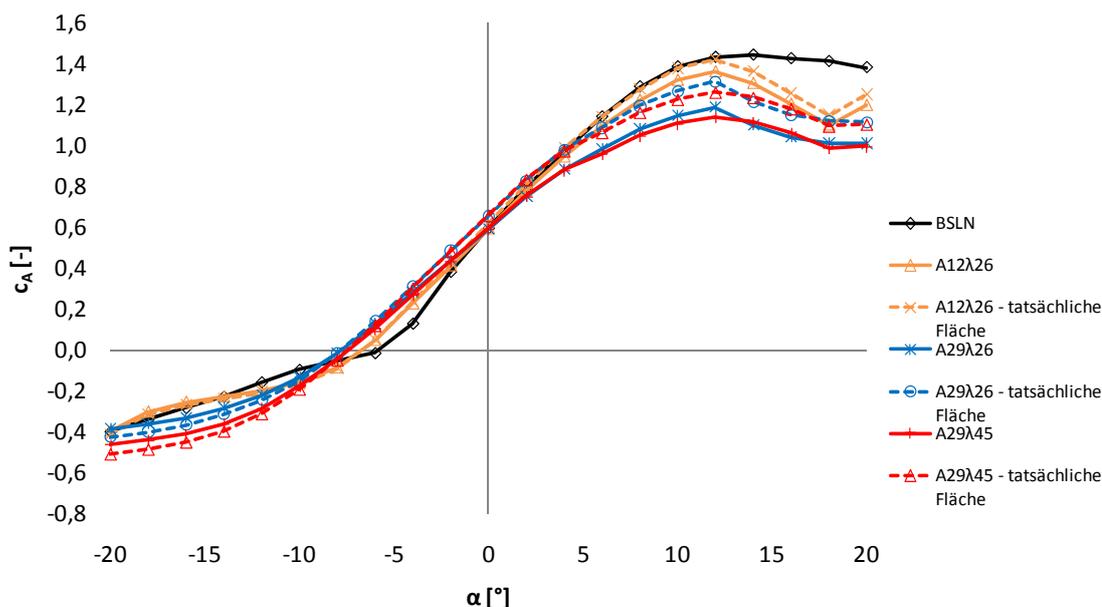


Abbildung 82: Vergleich Auftriebsbeiwerte mit tatsächlicher Fläche.

### 6.1.3 Vergleich numerisch und experimentell ermittelter Auftriebsbeiwerte

Vergleicht man die numerisch ermittelten mit experimentellen Auftriebsbeiwerten wie in Abbildung 83 und Abbildung 84 gezeigt, so fällt auf, dass sich im Pre-Stall-Bereich die Werte nur geringfügig unterscheiden. In diesem Bereich zeigen die numerischen Ergebnisse eine annehmbare Übereinstimmung gegenüber den experimentell ermittelten Auftriebsbeiwerten. Diese Unterschiede sind vermutlich auf die unterschiedlichen Randbedingungen des jeweiligen Versuchsaufbaus zurückzuführen. Im Experiment herrschte ein geringerer Turbulenzgrad, was zu einem verzögerten Umschlag der Grenzschicht führt. Darüber hinaus muss die Wirkung der Begrenzungswände des Windkanals beachtet werden, während dies bei den numerischen Simulationen nicht berücksichtigt wird. Auch die Oberflächengüte des Tragflügelprofils kann eine Rolle spielen.

Im Post-Stall-Bereich sind deutliche Abweichungen zwischen numerischen und experimentellen Auftriebsbeiwerten feststellbar. Jedoch zeigen die Ergebnisse aus Abbildung 84, Variation der Wellenlänge, dass die Auftriebswerte beim A29 $\lambda$ 26 und A29 $\lambda$ 45 eine gute Deckung im Post-Stall-Bereich aufweisen. Der A29 $\lambda$ 7.5 hat die größten Abweichungen, dennoch ist die Form des Verlaufs nahezu ähnlichen. Warum aber der BSLN so eine große Abweichung im Post-Stall aufweist ist schwierig zu benennen. Aber qualitativ kann auf jeden Fall verglichen werden.

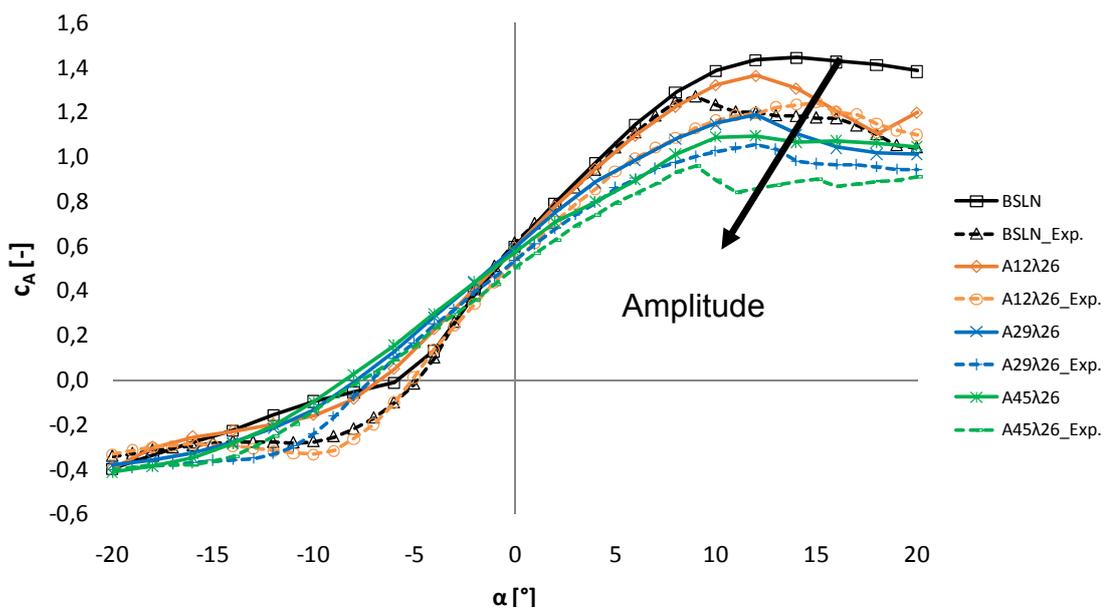


Abbildung 83: Vergleich zwischen numerischen und experimentelle Auftriebsbeiwerten, Variation der Amplitude.

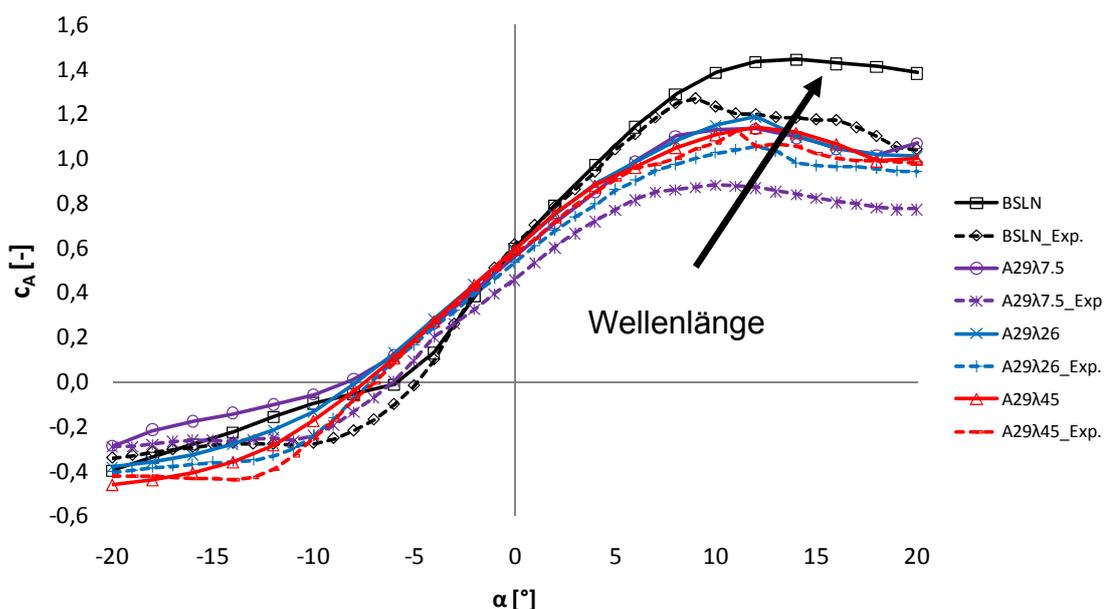


Abbildung 84: Vergleich zwischen numerischen und experimentelle Auftriebsbeiwerten, Variation der Wellenlänge.

#### 6.1.4 Vergleich Auftriebsbeiwerte bei transienter Simulation

Für den Vergleich von stationärer und transienter Simulation, wurden nur der BSLN und der A29λ26 simuliert (Abbildung 85). Dabei wurden folgende Einstellungen verwendet.

Tabelle 15: Einstellungen im Pre- Processing für transiente Simulation.

<b>Allgemeine Einstellungen</b>		
Simulationstyp	Transient	
Turbulenzmodell	SAS-SST	
Schrittweite / Simulationszeit	0,001s / 0,4s (entspricht 400 Iterationsschritten)	
Transitionsmodell	$\gamma$ - $Re\theta$ (Gamma Re-Theta Modell)	
Diskretisierungsverfahren	High Resolution	
Anzahl Schleifen pro Zeitschritt		
Min. / Max.	10 / 15	
<b>Inlet (Zuströmrand)</b>		
kart. Geschw.-Komponenten	U= Strömungsgeschwindigkeit in X-Richtung (Angaben in Expressions, siehe Kaptitel 5.5)	
	V= Strömungsgeschwindigkeit in Y-Richtung (Angaben in Expressions, siehe Kaptitel 5.5)	
	W= 0, Strömungsgeschwindigkeit in Z-Richtung	
Turbulenzgrad	Tu= 6,5%	Ziel, Tu = 5% an Vorderkante bei 1,2m Abstand vom Inlet
Eddy Viscosity Ratio	1000	
Temperatur	20°C	
<b>Opening (Abströmrand)</b>		
Temperatur	20°C	
<b>Interface (translatorischer periodischer Rand)</b>		
Interface Typ	Fluid Fluid	
Interface Models	Translational Periodicity	
<b>Wand (Tragflügelprofil)</b>		
Wandtyp	No Slip Wall	
Wandrauigkeit	Smooth Wall	

Mit Hilfe der transienten (instationären) Simulation sollen die Auftriebsbeiwerte gerade im Post-Stall, wo die Strömung durch die größeren Wirbeln instationär werden, genauer berechnet werden. Während die Ergebnisse im Pre-Stall-

Bereich sich nicht unterscheiden, ändern sich die Auftriebsbeiwerte im Post-Stall-Bereich nur geringfügig. Für den BSLN hat dies kaum Auswirkungen. Bei negativer Einstellung, bei etwa  $-16^\circ$ , sind jedoch deutliche Unterschiede festzustellen. Auch im transienten Fall sind die Abweichungen gegenüber dem experimentellen Fall sehr groß (Post-Stall).

Der A29 $\lambda$ 26 hingegen passt sich im Post-Stall etwas genauer an die experimentellen Beiwerte bei positiver Anstellung des Winkels an. Für aussagekräftigere Ergebnisse sollten die Serrations zukünftig instationär bei evtl. feinerer Schrittweite gerechnet werden, nur im Post-Stall, da die Ergebnisse der transienten Simulation sich besser mit den der experimentellen decken als die stationären.

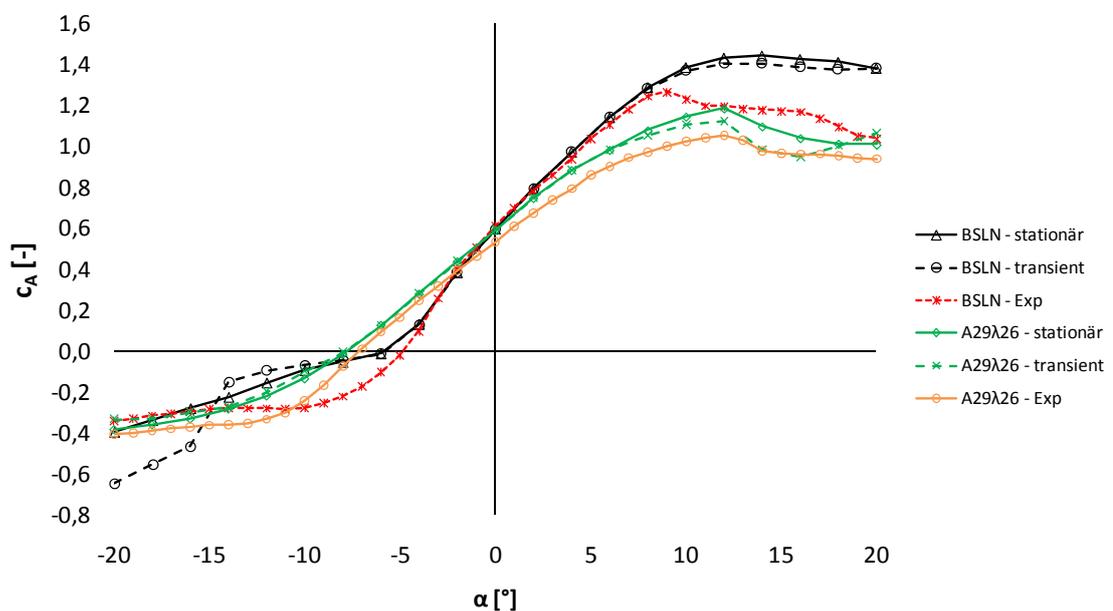


Abbildung 85: Vergleich von stationären und transienten Simulationen mit experimentellen Auftriebsbeiwerten.

## 6.2 Druckverteilung

Für die Auswertung der Druckverteilung der Serrations über die dimensionslose Sehnenlänge  $x/c$  werden drei Bereiche am jeweiligen Profil betrachtet. Diese sind die Spitze (engl. Peak), die mittlere Spitze (engl. Midpeak) und die Wurzel (engl. Trough). Abbildung 86 veranschaulicht diese Einteilung. Abgebildet werden die Druckverläufe der Serrations bei  $\alpha = 0^\circ, 6^\circ, 12^\circ$  und  $20^\circ$ . Zum Abgleich ist der Druckverlauf der BSLN hinzugefügt.

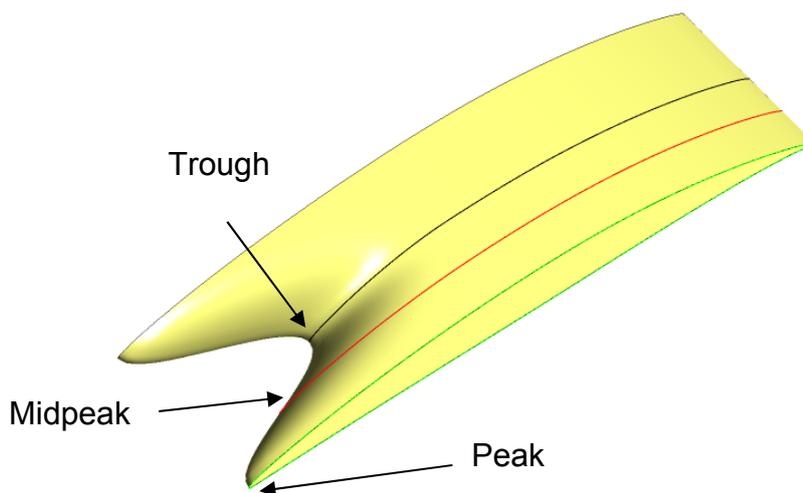


Abbildung 86: Unterteilung der betrachtenden Bereiche über die Spannweite.

### 6.2.1 Spannweitenvergleich A12 $\lambda$ 26

Abbildung 87 zeigt den Druckverlauf des A12 $\lambda$ 26 über die Spannweite bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 0^\circ$ . Bei dieser Anstellung ähnelt der Druckverlauf dieser Serration der BSLN. Der Druck sinkt auf der Saugseite bis etwa  $x/c = 0,5$ . Hier erreicht er sein Druckminimum bevor der Druck wieder ansteigt. Erst bei einer Erhöhung des Anstellwinkels zeigt die Serration des A12 $\lambda$ 26 einen Einfluss auf den Druckverlauf. Hier steigt der maximale Unterdruck auf der Saugseite stetig in Richtung der Wurzel. Der Druckverlauf bzw. Druckbeiwert (Kapitel 2.7) ist ein Indikator für lokale Auftriebsbeiwerte. So weist der Auftriebsbeiwert an der Wurzel den höchsten Auftrieb auf. Bei  $\alpha = 12^\circ$  ist der maximale Unterdruck erreicht. Obwohl die Verzahnung des A12 $\lambda$ 26 die Form der Tragflügelvorderkante bis zu einem Sehnenmaximum  $x/c = 0,08$  auftritt, zeigt sie auf der Saugseite einen signifikanten Einfluss auf die Druckverteilung bis zu einer Entfernung von  $x/c = 0,4$ . Größer  $\alpha = 12^\circ$  bleibt der Unterdruck beim Peak und Midpeak auf einem konstanten Niveau. Hingegen fällt der Unterdruck an der Wurzel ab und erreicht in etwa die Werte wie an den anderen beiden Spannweitenpositionen (Abbildung 90).

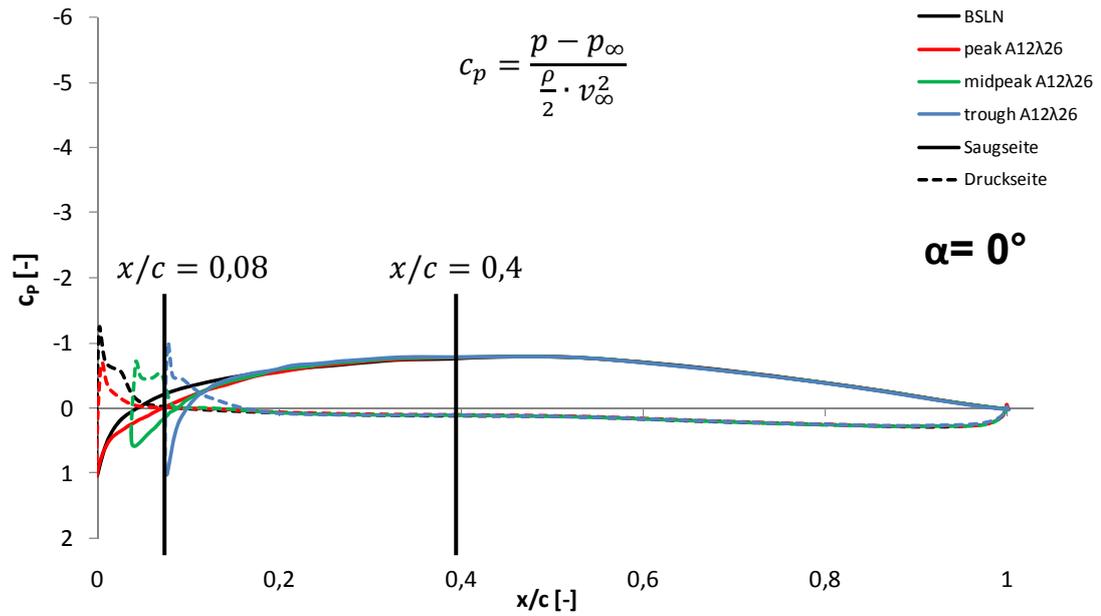


Abbildung 87: Druckverteilung am A12λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 0^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

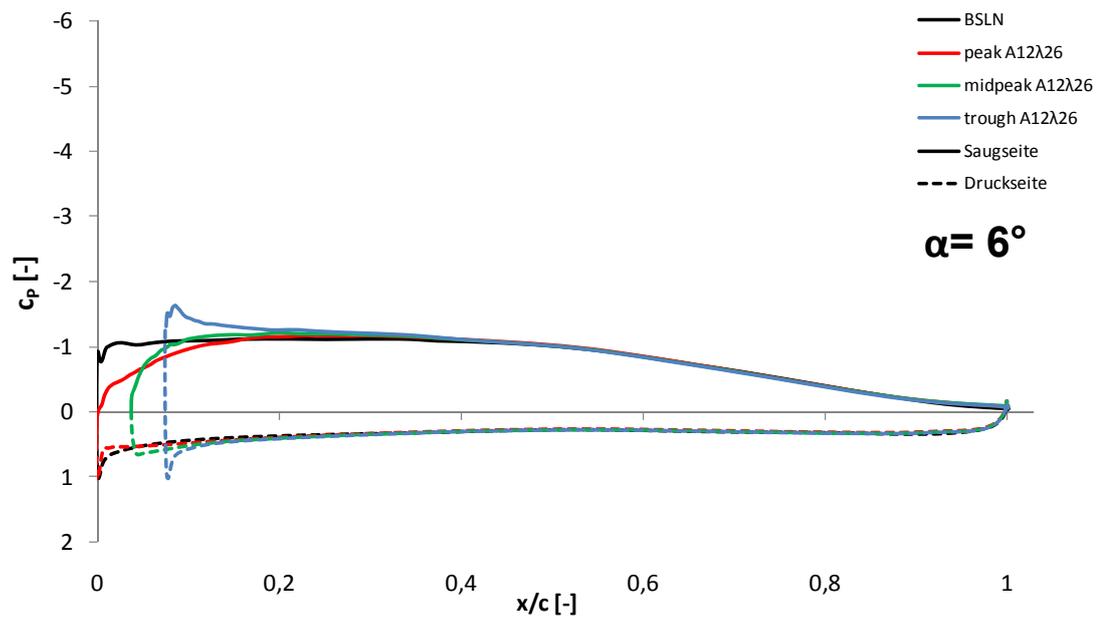


Abbildung 88: Druckverteilung am A12λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 6^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

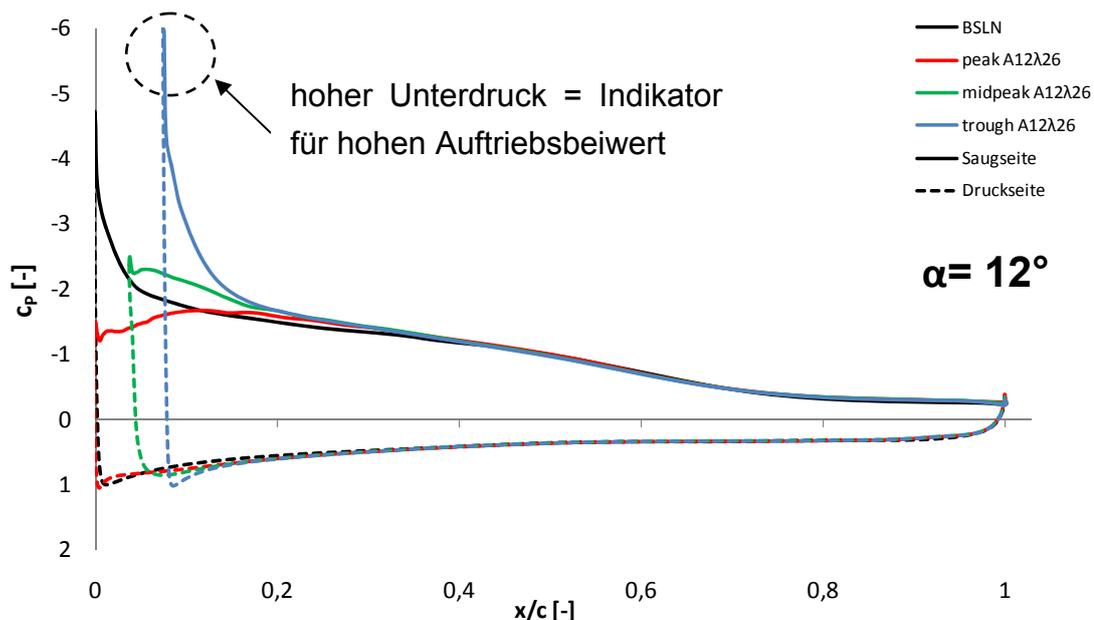


Abbildung 89: Druckverteilung am A12λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 12^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

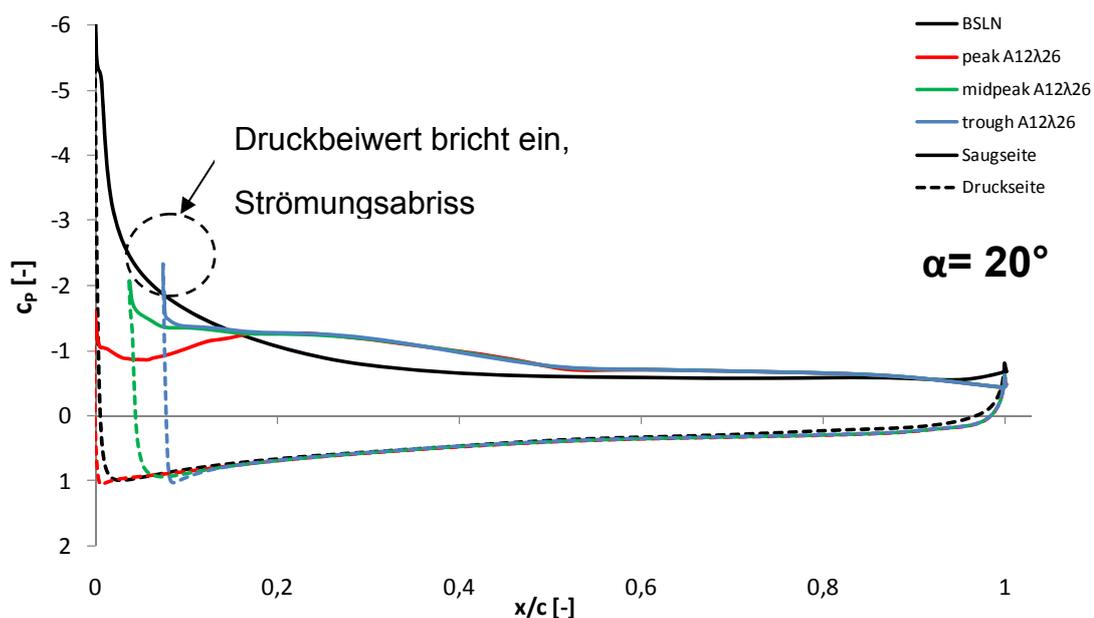


Abbildung 90: Druckverteilung am A12λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

### 6.2.2 Spannweitenvergleich A29λ26

Mit Erhöhung der Amplitude bei konstanter Wellenlänge ist der Einfluss der Veränderung der Tragflügelvorderkante auch bei geringen Anstellwinkeln auf die Druckverteilung erkennbar. Hier ist der Einfluss auf die Druckverteilung bis etwa  $x/c = 0,5$  bei einer Veränderung des Sehnenmaximums bis  $x/c = 0,19$ .

Wie im vorherigen Kapitel erwähnt, steigt auch bei dieser Serration der maximale Unterdruck auf der Saugseite bei Erhöhung des Anstellwinkels stetig in Richtung der Wurzel. Ab etwa  $\alpha = 12^\circ$  ist der maximale Unterdruck erreicht und fällt dann weiter mit Erhöhung des Anstellwinkels (Post-Stall). Bricht der Auftriebsbeiwert, so bricht auch der Druckbeiwert ein.

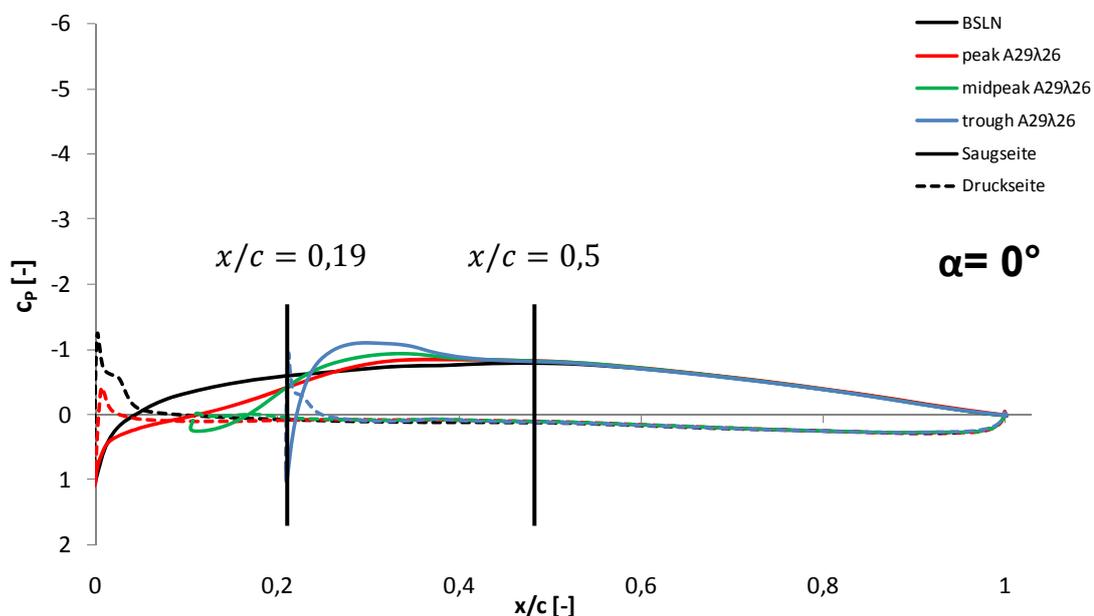


Abbildung 91: Druckverteilung am A29λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 0^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

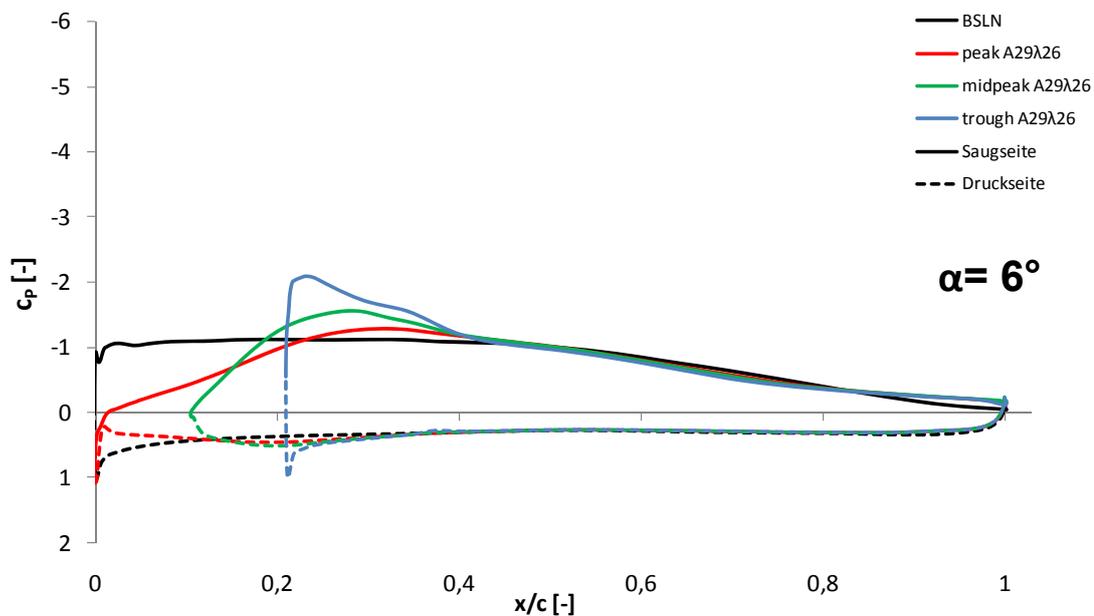


Abbildung 92: Druckverteilung am A29λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 6^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

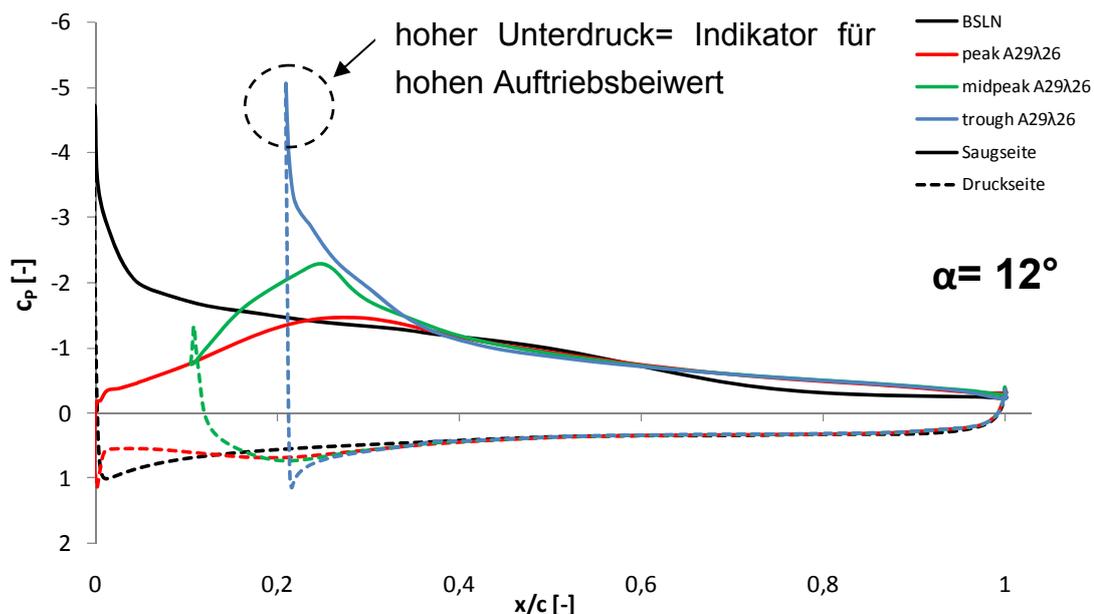


Abbildung 93: Druckverteilung am A29λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 12^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

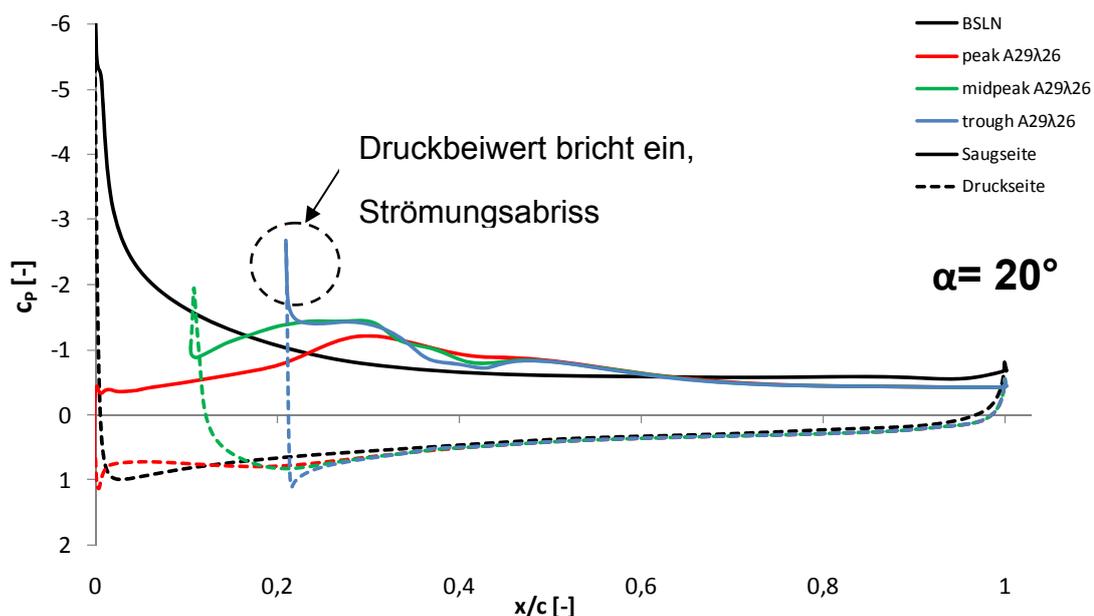


Abbildung 94: Druckverteilung am A29λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

### 6.2.3 Spannweitenvergleich A45λ26

Bei einer noch größeren Veränderung der Amplitude an der Tragflügelvorderkante bis zu einem Sehnenmaximum  $x/c = 0,3$ , wird die Druckverteilung bis etwa  $x/c = 0,6$  beeinflusst. Der Unterdruck an der Wurzel ist größer als bei den beiden Serrations zuvor. D.h., je größer die Amplitude desto größer der maxi-

male Unterdruck. Im Post-Stall hat die Amplitude einen geringfügigen Einfluss auf den Druckverlauf am Midpeak und Trough.

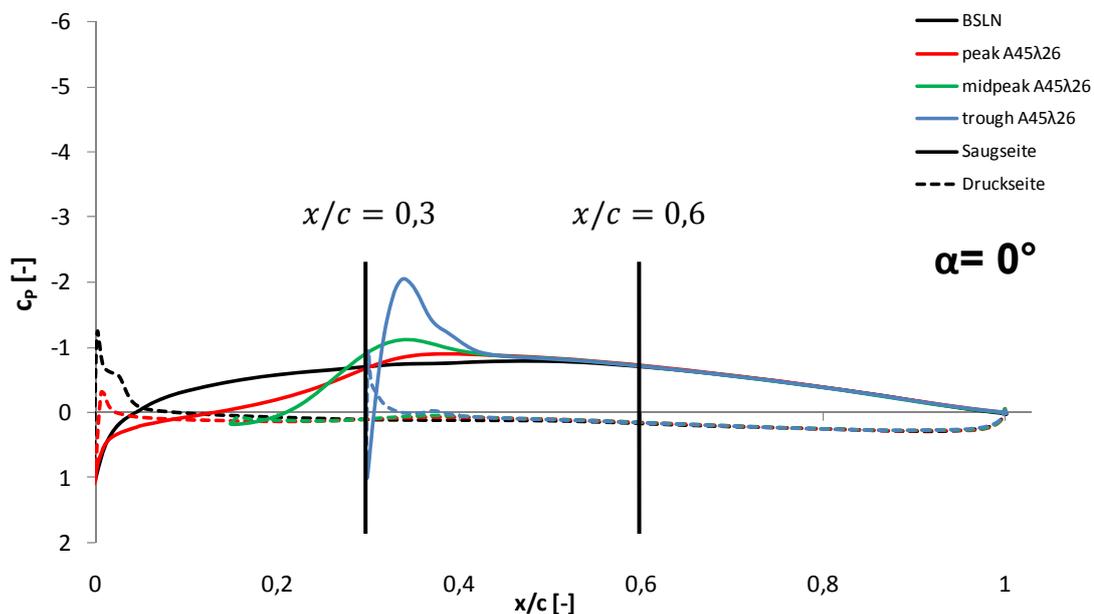


Abbildung 95: Druckverteilung am A45λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 0^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

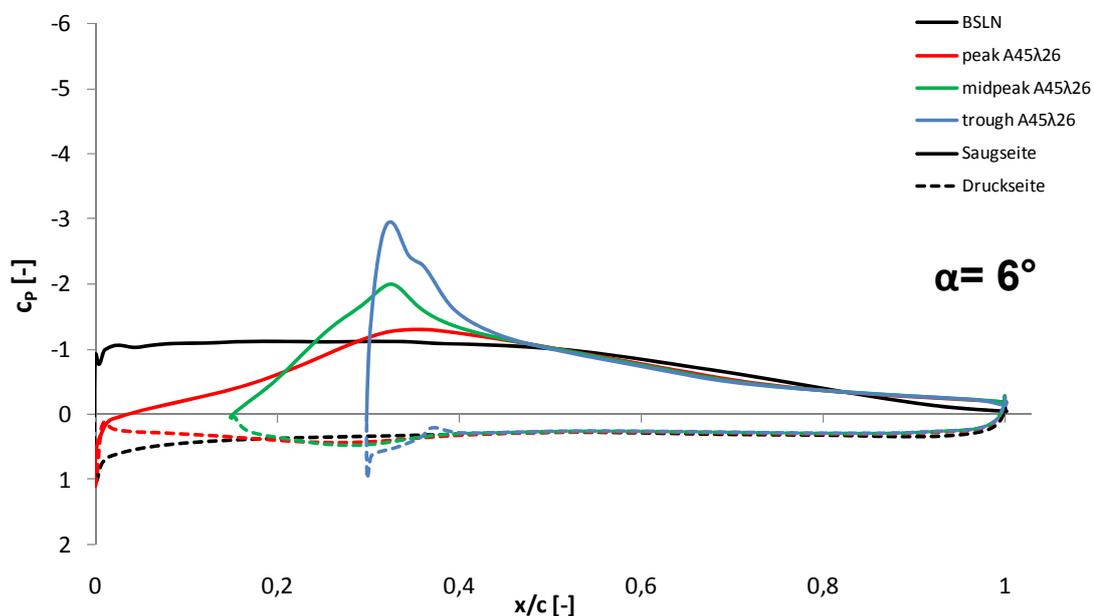


Abbildung 96: Druckverteilung am A45λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 6^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

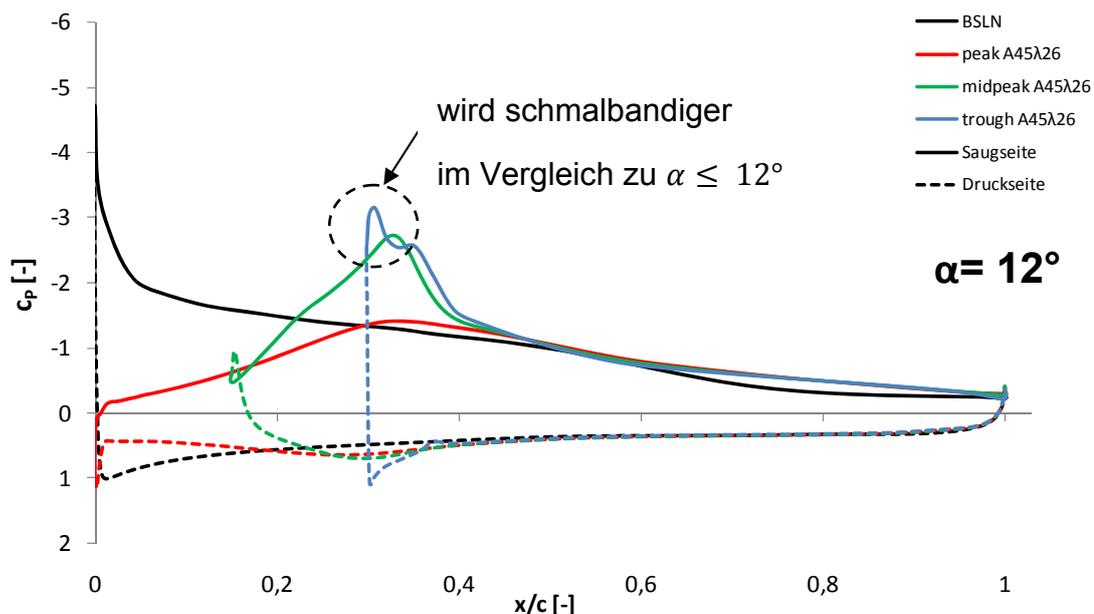


Abbildung 97: Druckverteilung am A45λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 12^\circ$ , zusätzlich ist der abgebildet.

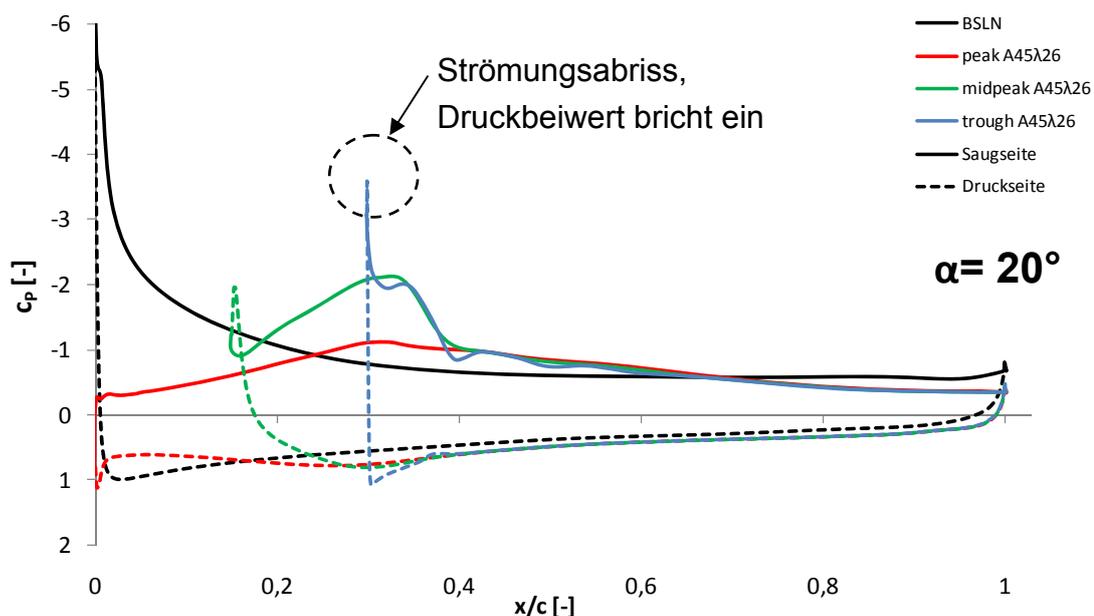


Abbildung 98: Druckverteilung am A45λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

#### 6.2.4 Spannweitenvergleich A29λ7.5

Auch beim Variieren der Wellenlänge bei konstanter Amplitude steigt der maximale Unterdruck. Je größer die Wellenlänge desto größer der maximale Unterdruck an der Wurzel (siehe Abbildung 99 bis Abbildung 106). Nur steigt dieser nicht so stark an wie bei den Serrations mit variiert Amplitude. Wie beim

A29λ26 ist der Einfluss der Druckverteilung bis etwa  $x/c = 0,5$  bei einer Veränderung des Sehnenmaximums bis  $x/c = 0,19$ .

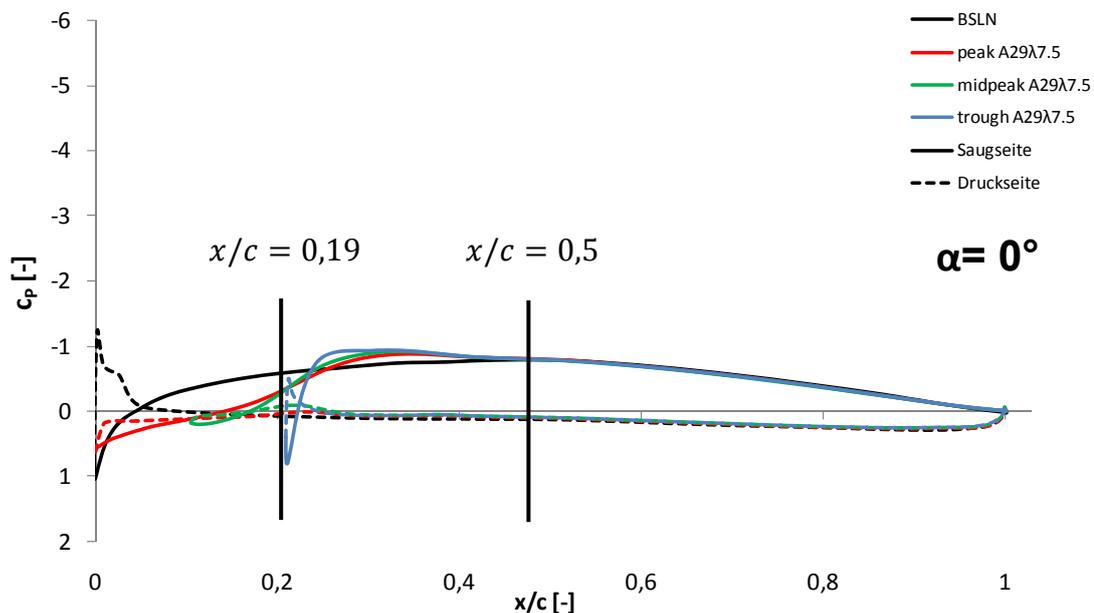


Abbildung 99: Druckverteilung am A29λ7.5 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 0^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

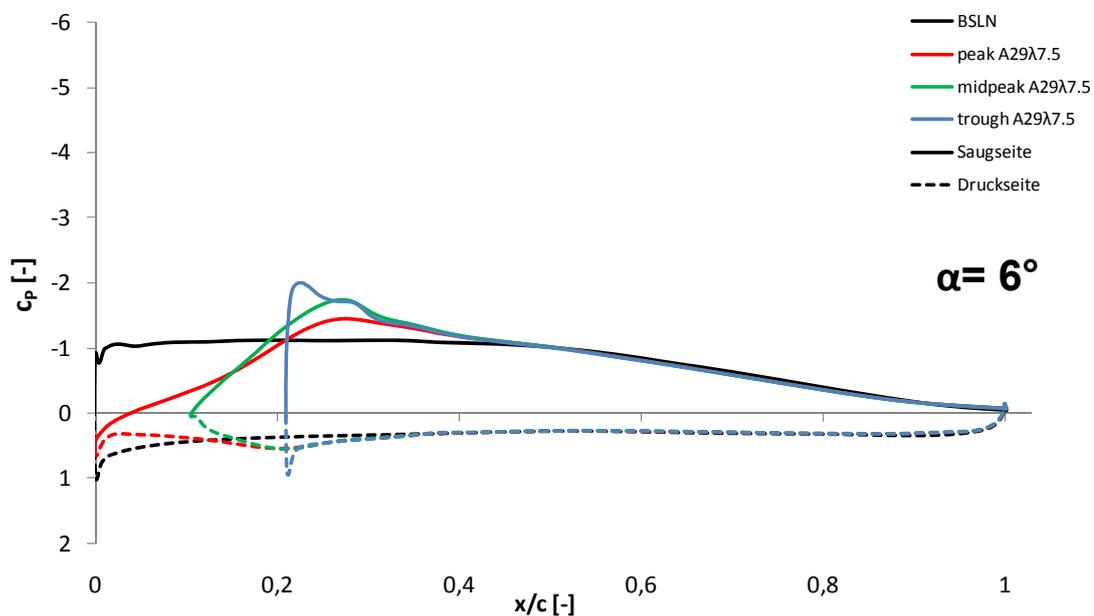


Abbildung 100: Druckverteilung am A29λ7.5 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 6^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

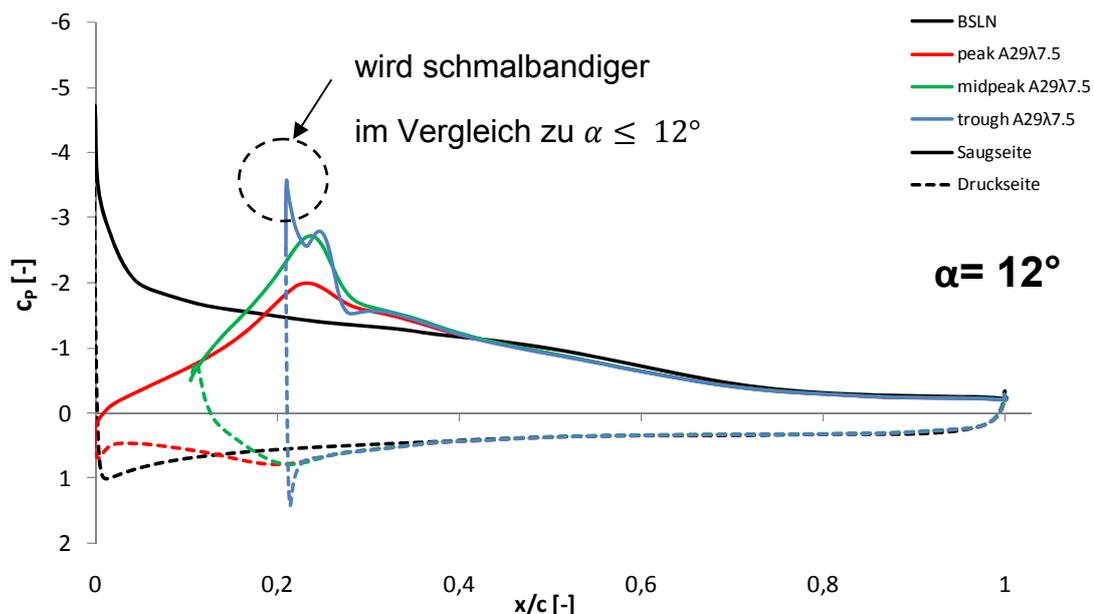


Abbildung 101: Druckverteilung am A29λ7.5 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 12^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

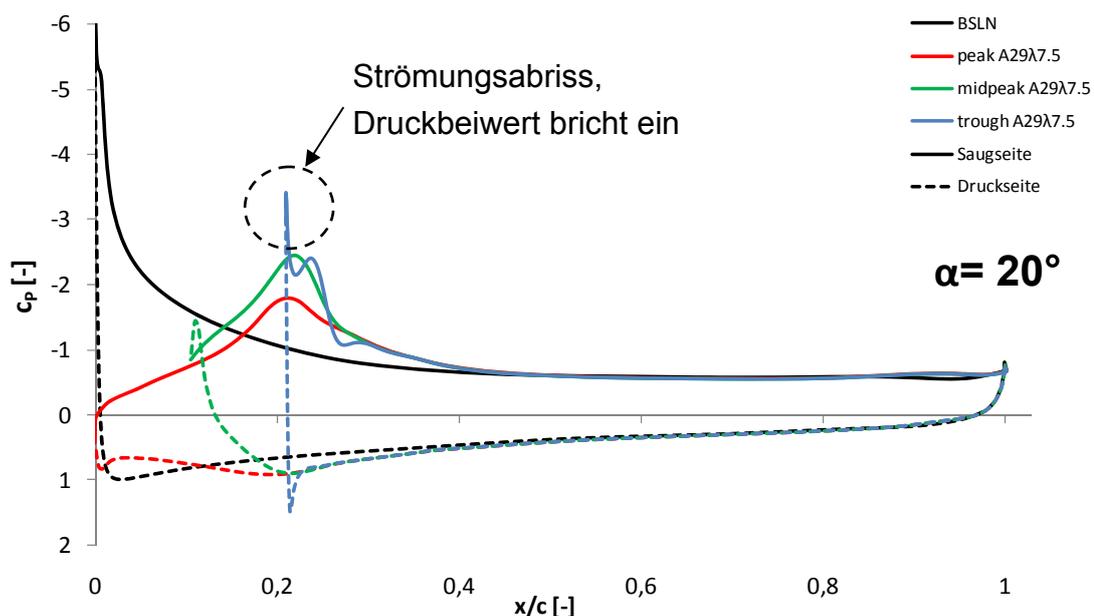


Abbildung 102: Druckverteilung am A29λ7.5 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

### 6.2.5 Spannweitenvergleich A29λ45

Die A29λ45 Serration hat im Vergleich zu den anderen Serrations mit konstanter Amplitude den größten maximalen Unterdruck an der Wurzel bei  $\alpha = 0^\circ$ . Auch hier ist der Einfluss der Druckverteilung bis etwa  $x/c = 0,5$  bei einer Veränderung des Sehnenmaximums bis  $x/c = 0,19$ . Mit Erhöhung des Anstellwin-

kels des Profils steigt der Unterdruck am Trough verhältnismäßig stärker als am Peak und Midpeak an. Auch je näher man dem kritischen Anstellwinkel kommt, desto schmalbandiger wird der Verlauf des Unterdrucks in Nähe der Vorderkante am Trough (siehe Abbildung 105). Wird dieser Punkt überschritten ist ein Strömungsabriss die Folge wobei der Druckbeiwert einbricht.

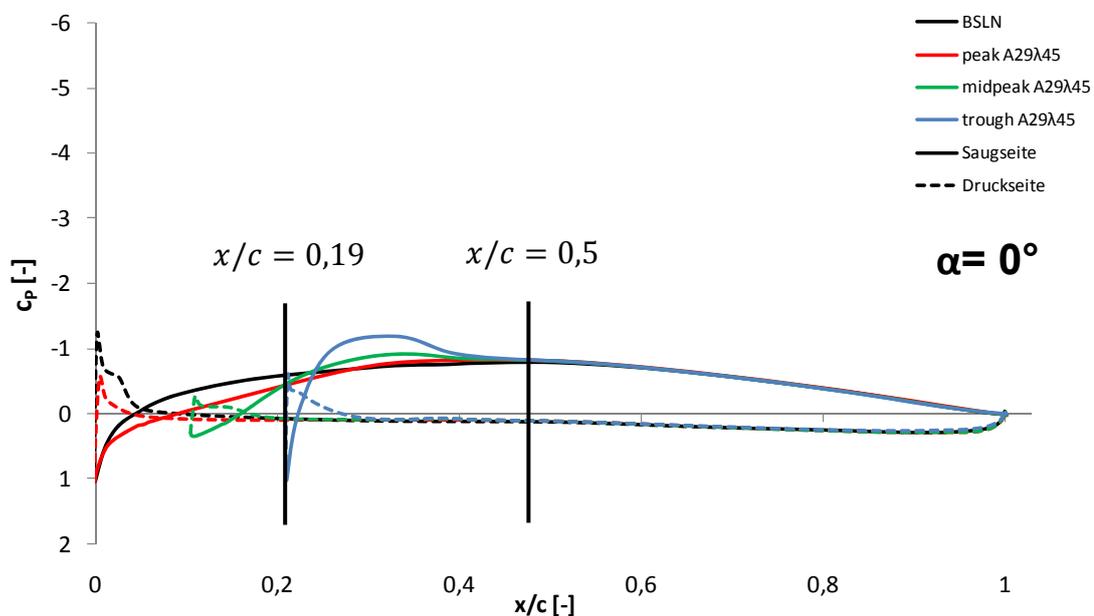


Abbildung 103: Druckverteilung am A29λ45 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 0^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

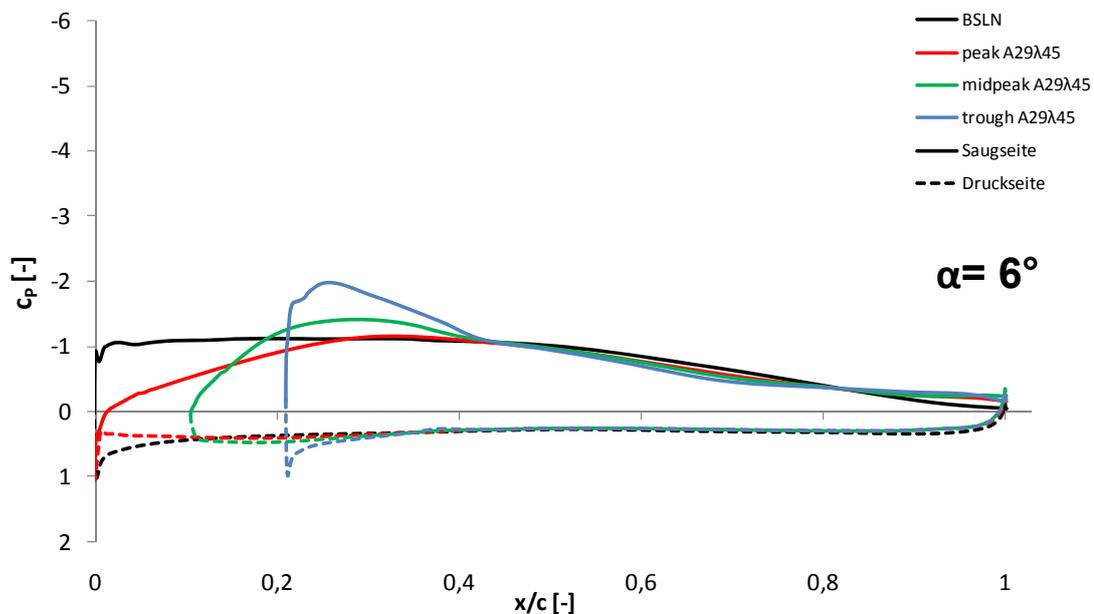


Abbildung 104: Druckverteilung am A29λ45 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = 6^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

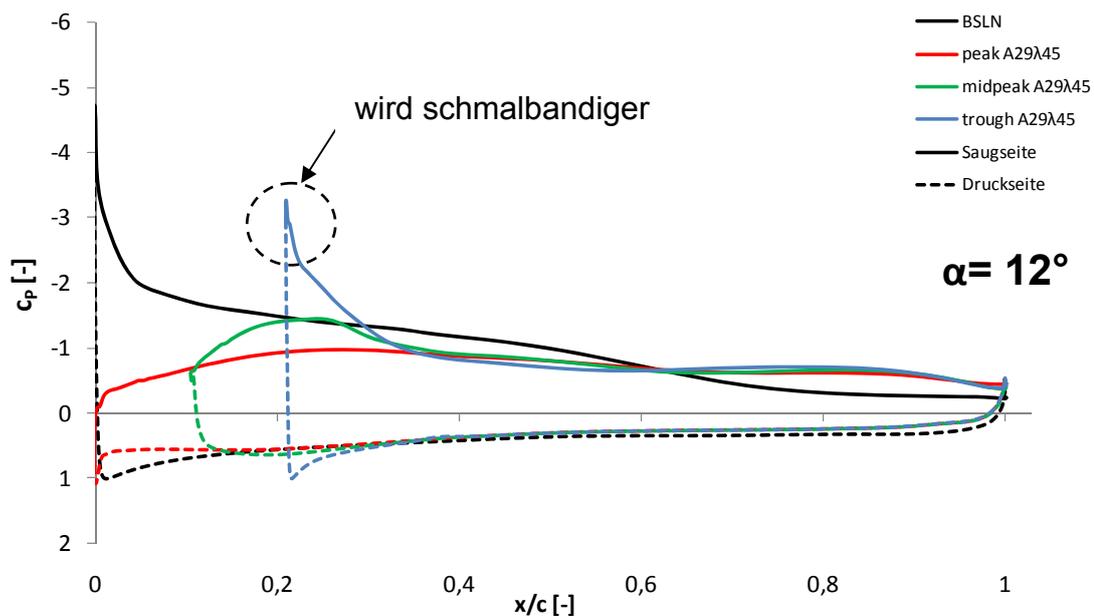


Abbildung 105: Druckverteilung am A29λ45 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha= 12^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

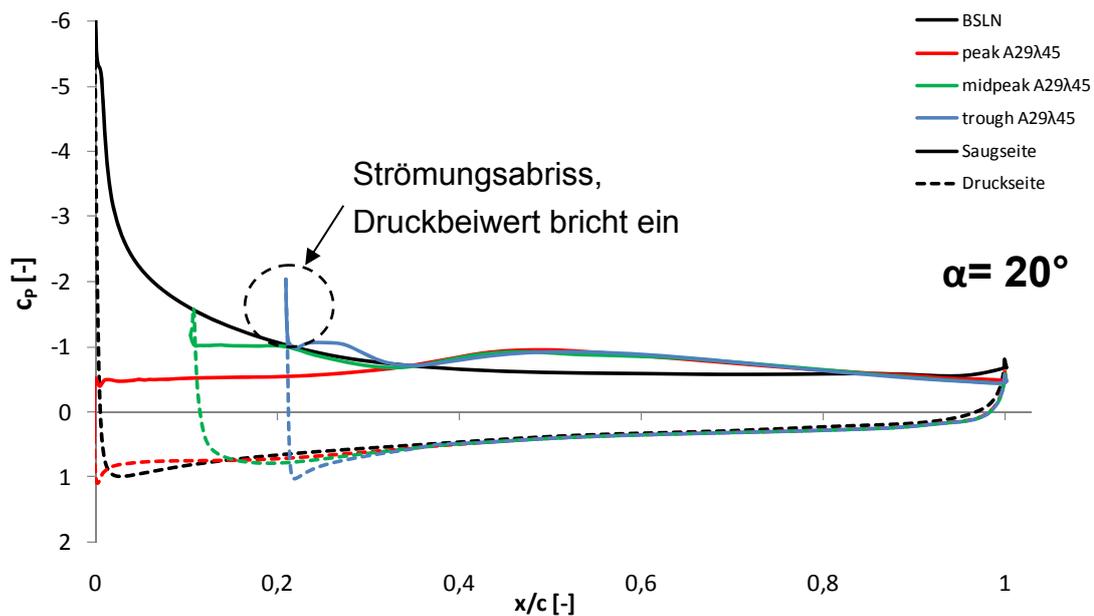


Abbildung 106: Druckverteilung am A29λ45 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha= 20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

In Tabelle 16 sind die Sehnenmaxima der Serrations und die Druckbeeinflussung zusammengefasst.

Tabelle 16: Sehnenmaximum über die Spannweite und Druckbeeinflussung der Serrations.

	<b>Peak</b>	<b>Midpeak</b>	<b>Trough</b>	<b>Druckbeeinflussung bis</b>
	<b>x/c</b>	<b>x/c</b>	<b>x/c</b>	<b>x/c</b>
<b>A12λ26</b>	-	0,040	0,08	0,4
<b>A29λ26</b>	-	0,095	0,19	0,5
<b>A45λ26</b>	-	0,150	0,30	0,6
<b>A29λ45</b>	-	0,095	0,19	0,5
<b>A29λ7.5</b>	-	0,095	0,19	0,5

### 6.2.6 Druckverlauf Serrations, Peak

In den nachfolgenden Unterkapiteln werden die Druckverläufe der Serrations untereinander verglichen. Dies soll die Identifikation einer optimalen Serration-Geometrie dienen, indem der Unterdruck an der Serration Wurzel maximal ist, entlang des Spanns in Richtung der Serration Amplitude aber nicht stark einbricht.

Insgesamt zeigt sich bei  $\alpha = 0^\circ$  nur ein geringer Unterschied zum Druckverlauf an der Baseline (zumindest was den Peak angeht). Hier ist ein direkter Vergleich möglich, da die Sehnenlänge identisch ist. Prinzipiell erhöht sich die Steigung der Serrationflanke mit steigender Amplitude (bzw. der Gradient in y-Richtung steigt an). Selbstverständlich beeinflusst die Wellenlänge ebenfalls die Flankensteilheit, wo minimale Wellenlängen bei konstanten Amplituden zu maximalen Gradienten führen. Dies hat zur Folge, dass die Strömung mit steigender Amplitude stärker in y-Richtung abgedrängt wird und sich dreidimensionale Strömungsphänomene folglich verstärken. Mit steigender Amplitude entfernt sich der Druckverlauf zunehmend vom Referenzfall der Baseline. In Abbildung 107 steigt der Unterdruck beim A12λ26 schneller an als bei den anderen Serrations, gefolgt von den Serrations mit konstanter Amplitude (A29λ45, A29λ26 und A29λ7.5) und zuletzt der A45λ26. Dennoch weisen alle Serrations einen ähnlichen maximalen Unterdruck bei  $\alpha = 0^\circ$  auf. Ab etwa  $x/c > 0,5$  ähnelt der Druckverlauf auf der Saugseite dem der BSLN. Der Einfluss der Serrations auf den Druckverlauf ist also auf die halbe Sehnenlänge beschränkt.

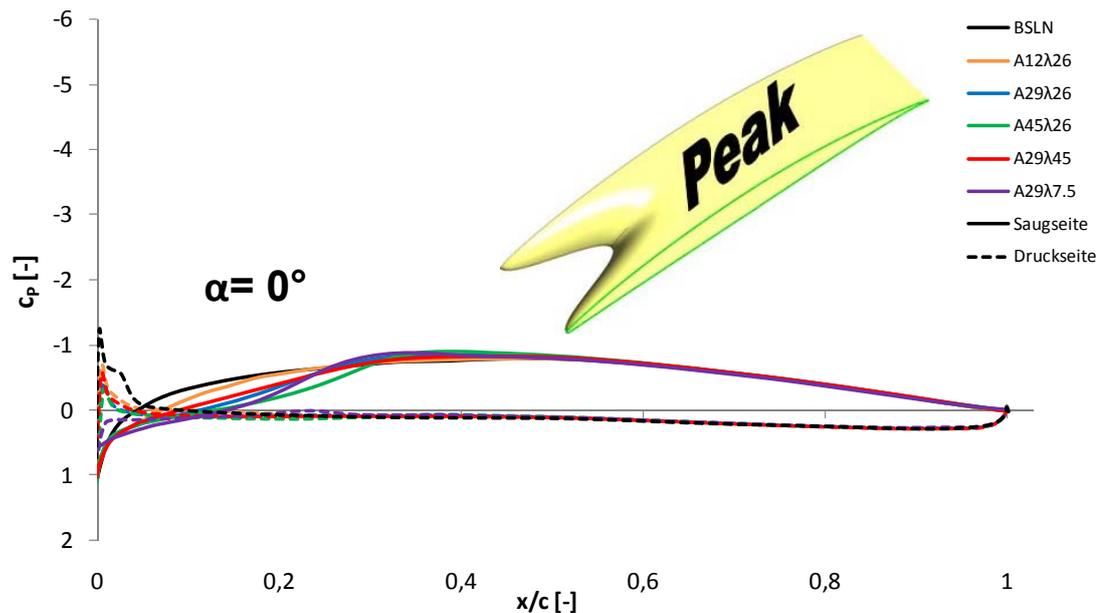


Abbildung 107: Druckverteilung der Serrations am Peak,  $\alpha = 0^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

Mit Erhöhung des Anstellwinkels steigt der Unterdruck bei allen Serrations im Vergleich zu  $\alpha = 0^\circ$  an, jedoch erreicht der A29λ7.5 den größeren maximalen Unterdruck im Vergleich zu den anderen Serrations. Dieser wird bei etwa  $x/c = 0,26$  erreicht. Die Serrations A29λ45 und A45λ26 erreichen ihr maximalen Unterdruck bei etwa  $x/c = 0,34$ . Beide haben einen vergleichbar großen maximalen Unterdruck. Während der A12λ26 seinen maximalen Unterdruck bei  $x/c = 0,2$  erreicht, erlangt der A29λ26 diesen bei  $x/c = 0,3$ . Auch diese beiden haben einen vergleichbar großen maximalen Unterdruck, der jedoch am niedrigsten von allen Serrations ist (Abbildung 108). Ab etwa  $x/c > 0,5$  ähnelt der Druckverlauf wieder dem der BSLN.

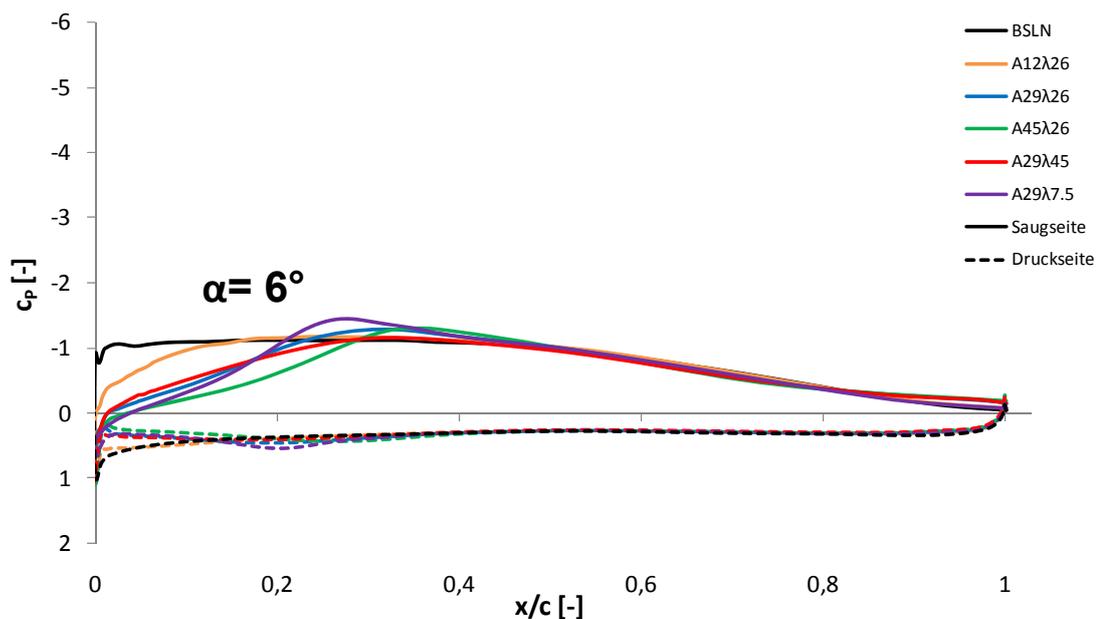


Abbildung 108: Druckverteilung der Serrations am Peak,  $\alpha = 6^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

Auch bei  $\alpha = 12^\circ$  hat der A29 $\lambda$ 7.5 den höchsten maximalen Unterdruck bei  $x/c = 0,23$ . Ebenso sind die Unterdrücke der anderen Serrations weiter gestiegen. Nur beim A29 $\lambda$ 45 verbleibt der Unterdruck auf einem niedrigen Niveau. Der A12 $\lambda$ 26 weist den zweithöchsten maximalen Unterdruck bei  $x/c = 0,12$  auf, gefolgt vom A29 $\lambda$ 26 bei  $x/c = 0,29$  und A45 $\lambda$ 26 bei  $x/c = 0,31$ .

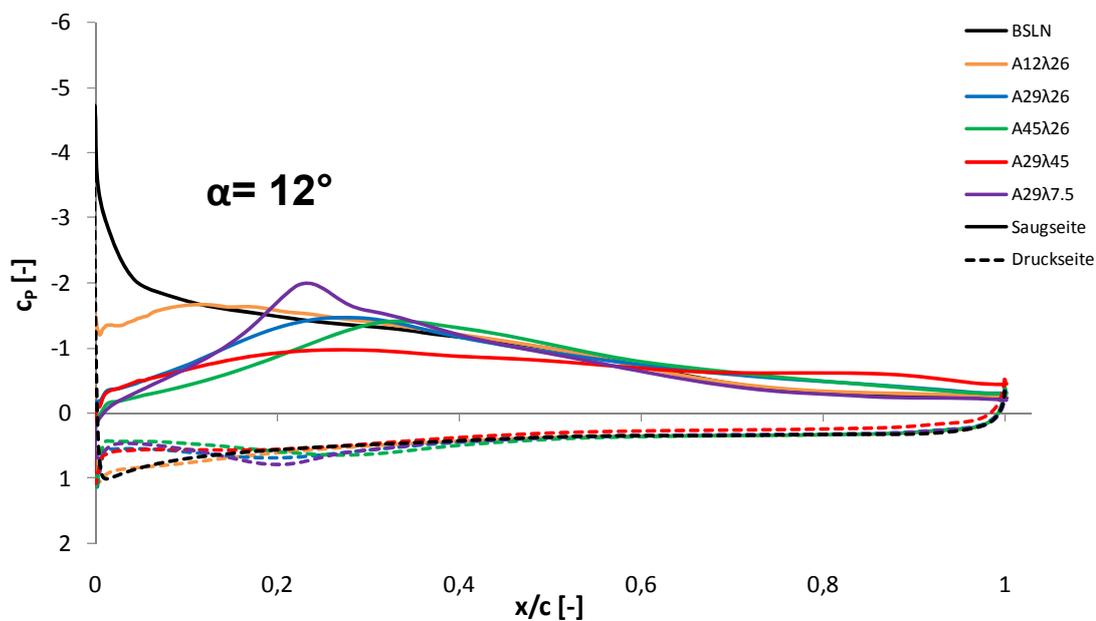


Abbildung 109: Druckverteilung der Serrations am Peak,  $\alpha = 12^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

Abbildung 110 zeigt die Druckverteilung der Serrations bei  $\alpha = 20^\circ$  und weist einen qualitativ ähnlichen Verlauf wie bei  $\alpha = 12^\circ$  auf. Der Unterdruck ist hier jedoch etwas geringer als bei  $12^\circ$ , was auf den Strömungsabriss bei diesem steilen Anstellwinkel (Post-Stall) zurückzuführen ist.

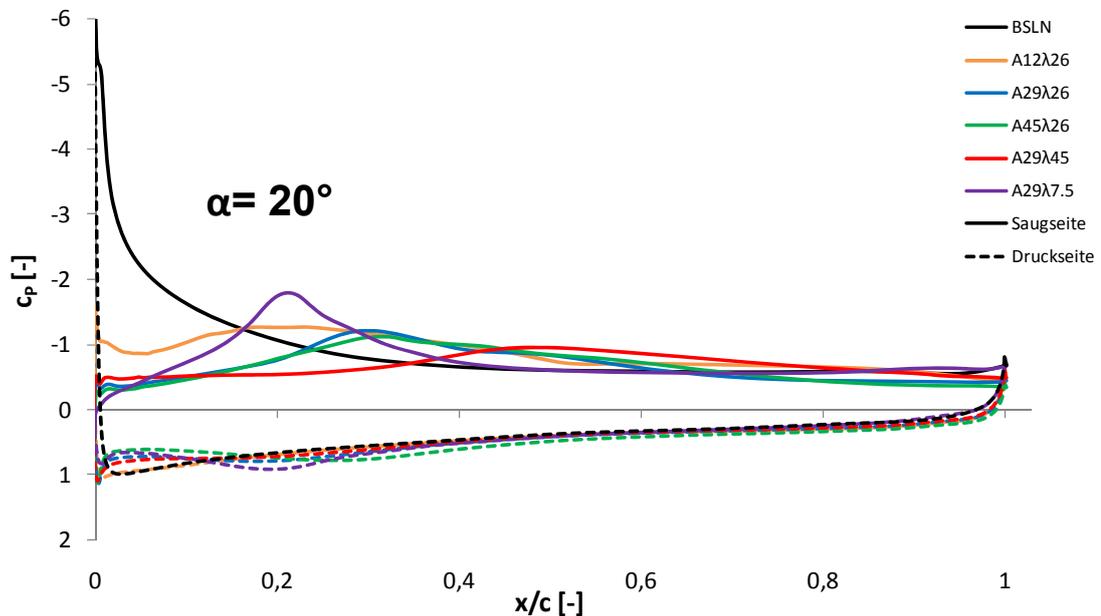


Abbildung 110: Druckverteilung der Serrations am Peak,  $\alpha = 20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

Abbildung 111 zeigt den Druckverlauf der BSLN bei den Anstellwinkeln  $\alpha = 0^\circ, 6^\circ, 12^\circ$  und  $20^\circ$ . Mit steigender Tragflügelanstellung wird der Unterdruck auf der Saugseite erhöht. Bei etwa  $\alpha = 12^\circ$  ist der maximale Unterdruck erreicht. Ein hoher Unterdruck ist ein Indikator für hohe Auftriebskräfte. Dies führt folglich zu höheren Auftriebsbeiwerten. Bei  $\alpha = 20^\circ$  (Post-Stall) ist der Unterdruck wieder abgefallen (Strömungsabriss).

Betrachtet man die Druckverläufe auf der Druckseite, so steigt der Überdruck in Nähe der Vorderkante mit Erhöhung des Anstellwinkels und fallen bei etwa  $x/c = 0,8$  wieder auf ein ähnliches Niveau zusammen.

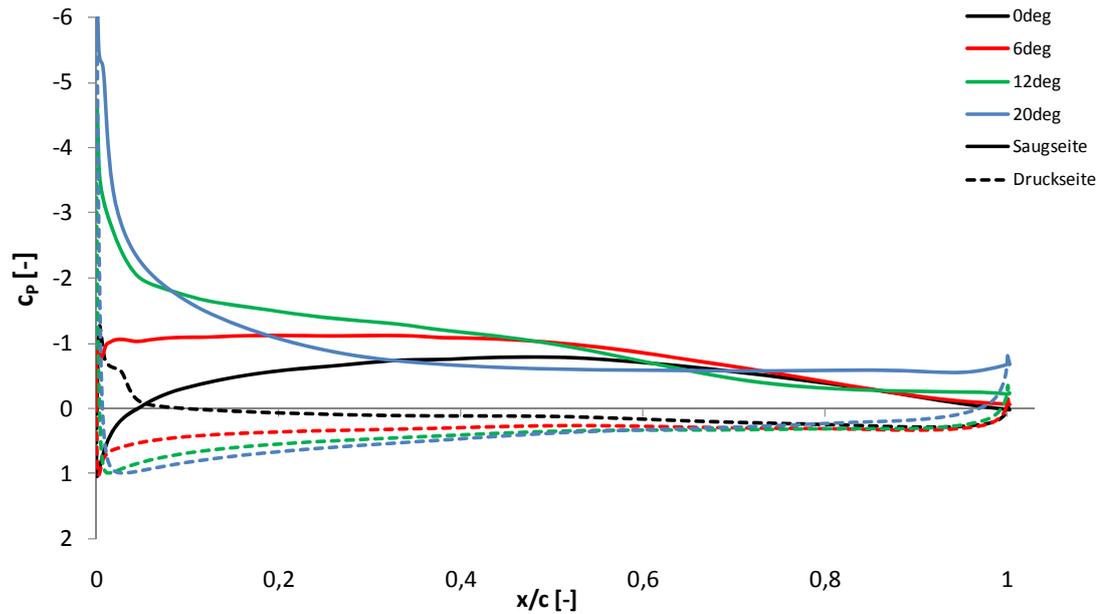


Abbildung 111: Druckverteilung am BSLN bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

Exemplarisch zeigt Abbildung 112 den Druckverlauf der A45 $\lambda$ 26 Serration am Peak bei den Anstellwinkeln  $\alpha = 0^\circ, 6^\circ, 12^\circ$  und  $20^\circ$ . Mit vergrößern der Winkelanstellung des Profils wird der Unterdruck erhöht. Zusätzlich verschiebt sich der Punkt des maximalen Unterdrucks etwas stromauf zur Vorderkante hin. Die Druckverläufe der anderen Serrations am Peak sind im Anhang B zu finden.

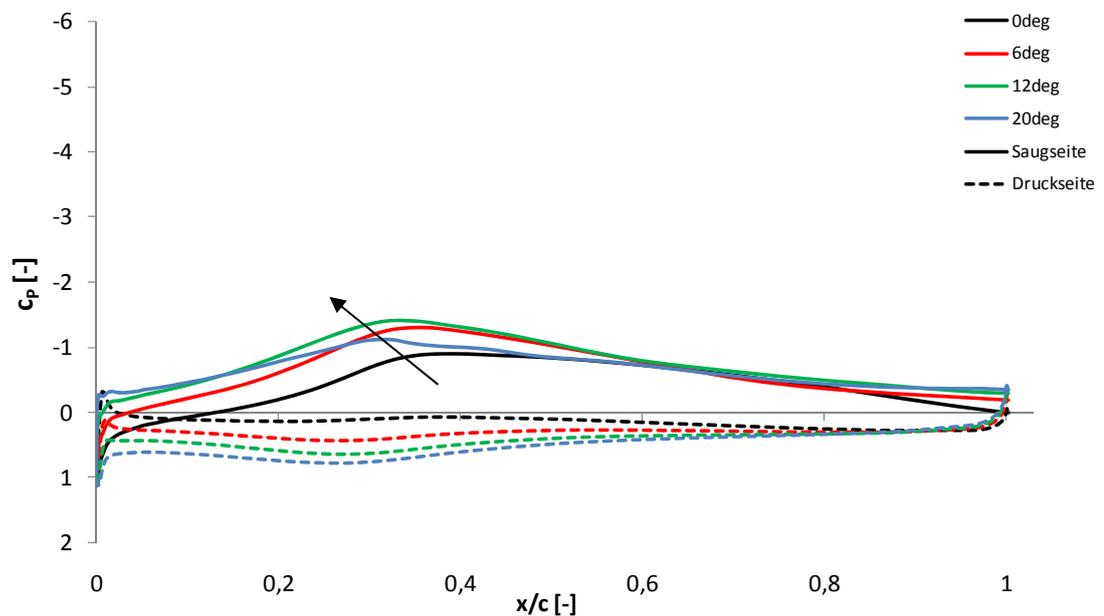


Abbildung 112: Druckverteilung des A45 $\lambda$ 26 am Peak bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

### 6.2.7 Druckverlauf Serrations, Midpeak

Beim Midpeak,  $\alpha = 0^\circ$ , hat der A45 $\lambda$ 26 den höchsten maximalen Unterdruck ( $x/c = 0,35$ ) im Vergleich zu den anderen Serrations. Die Serrations mit konstanter Amplitude erreichen ihr maximalen Unterdruck bei  $x/c = 0,33$ . Ab etwa  $x/c > 0,5$  ähnelt der Druckverlauf wieder dem BSLN. Wird der Anstellwinkel erhöht, so erhöht sich der maximale Unterdruck bei allen Serrations. Beim A29 $\lambda$ 7.5 und A45 $\lambda$ 26 stärker als beim A29 $\lambda$ 26 und beim A29 $\lambda$ 45 am geringsten. Dies ist auch bei  $12^\circ$  der Fall außer beim A29 $\lambda$ 45. Ab  $\alpha > 12^\circ$  bis  $20^\circ$  sinkt der Unterdruck wieder etwas. Im Anhang B sind die Abbildungen der Druckverläufe am Midpeak bei  $\alpha = 0^\circ, 6^\circ, 12^\circ$  und  $20^\circ$  dargestellt.

### 6.2.8 Druckverlauf Serrations, Trough

Die zuvor besprochenen Druckverläufe am Midpeak weisen ein Mittel aus der Peak und der Trough Betrachtung der Druckverläufe auf. Aus diesem Grund liegt der Fokus der hier präsentierten Diskussion auf der Betrachtung der Grenzfälle Peak und Trough. In der Serration Wurzel (Trough) zeigt der A45 $\lambda$ 26 den höchsten maximalen Unterdruck ( $x/c = 0,35$ ) im Vergleich zu den anderen Serrations. Die Serrations mit konstanter Amplitude weisen einen ähnlichen maximalen Unterdruck bei  $x/c = 0,3$  auf. Mit Erhöhung des Anstellwinkels erhöht sich auch der maximale Unterdruck. Nur bleiben die Drücke bei den Serrations mit konstanter Amplitude auf einem ähnlichen Niveau. Abbildung 113 verdeutlicht recht anschaulich die Schwierigkeiten des Vergleiches von Serrations mit unterschiedlichen Amplituden. Obwohl ein hoher Unterdruck ein Indikator für hohe zu erwartende Auftriebskräfte darstellt, weist die A45 $\lambda$ 26 Serration beispielsweise geringere Werte als die A12 $\lambda$ 26 Serration auf, da die Auftriebskraft nur auf einer reduzierten Fläche wirken kann. Der Verlauf des Druckkoeffizienten entlang der Tragflügel-Druckseite zeigt, unabhängig von der gewählten Serration-Geometrie, einen der BSLN sehr ähnlichen Verlauf auf.

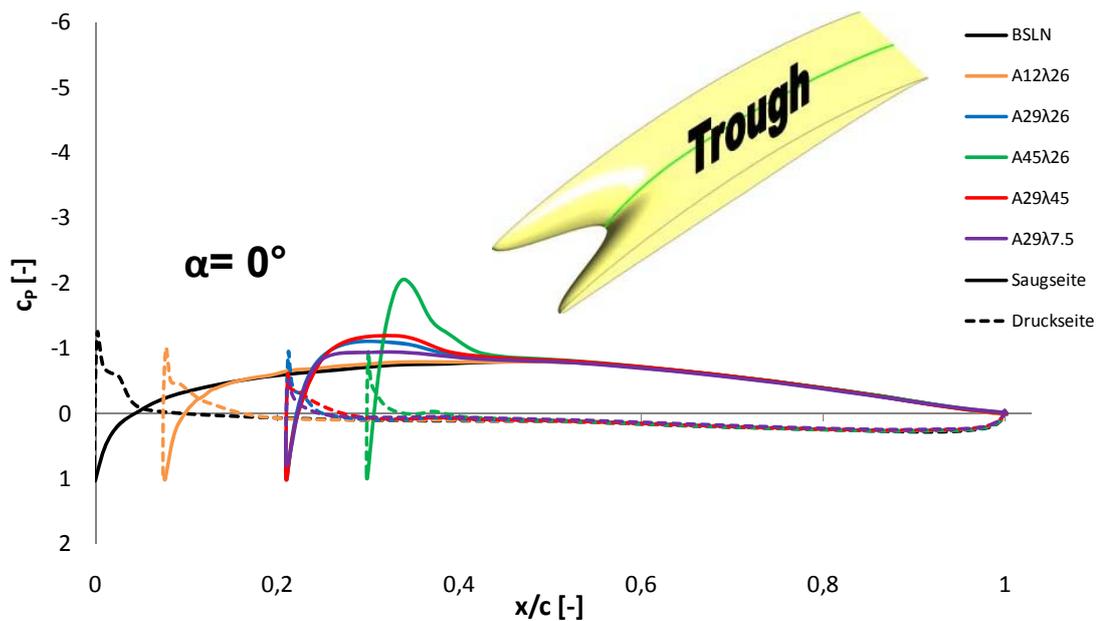


Abbildung 113: Druckverteilung der Serrations am Trough,  $\alpha = 0^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

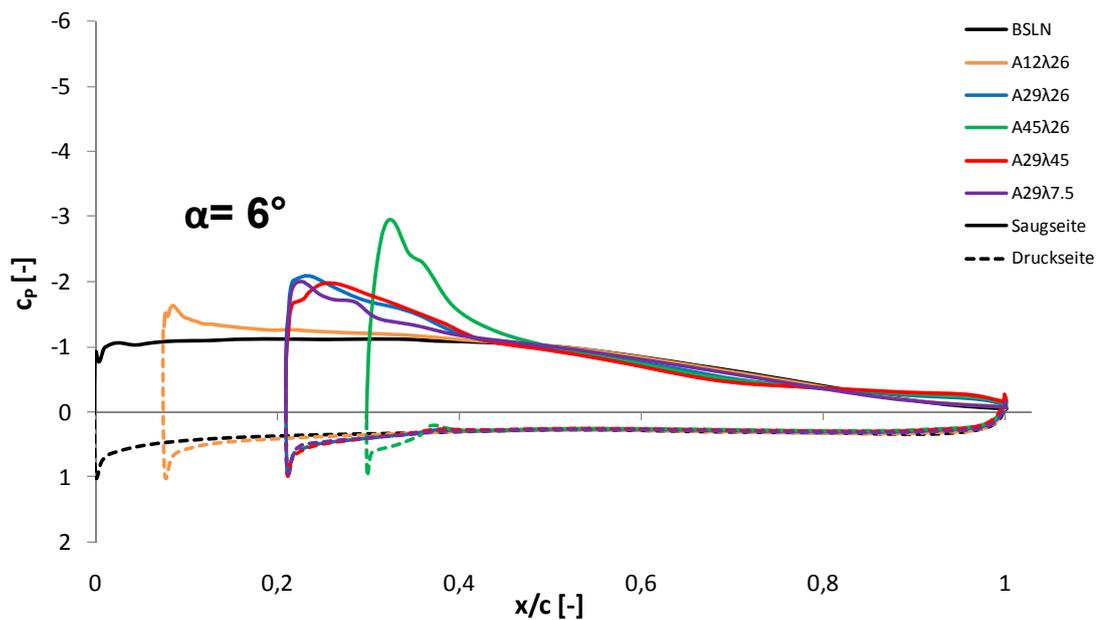


Abbildung 114: Druckverteilung der Serrations am Trough,  $\alpha = 6^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

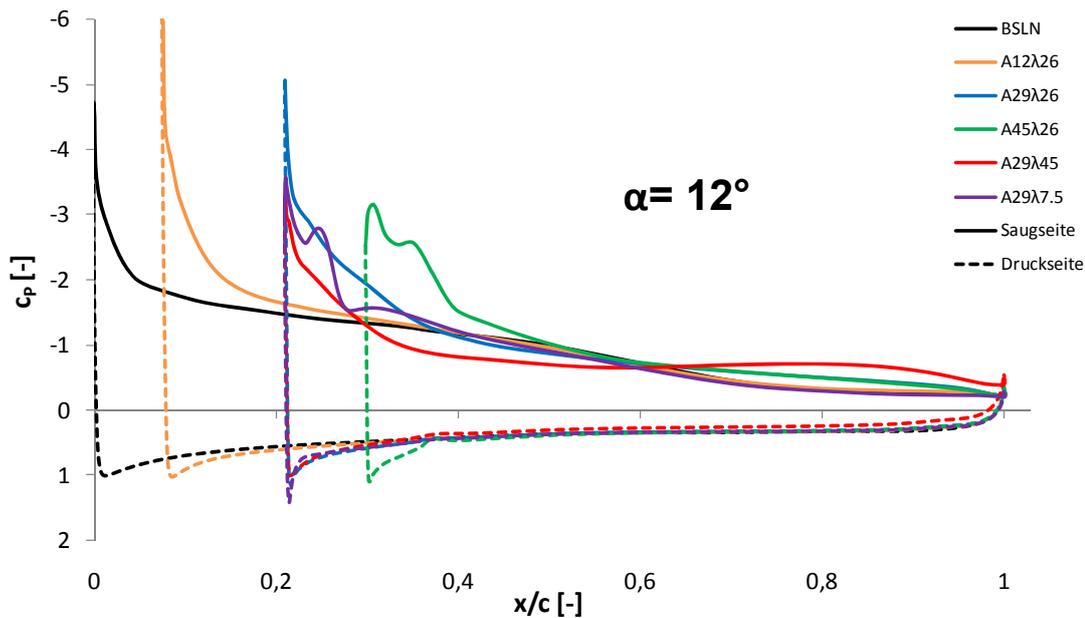


Abbildung 115: Druckverteilung der Serrations am Trough,  $\alpha = 12^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

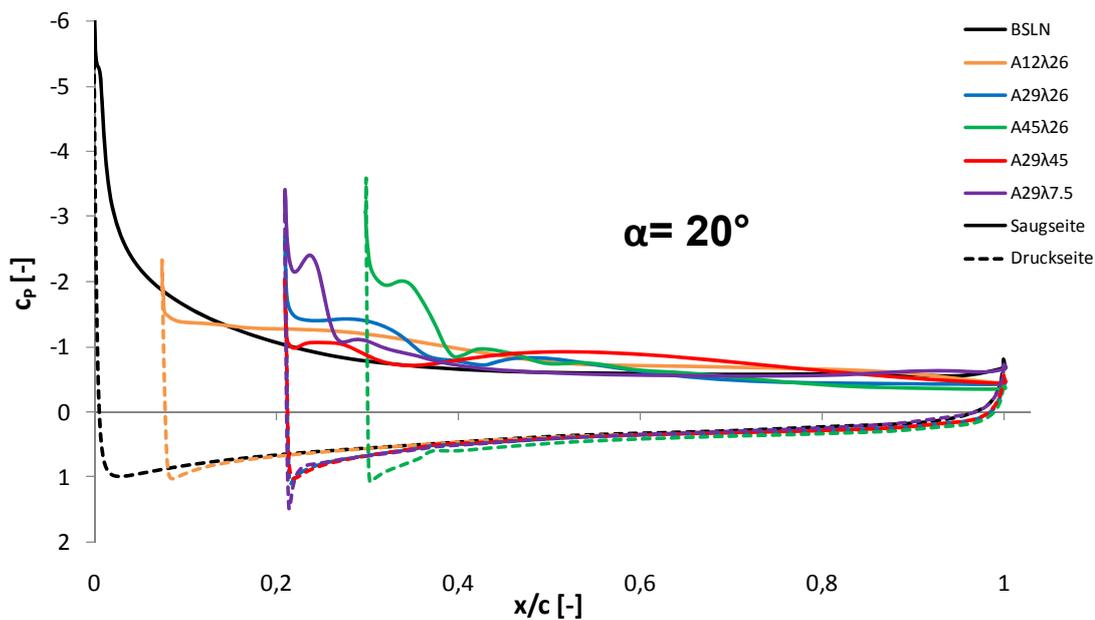


Abbildung 116: Druckverteilung der Serrations am Trough,  $\alpha = 20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

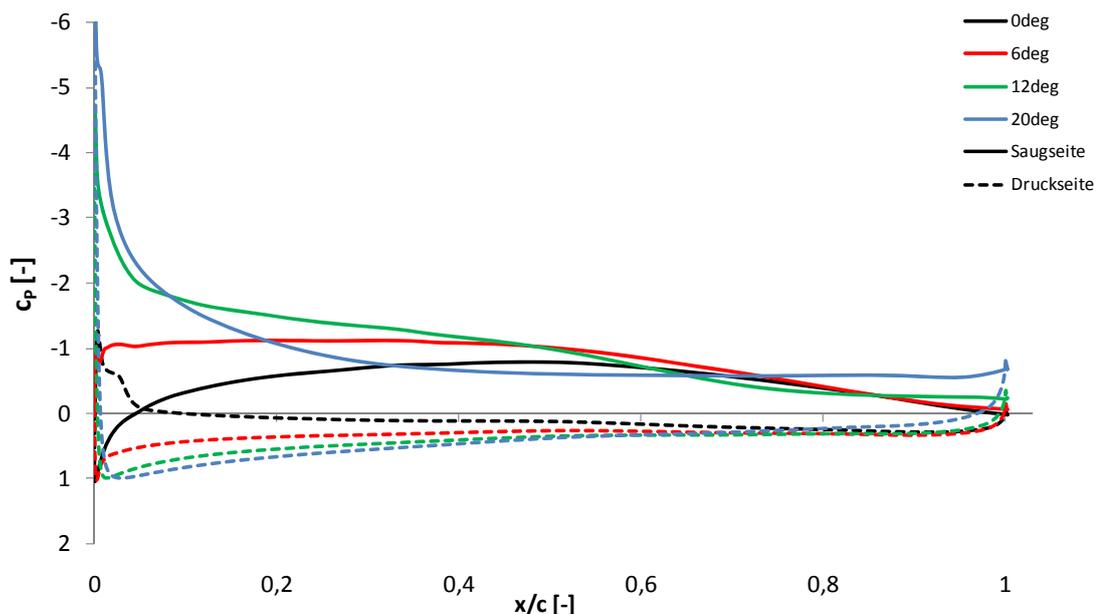


Abbildung 117: Druckverteilung am BSLN bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

Abbildung 118 zeigt den Druckverlauf der A45λ26 Serration am Trough bei den Anstellwinkeln  $\alpha = 0^\circ, 6^\circ, 12$  und  $20^\circ$ . Wie auch am Peak (Abbildung 112) steigt der Unterdruck an. Auch hier verschiebt sich der Punkt des maximalen Unterdrucks stromauf zur Vorderkante des Troughs hin (schmalbandiger). Im Anhang B sind die Druckverläufe der anderen Serrations am Trough abgebildet.

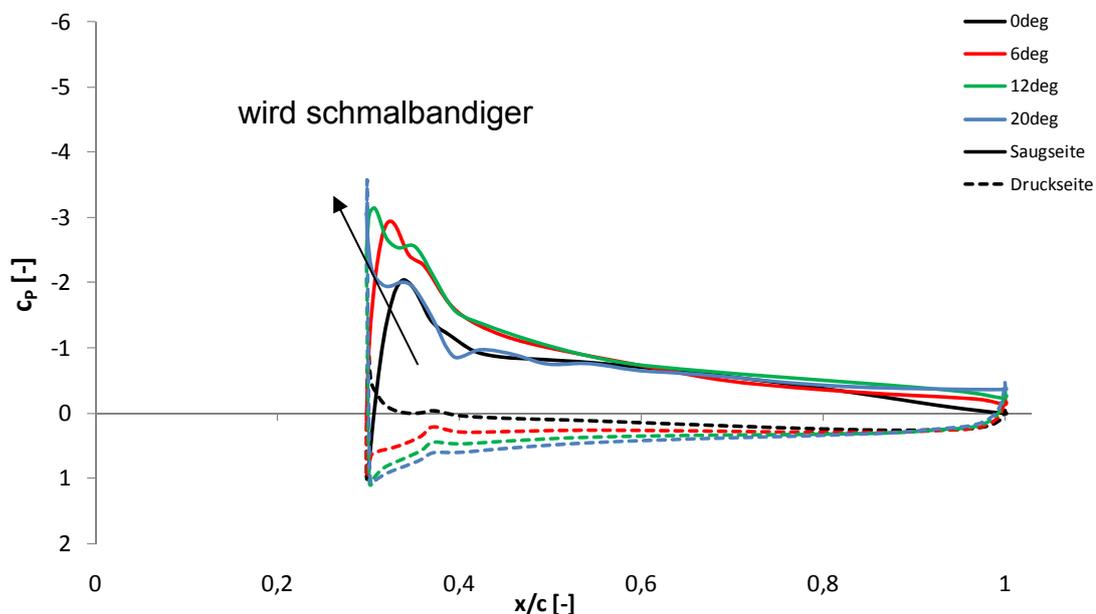


Abbildung 118: Druckverteilung der A45λ26 am Trough bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

### 6.3 Auftriebsbeiwerte bei verschiedenen Spannweiten

Die bisherige Methodik zur Ermittlung der Auftriebsbeiwerte basierte auf der Bestimmung der gesamtresultierenden Oberflächenkräfte des Tragflügels in Axial- und Tangentialrichtung und die daran anschließende Verrechnung normal zur Tragflügeloberfläche wirkenden Auftriebskraft. Die Normalisierung mit Wirkflächeninhalt, Anströmgeschwindigkeit und Fluidichte führt schlussendlich zum Auftriebsbeiwert. Diese Vorgehensweise entspricht auch oftmals dem experimentellen Vorgehen, wo resultierende Auftriebs- und Widerstandskräfte mit einer Mehrkomponentenwaage erfasst und weiter verrechnet werden. Die exakte Methode zur Bestimmung der wirkenden Auftriebskräfte ist jedoch die Integration des an der Tragflügeloberfläche wirkenden Druckfeldes entlang der Tragflügelsehne. Bei dieser Analyse wurde die Druckverteilung an den entsprechenden Stellen der Spannweite (Peak, Midpeak, Trough) der jeweiligen Serrations entnommen. Dies ist ein großer Vorteil gegenüber den experimentellen Untersuchungen, bzw. der zuvor verwendeten numerischen Herangehensweise, da im Fall der Druckfeldintegration lokale Auftriebsbeiwerte, an diskreten Positionen entlang des Tragflügelspanns definiert werden können. Mit der Formel

$$c_A = - \int_0^1 (c_{poben} - c_{p unten}) d \frac{x}{c} \quad (56)$$

können die Auftriebsbeiwerte an diesen Stellen ermittelt werden. Wobei  $c_A$  für den Auftriebsbeiwert,  $c_{poben}$  für die Druckverteilung auf der Oberseite (Saugseite),  $c_{p unten}$  für die Druckverteilung auf der Unterseite (Druckseite) und  $\frac{x}{c}$  für die dimensionslose Sehnenlänge steht. Dargestellt wird der Bereich bei positiver Anstellung des Winkels  $\alpha = 0^\circ, 6^\circ, 12^\circ$  und  $20^\circ$ . Diese Winkel decken den Bereich des Pre- und Post-Stall ab. Im Kapitel 6.2 wurde erwähnt, dass am Peak der geringste Unterdruck im Vergleich zum Midpeak und Trough herrscht. Am Trough hingegen herrscht der maximale Unterdruck, woraus höherer Auftriebskräfte resultieren. Die drei nachfolgenden Abbildungen weisen, im Falle des Auftriebsbeiwerts, aber ein genau umgekehrtes Bild auf. Der Peak weist höhere Beiwerte als der Midpeak und Trough auf. Dies liegt aber daran, dass bei der Ermittlung der Auftriebsbeiwerte nach Gl. 10 aus Kapitel 2.6 in der Fläche die maximale Sehnenlänge enthalten ist.

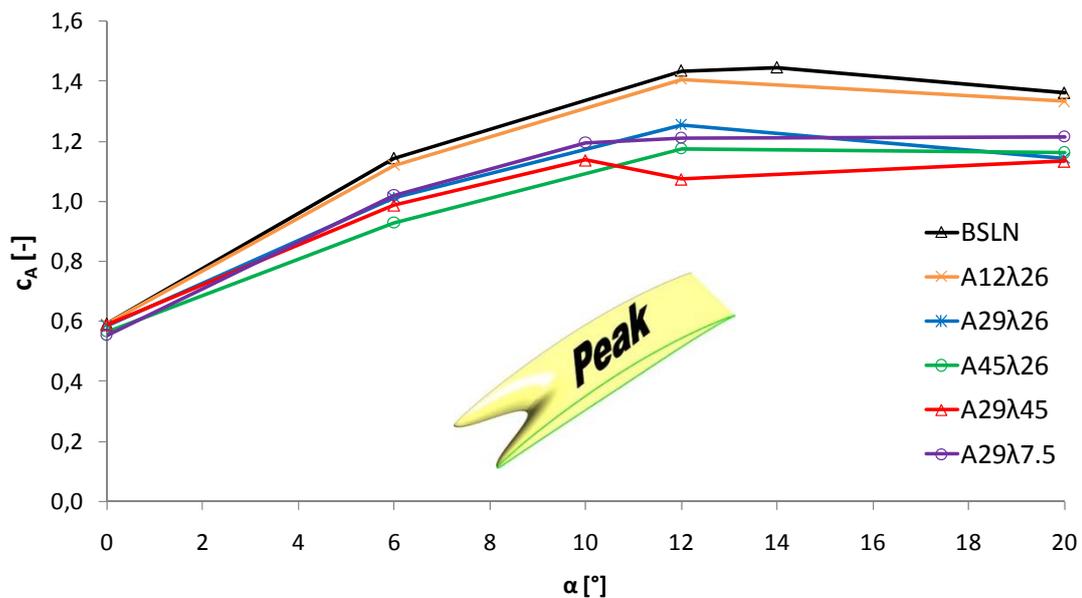


Abbildung 119: Auftriebsbeiwerte der Serrations am Peak.

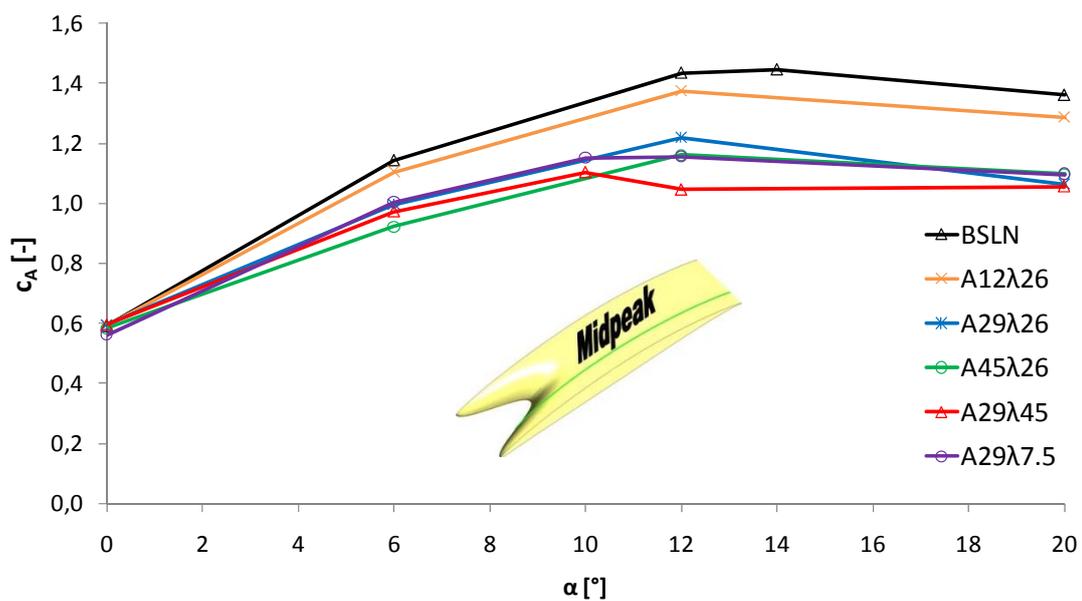


Abbildung 120: Auftriebsbeiwerte der Serrations am Midpeak.

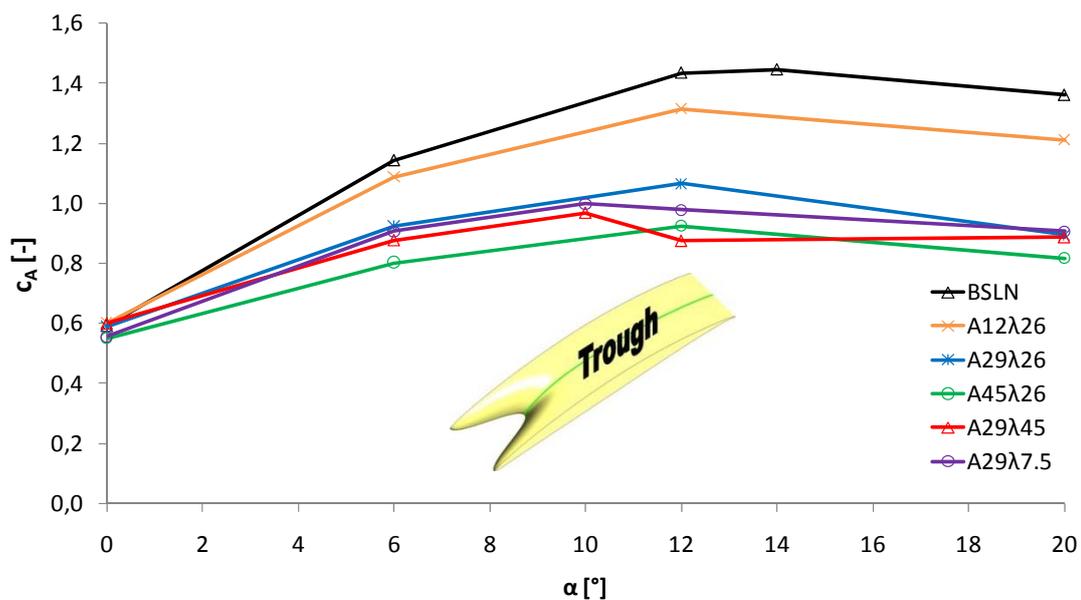


Abbildung 121: Auftriebsbeiwerte der Serrations am Trough.

Mittelt man die Werte der drei diskreten Positionen entlang des Spanns aus den obigen Abbildungen arithmetisch so ergeben sich mit guter Näherung die auf Basis der Gesamtergebnisierenden Kraft definierten Auftriebsbeiwerte. Es kann demnach von einer nahezu linearer Abhängigkeit ausgegangen werden, was insofern nachvollziehbar erscheint, als dieser Zusammenhang zu einer Sägezahnform der Serrations äquivalent wäre (Abbildung 122).

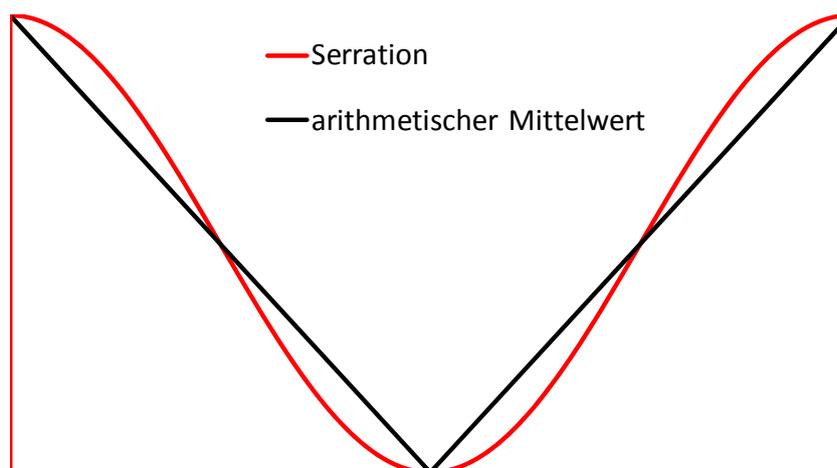


Abbildung 122: Arithmetischer Mittelwert im Vergleich zur Serrationform.

Der Vergleich der arithmetischen Mittelwerte zu den Serrationformen ist in Abbildung 123 dargestellt. Abgesehen vom A29 $\lambda$ 45 bei 12° ist eine gute Übereinstimmung bei allen Serrations feststellbar.

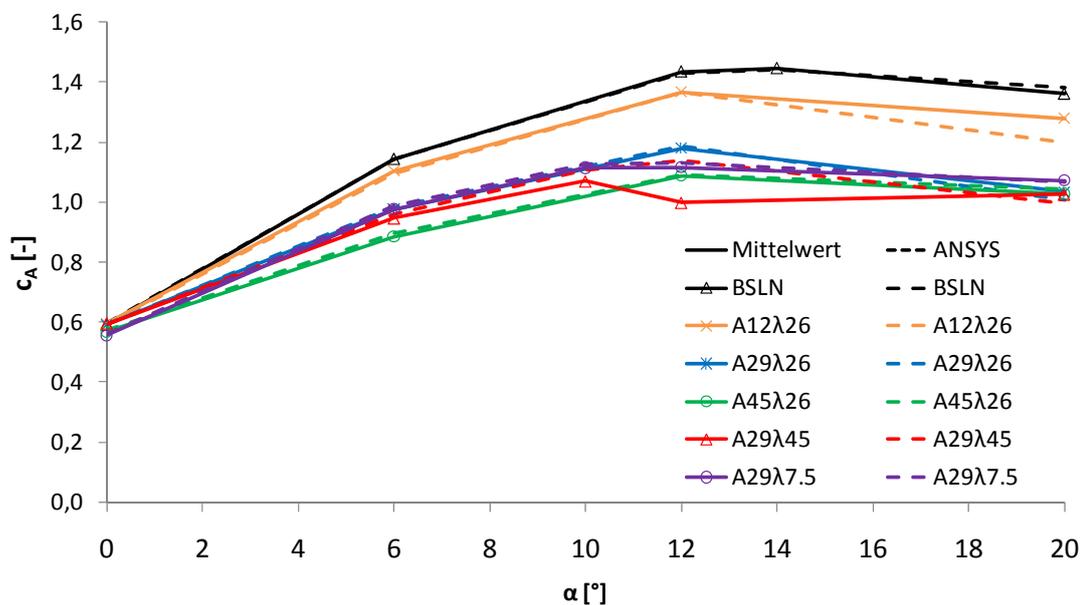


Abbildung 123: Auftriebsbeiwerte, Vergleich arithmetisch gemittelte diskrete Auftriebsbeiwerte sowie Vergleich zu Gesamt-Auftriebsbeiwerten der Tragflügel mit Serration.

Des Weiteren sind die Ergebnisse aus den Abbildungen 119 bis 123 in Tabelle 17 zusammengefasst.

Tabelle 17: Ergebnisse der Auftriebsweiwerte am Peak, Midpeak und Trough.

	AoA [°]	Peak	Midpeak	Trough	Summe (Mittelwert)	ANSYS
<b>BSLN</b>	0	-	-	-	0,59	0,60
	6	-	-	-	1,14	1,15
	12	-	-	-	1,44	1,43
	14	-	-	-	1,45	1,44
	20	-	-	-	1,36	1,38
<b>A12 <math>\wedge</math> 26</b>	0	0,59	0,60	0,60	0,60	0,60
	6	1,12	1,11	1,09	1,11	1,10
	12	1,41	1,38	1,31	1,37	1,36
	20	1,33	1,29	1,21	1,28	1,20
<b>A29 <math>\wedge</math> 26</b>	0	0,59	0,60	0,59	0,59	0,60
	6	1,01	1,00	0,92	0,98	0,98
	12	1,26	1,22	1,07	1,18	1,19
	20	1,14	1,06	0,89	1,03	1,01
<b>A45 <math>\wedge</math> 26</b>	0	0,57	0,59	0,55	0,57	0,57
	6	0,93	0,92	0,80	0,88	0,90
	12	1,18	1,16	0,92	1,09	1,09
	20	1,16	1,10	0,82	1,03	1,05
<b>A29 <math>\wedge</math> 45</b>	0	0,59	0,60	0,60	0,59	0,59
	6	0,99	0,97	0,88	0,95	0,96
	12	1,14	1,10	0,97	1,07	1,11
	14	1,08	1,05	0,87	1,00	1,14
	20	1,13	1,06	0,89	1,03	1,00
<b>A29 <math>\wedge</math> 7.5</b>	0	0,56	0,56	0,56	0,56	0,56
	6	1,02	1,01	0,91	0,98	0,99
	12	1,20	1,15	1,00	1,12	1,13
	14	1,21	1,16	0,98	1,12	1,13
	20	1,22	1,10	0,91	1,07	1,07

## 6.4 Ablösung

Die Ablösung der Strömung ist ein wichtiger Faktor bei der Bestimmung der Auftriebsbeiwerte. Sie kann als Indikator dienen, um zu erklären warum die Beiwerte im Post-Stall Stall mit LE-Serrations, im Gegensatz zur Baseline relativ flach abfallen, was als Vorteil hinsichtlich der aerodynamischen Leistung erachtet wird (siehe Abbildung 75). Eine Möglichkeit bei der Bestimmung des Ablösepunktes ist die Darstellung im ANSYS-Post mit Hilfe eines Vektorplots. Nach Gl. 19 ist die Ablösungsstelle definiert als die Grenze zwischen Vor- und Rückströmung der wandnächsten Schicht bzw. als der Punkt an welchem zum ersten Mal keine Änderung des Differentialquotienten der Geschwindigkeit auftritt. In der nachfolgenden Abbildung 124 wird dies anschaulich dargestellt.

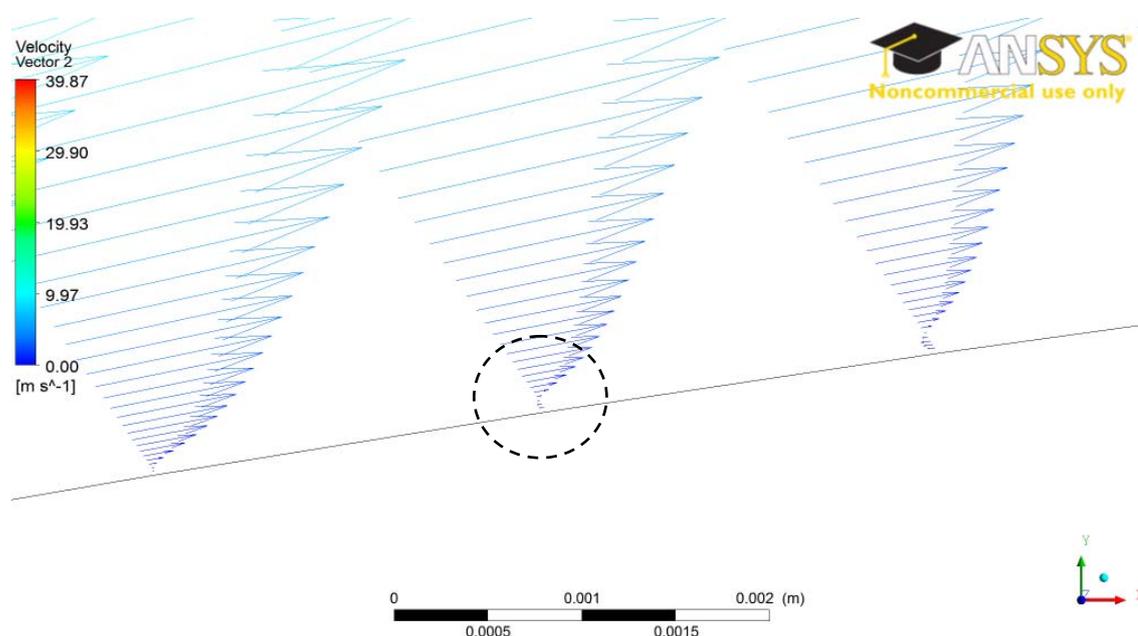


Abbildung 124: Ablösung mit Vektorplot in ANSYS.

Eine andere Möglichkeit die Ablösung zu bestimmen basiert auf einer Auswertung des Reibungsbeiwertes (Skin Friction Coefficient, Gl.16 aus Kapitel 3.3)

$$c_F = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho v_\infty^2}$$

Erreicht dieser den Wert 0, so löst die Strömung von der Tragflügeloberfläche ab. Einen solchen Verlauf stellt die Abbildung 125 dar, hier für den BSLN-Fall. Mit zunehmendem Anstellwinkel des Profils wandert der Ablösepunkt stromaufwärts zur Vorderkante hin.

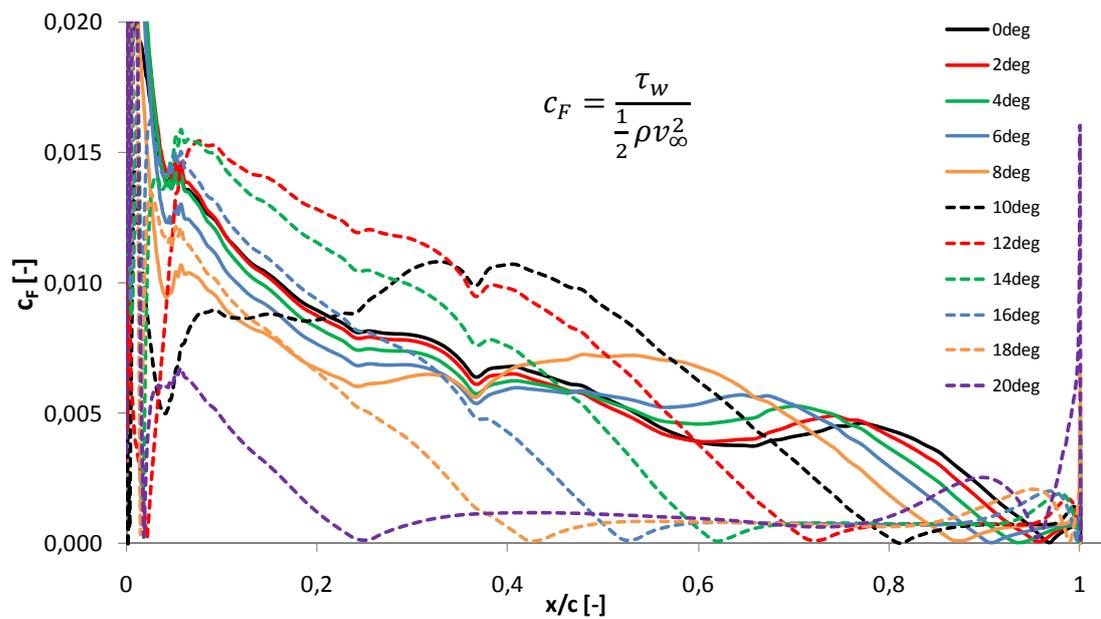


Abbildung 125: Ablösung mit Skin Friction Coefficient (Reibungsbeiwert) über der dimensionslosen Sehnenlänge.

In Abbildung 126 ist der Skin Friction Coefficient über die Oberfläche des BSLN- Profils dargestellt. Hier erkennt man sehr deutlich den Ablösepunkt /-bereich über die Spannweite. Zusätzlich sind bereits leichte Asymmetrien aufgrund dreidimensionaler Strömungseffekte ersichtlich.

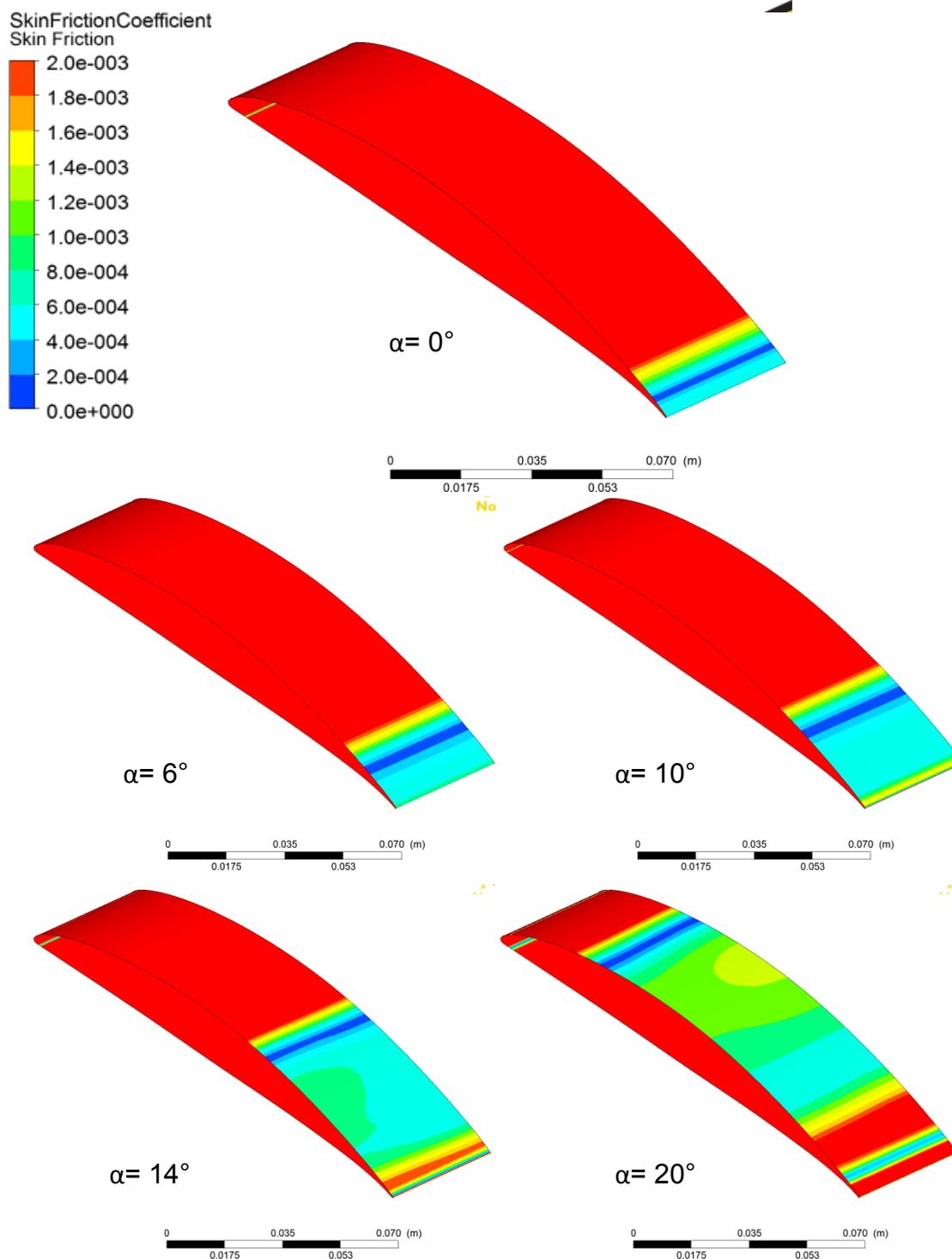


Abbildung 126: Skin Friction Coefficient (Reibungsbeiwert) auf der Oberfläche der Saugseite am BSLN Profil.

Die Ergebnisse des Ablösepunktes verschiedener Serrations über den Anstellwinkel bei verschiedenen Spannweiten (Peak, Midpeak, Trough) sind in den nachfolgenden Abbildungen dargestellt. Abbildung 127 stellt die Ablösung am Peak dar. Es fällt auf, dass die Strömung bei den Serrations A29 $\lambda$ 26, A29 $\lambda$ 45

und A45 $\lambda$ 26 auch mit steigender Anstellung noch an der Tragflügeloberfläche anliegt und erst in Nähe der Profilhinterkante ablöst. Erst im Post-Stall wandern die Ablösepunkte leicht stromauf zur Vorderkante hin. Die anderen Serrations (A12 $\lambda$ 26 und A29 $\lambda$ 7.5) hingegen verhalten sich ähnlich wie der BSLN. Bis etwa 10° löst die Strömung noch an der Hinterkante ab. Mit weiterer Erhöhung des Winkels wandert die Ablösung stromaufwärts. Serrations mit hohen Amplituden und ausreichend großen Wellenlängen scheinen folglich hilfreich zur Unterdrückung der Wanderung des Ablösepunktes unter Variation des Anstellwinkels.

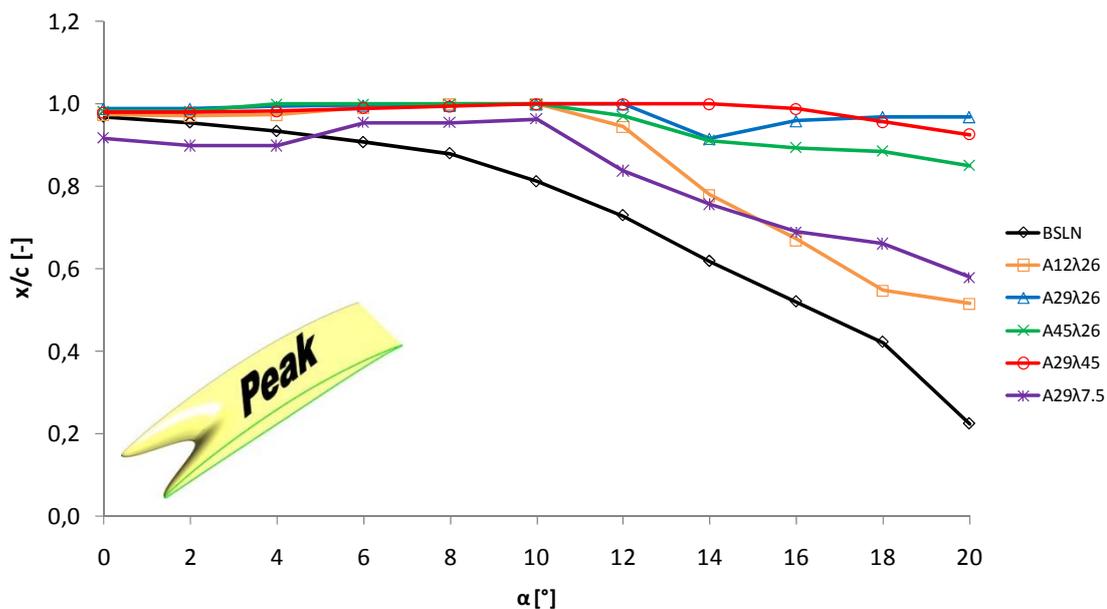


Abbildung 127: Ablösung der Strömung an der dimensionslosen Sehnenlänge über den Anstellwinkel am Peak.

Betrachtet man den Verlauf am Midpeak, so wandert die Ablösung bei allen Serrations mit erhöhen des Anstellwinkels stromaufwärts zur Vorderkante hin ohne das die Strömung bis zur Hinterkante anliegt (Abbildung 128). Das selbe Verhalten findet sich auch am Trough wieder. Ab etwa  $\alpha = 14^\circ$ , der in etwa dem Übergangspunkt in den Post-Stall-Bereich entspricht, löst die Strömung direkt an der Vorderkante des Profils ab (gerade Linien in Abbildung 129).

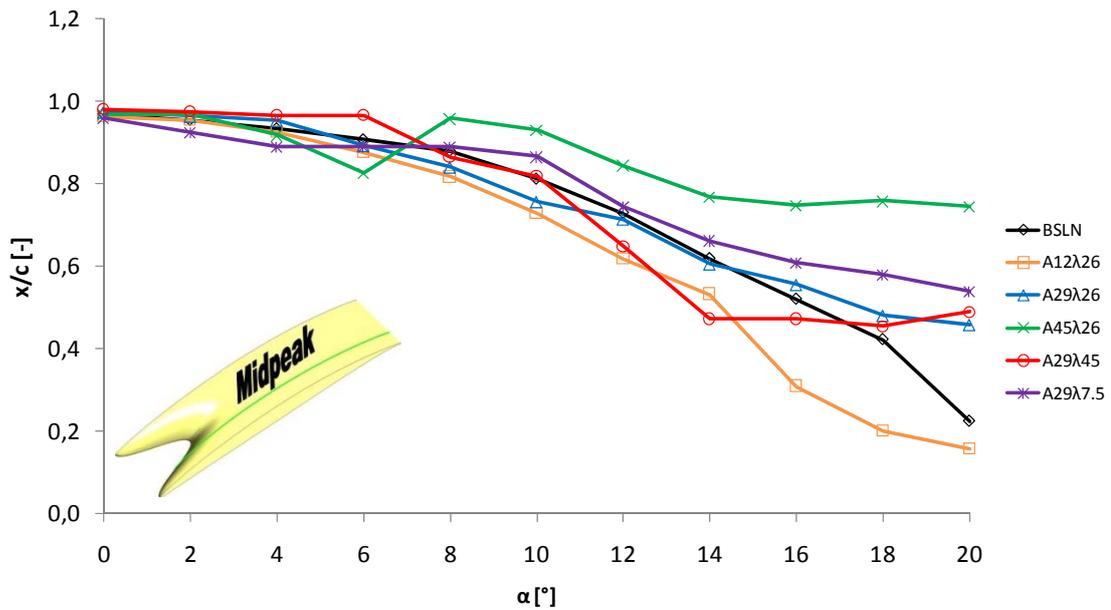


Abbildung 128: Ablösung der Strömung an der dimensionslosen Sehnenlänge über den Anstellwinkel am Midpeak.

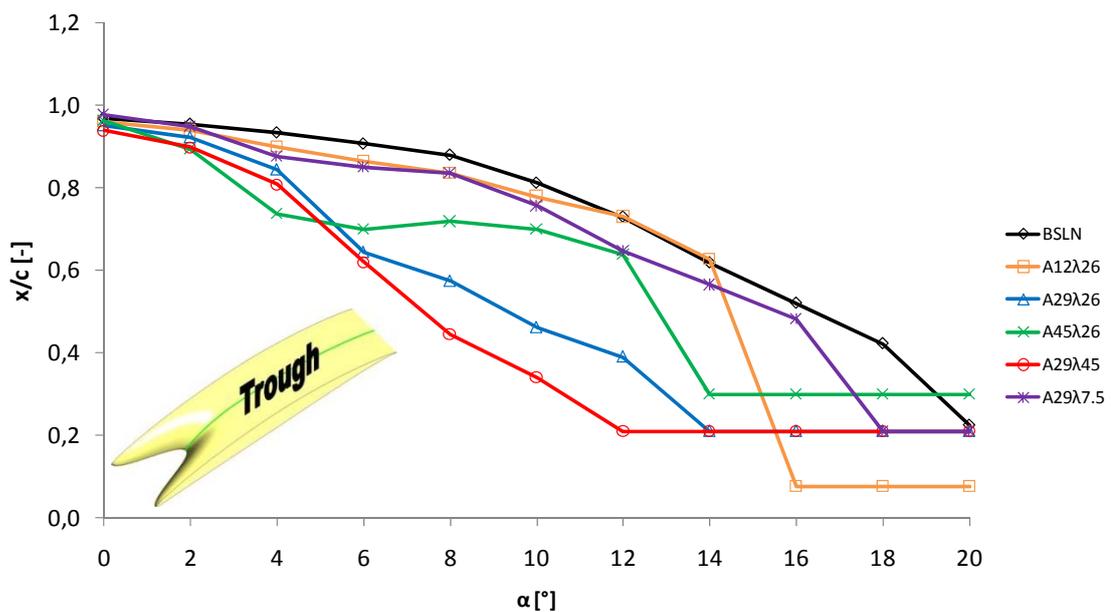


Abbildung 129: Ablösung der Strömung an der dimensionslosen Sehnenlänge über den Anstellwinkel am Trough.

Zusammengefasst ergeben sich zwei Arten bei der Ablösung der Strömung an den Serrations. Einerseits liegt die Strömung bei Erhöhung des Anstellwinkels lange bis zur Hinterkante am Peak an (A29 $\lambda$ 26, A29 $\lambda$ 45 und A45 $\lambda$ 26), während andererseits die Ablösung ab etwa 10° stattfindet und kontinuierlich zur Vorderkante hin wandert (A12 $\lambda$ 26 und A29 $\lambda$ 7.5). Betrachtet man bei diesen beiden Fällen, wie Abbildung 126 zeigt, den Skin Friction Coefficient über die Oberflä-

che, so ergeben sich zwei unterschiedliche Strukturen bzw. Ablöseschemata. Für die Serrations A29 $\lambda$ 26, A29 $\lambda$ 45 und A45 $\lambda$ 26 verläuft die Ablösung von der Hinterkante von Peak zu Trough pfeilförmig in Richtung Vorderkante (Abbildung 130). Die zweite Struktur weist einen M-förmigen Verlauf des Skin Friction Coefficient über die Oberfläche auf. Dies gilt für den A12 $\lambda$ 45 und A29 $\lambda$ 7.5 (Abbildung 132 und Abbildung 134).

Die pfeilförmige Struktur entwickelt sich wahrscheinlich ab einer Mindestamplitude von  $A > 12mm$  und Mindestwellenlänge von  $\lambda > 7,5mm$ . Diese Art des Verlaufes des Skin Friction Coefficient ist möglicherweise ein Grund für das nicht starke Einbrechen der Auftriebsbeiwerte im Post-Stall (vgl. Abbildung 75 und Abbildung 76). Es kommt also, im Gegensatz zum Ablösemuster der Baseline, auch bei hohen Anstellwinkeln zu einer partiellen Ablösung der Strömung, wo im Bereich der Peaks ein vollständiger Strömungsabriss auch bei hohen Anstellwinkeln unterdrückt werden kann. Dies könnte auf die durch die LE-Serration generierten Wirbel zurückgeführt werden, welche die Grenzschicht im Bereich der Peaks zusätzlich energetisieren. Auf der Druckseite sind bei positiver Anstellung des Tragflügels keine Einflüsse beobachtet worden.

Zusätzlich ist für A29 $\lambda$ 26 und A12 $\lambda$ 45, bei 20°, ein Geschwindigkeitsplot am Peak, Midpeak und Trough dargestellt (Abbildung 131 und Abbildung 133). Hier sieht man exemplarisch das Muster der Strömungablösung über der Tragflügelsaugseite.

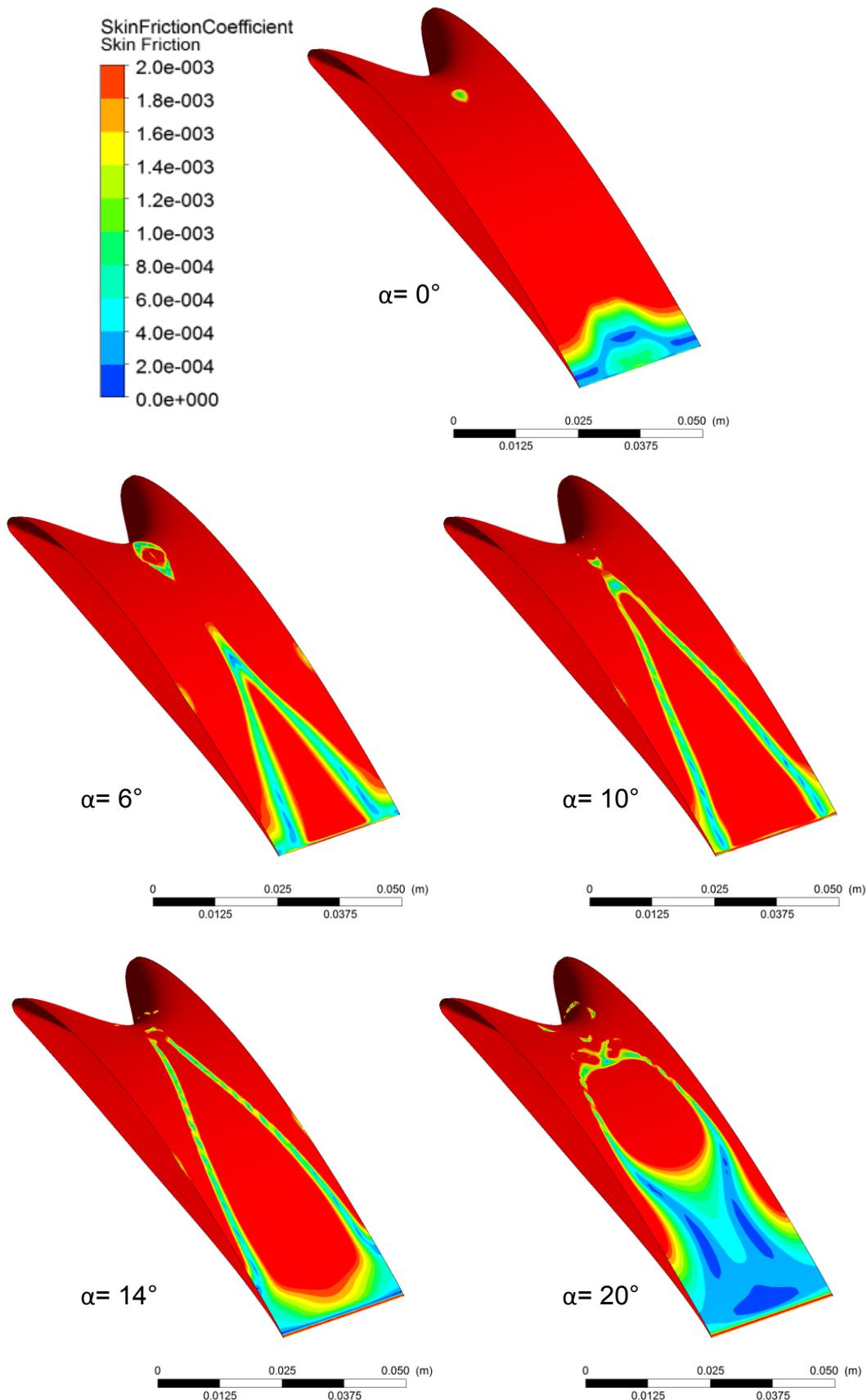


Abbildung 130: Skin Friction Coefficient (Reibungsbeiwert) auf der Oberfläche der Saugseite am A29 $\lambda$ 26.

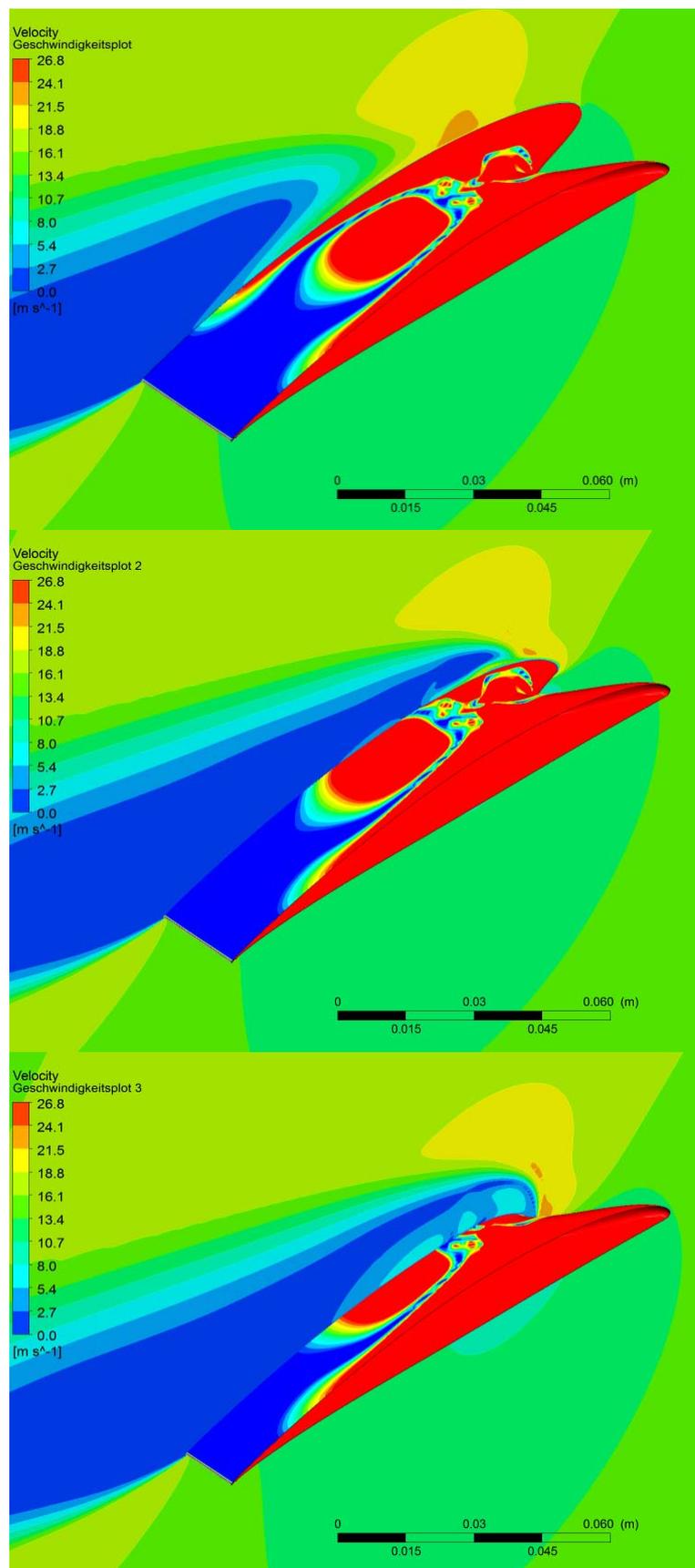


Abbildung 131: Geschwindigkeitsplot A29λ26 als Plane bei  $\alpha = 20^\circ$  und an Position der Peak (oben), Midpeak (Mitte) und Trough (unten). Zusätzlich mit Skin Friction Coefficient über Tragflügelsaugseite

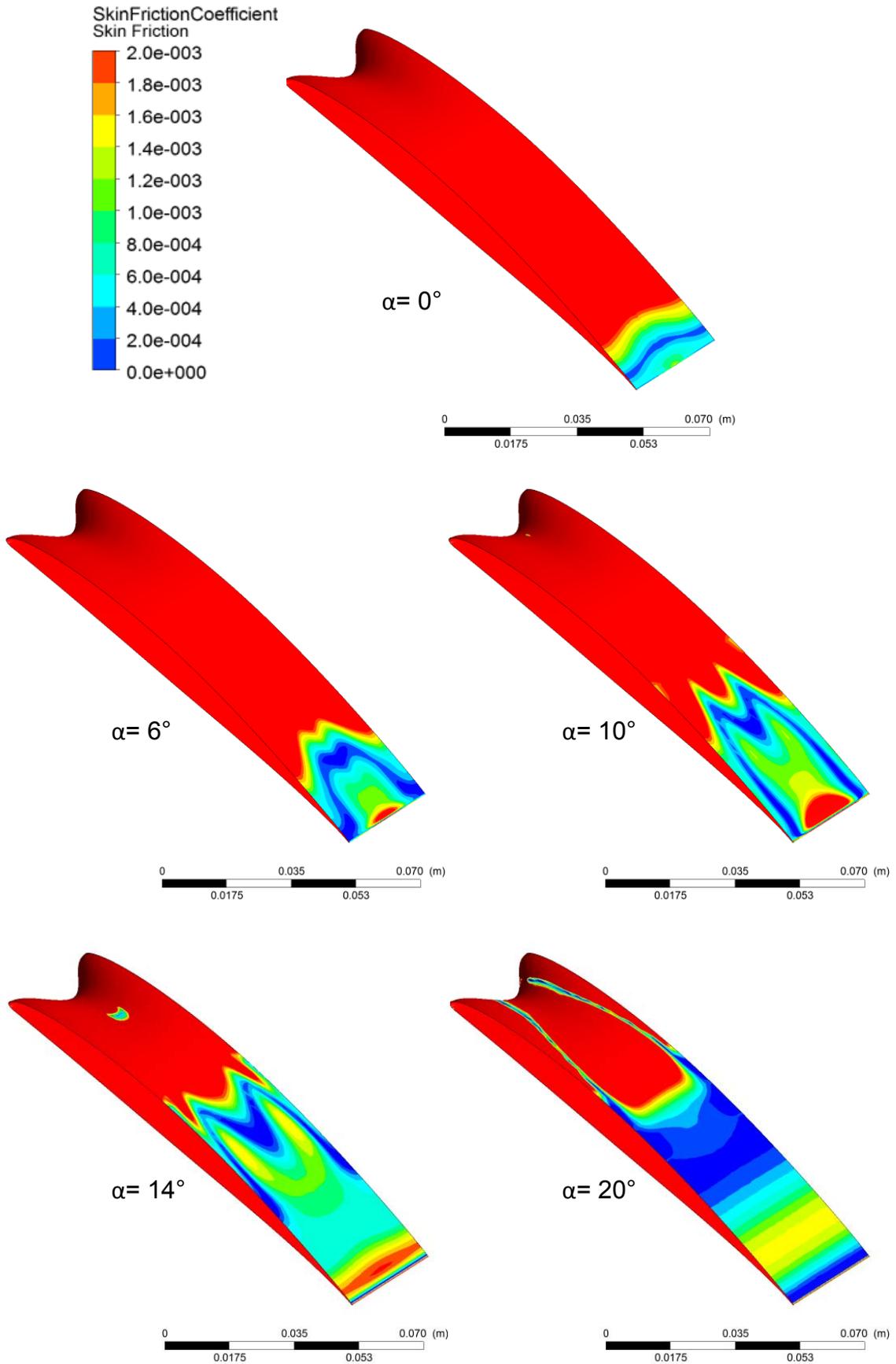


Abbildung 132: Skin Friction Coefficient (Reibungsbeiwert) auf der Oberfläche der Saugseite am A12 $\lambda$ 26.

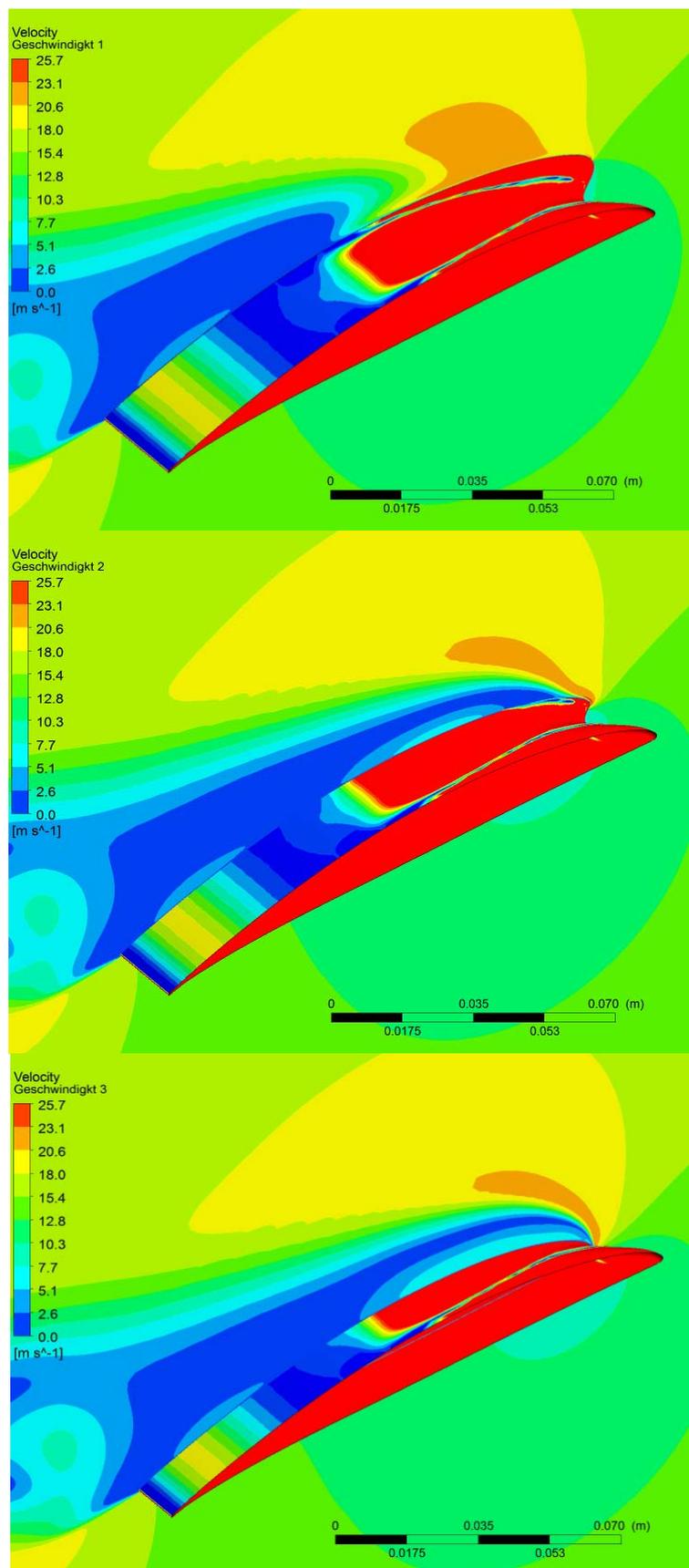


Abbildung 133: Geschwindigkeitsplot A12 $\lambda$ 26 als Plane bei  $\alpha = 20^\circ$  und an Position der Peak (oben), Midpeak (Mitte) und Trough (unten). Zusätzlich mit Skin Friction Coefficient über Tragflügelsaugseite.

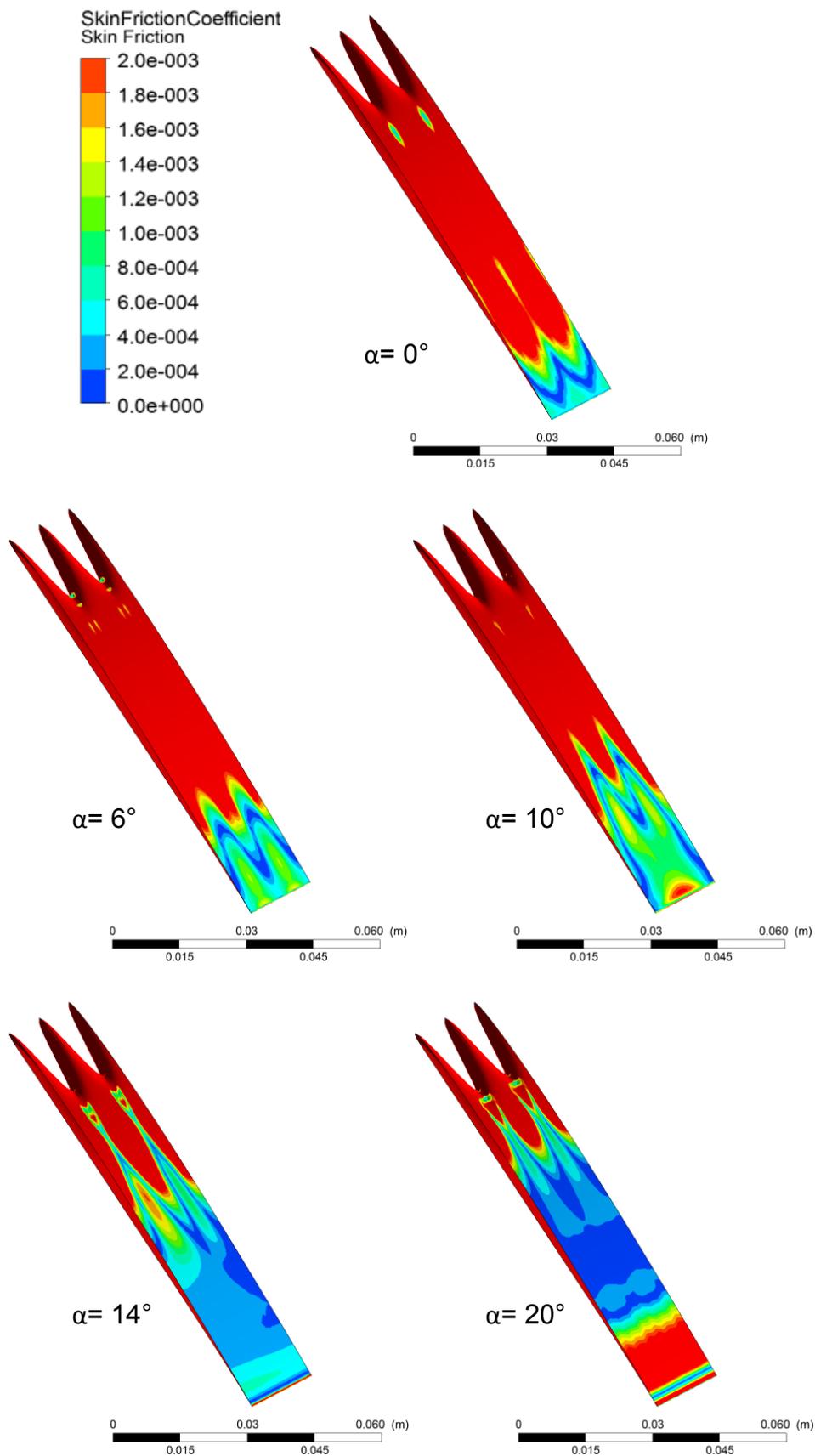


Abbildung 134: Skin Friction Coefficient (Reibungsbeiwert) auf der Oberfläche der Saugseite am A29 $\lambda$ 7.5.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der durchgeführten numerischen, stationären Untersuchungen wurde ein tiefergehendes physikalisches Verständnis für den Einfluss gezackter bzw. gewellter Profil-Vorderkante (Leading-Edge Serrations) auf die Aerodynamik geschaffen.

Das Tragflügelprofil NACA 65-(12)10 ohne (Baseline) und mit gewellten Vorderkanten (Serrations) wurde bei  $v = 15 \text{ m/s}$  im Hinblick auf die Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte bei verschiedenen Anstellwinkeln untersucht. Die Serrations unterscheiden sich nur durch die Abmessungen der verformten Vorderkante, nämlich durch die Amplitude  $A$  und die Wellenlänge  $\lambda$ . Einerseits wird die Wellenlänge konstant gehalten und die Amplitude variiert (A12 $\lambda$ 26, A29 $\lambda$ 26 und A45 $\lambda$ 26). Andererseits wird die Amplitude konstant gehalten und die Wellenlänge verändert (A29 $\lambda$ 7.5 A29 $\lambda$ 26 und A29 $\lambda$ 45). Der A12 $\lambda$ 26 mit der kleinsten Amplitude, weist im Pre-Stall, im Vergleich zu den anderen Serrations gleicher Wellenlänge, die größeren Auftriebsbeiwerte auf. Mit zunehmend größerer Amplitude werden die Auftriebsbeiwerte kleiner. Wird hingegen die Wellenlänge bei konstanter Amplitude variiert, so zeigen die unterschiedlichen Wellenlängen kaum einen Einfluss auf die Auftriebsbeiwerte. Bei einem Anstellwinkel von etwa  $12^\circ$  erreichen alle Serrations ihren maximalen Auftriebsbeiwert. Während die Auftriebsbeiwerte des A12 $\lambda$ 26 im Post-Stall stark absinken, fallen die Beiwerte der anderen Serrations weniger stark ab. Sie bleiben auch bei noch stärkerer Anstellung des Tragflügels auf einem ähnlichen, nahezu konstanten Niveau. Somit wurden erhöhte Post-Stall Auftriebsbeiwerte erzielt, welche die aerodynamische Leistung verbessern. Im Hinblick auf maximale Post-Stall Beiwerte erscheint der A45 $\lambda$ 26 am effektivsten. Nachteilig ist jedoch die Reduktion der Auftriebsbeiwerte im Pre-Stall Bereich, maßgeblich als Folge der verminderten Wirkfläche.

Des Weiteren wurden die numerisch bestimmten Auftriebsbeiwerte mit experimentell ermittelten Werten bei einem ähnlichen Test-Setup verglichen. Während bei beiden Untersuchungen der Einfluss der Amplitude festzustellen ist (größere Amplitude führt zu geringere Auftriebsbeiwerte), zeigt der Einfluss der Wellenlänge bei der numerischen Lösung keine signifikante Änderung. Jedoch zeigt die experimentelle Messung einen Einfluss. Mit zunehmender Wellenlänge steigen die Auftriebsbeiwerte. Im Allgemeinen zeigt die numerische und die experimentelle Studie eine angemessene Übereinstimmung im Pre-Stall Bereich. Im Post-Stall Bereich sind die Abweichungen größer. Transiente Simulationen sind notwendig um die erhaltenen Post-Stall Auftriebsbeiwerte zu bestä-

tigen, da die durchgeführten stationären Simulationen eventuell nicht ausreichen um die hier entstehenden großen abgelöste Wirbelstrukturen sowie deren Einfluss auf die aerodynamische Performance entsprechend abbilden zu können. Weitere Einflüsse auf die Unterschiede im experimentellen/ numerischen Vergleich sind die unterschiedlichen Randbedingungen der jeweiligen Versuchsaufbauten. Im Experiment herrschte ein geringerer Turbulenzgrad, was zu einem verzögerten Übergang der Grenzschicht führt. Darüber hinaus wurde zwar die Wirkung der Begrenzungswände des Windkanals durch Korrekturwerte korrigiert, jedoch fehlt die Korrektur der Flapping- Effekte der Tragflügelprofile bei hohen Anstellwinkeln. Auch die Oberflächengüte des Tragflügelprofils kann eine Rolle spielen.

Weiter wurde die Druckverteilung der Profile bei verschiedenen Spannweiten (Spitze= Peak, Mitte= Midpeak, Wurzel= Trough) verglichen. Obwohl die Verzahnungen die Form der Tragflügelvorderkante lediglich im Bereich der dimensionslosen Sehnenlänge von  $x/c = 0,08$  bis  $x/c = 0,3$  verändert, zeigt sich auf der Saugseite ein signifikanter Einfluss der Serrations auf die Druckverteilung hinzu deutlich höheren Sehnenlängen ( $x/c = 0,5$ ). Dabei steigt der maximale Unterdruck stetig in Spannweitenrichtung von der Spitze zur Wurzel. Ein Vorteil der numerischen Untersuchung gegenüber der experimentellen ist die Ermittlung der Druckverteilung an jeder definierten spannweitigen Position am Tragflügelprofil. Dadurch kann für jede dieser diskreten Positionen der Auftriebsbeiwert ermittelt und analysiert werden, während bei experimentellen Untersuchungen der Beiwert einen gesamtresultierenden Wert (Einzahlenwert, ermittelt durch Mehrkomponentenwaage) darstellt.

Zuletzt wurde der Reibungsbeiwert (Skin Friction Coefficient) ermittelt. Mit diesem Beiwert kann die Ablösung der Strömung am Tragflügelprofil bei verschiedenen Spannweiten (Peak, Midpeak, Trough) bestimmt werden. Während am Midpeak und Trough die Strömungsablösung wie erwartet mit zunehmendem Anstellwinkel von der Hinterkante kontinuierlich stromaufwärts zur Vorderkante wandert, löste die Strömung am Peak an der Hinterkante ab etwa  $\alpha = 10^\circ$  ab, bevor sie zur Vorderkante wandert. Bei drei der Serrations (A29 $\lambda$ 26, A29 $\lambda$ 45 und A45 $\lambda$ 26) löste die Strömung erst ab etwa  $\alpha = 16^\circ$  und nahe der Hinterkante ab. Diese Art der Ablösung entwickelt sich wahrscheinlich ab einer Mindestamplitude von  $A > 12mm$  und Mindestwellenlänge von  $\lambda > 7,5mm$ . Dies könnte mitunter einer der Gründe sein warum die Post-Stall Auftriebsbeiwerte dieser Serrations nicht so stark einbrechen wie dies bei der BSLN oder Serrations mit kleinen Amplituden und Wellenlängen der Fall ist. Überträgt man den Reibungsbeiwert auf die Oberfläche der Profile, kann man den Verlauf des Rei-

bungsbeiwertes bei den unterschiedlichen Anstellwinkeln anschaulich darstellen.

Weiterführende Arbeiten zu der Thematik Simulation von gewellten Vorderkanten sollten sich vor allem mit transienten Simulationen befassen. Es ist empfehlenswert transiente (instationäre) Simulationen vor allem im Post-Stall durchzuführen, da in diesem Bereich die Strömung durch die größeren Wirbel instationär wird. Daraus resultiert, dass vorher eine eventuelle Simulations- Schrittweitenstudie durchgeführt werden sollte, denn für transiente Strömungslösungen ist es eminent wichtig, eine geeignete Zeitschrittgröße zu wählen. Einerseits führt ein zu großer Zeitschritt zum Verlust von Details, weil die Zeitskala der Strömung überschritten wird und feine Strukturen so nicht hinreichend genau aufgelöst werden können, andererseits werden bei zu kleinen Zeitschritten zwar die Details erfasst, doch das Verfahren ist nicht effizient, da mehr Zeitschritte erfolgen als nötig und die Rechenzeit dadurch deutlich ansteigt.

## Quellenverzeichnis

ANSYS: *User Documentation*, ANSYS CFX, Release 17.0, 2016.

[https://www.sharcnet.ca/Software/Ansys/17.0/en-us/help/cfx\\_thry/i168504023837015.html](https://www.sharcnet.ca/Software/Ansys/17.0/en-us/help/cfx_thry/i168504023837015.html)

Biedermann, T.: *AEROFOIL NOISE SUBJECTED TO LEADING EDGE SERRATION*, Investigation of the effects of serrated undulation on aerofoil leading edges with the aim of reducing the emission of broadband noise, Master Dissertation, Department of Process-, Energy- and Environmental Technology, University of Applied Sciences Düsseldorf/ Brunel University London, 2015.

Bohl, W., Elmendorf, W.: *TECHNISCHE STRÖMUNGSLEHRE*, Stoffeigenschaften von Flüssigkeiten und Gasen, Hydrostatik, Aerostatik, Inkompressible Strömungen, Kompressible Strömungen, Strömungsmesstechnik, 13. überarbeitete und erweiterte Auflage, Vogel Buchverlag, 2005.

Böswirth, L., Bschorer, S.: *TECHNISCHE STRÖMUNGSLEHRE*, Lehr- und Übungsbuch, 9. überarbeitete Auflage, Vieweg+ Teubner Verlag, 2012.

Coroflot: *Conceptual Design of High-Speed Helicopter*, 2016.

<http://www.coroflot.com/santiagomorales/Conceptual-Design-of-High-Speed-Helicopter>

Denner, F.: *Vergleich und Validierung verschiedener CFD-Codes*, Universität Stuttgart Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen, 2008.

DW: *Konstrukteure lernen von Walen*, DW Made for minds, 2016.

<http://www.dw.com/de/konstrukteure-lernen-von-walen/a-16043594>

Envira: *Heat Recovery Destratification*, Envira-North Systems Ltd., 2016.

[http://www.cpa-group.net/new\\_products\\_destratification\\_fans.html](http://www.cpa-group.net/new_products_destratification_fans.html)

Fister, W.: *Fluidenergiemaschinen*, Band 2: Auslegung, Gestaltung, Betriebsverhalten ausgewählter Verdichter- und Pumpenbauarten, Springer Verlag, 1986.

Flug: *Open-Rotor-Konzepte*, Flugrevue 2016.

<http://www.flugrevue.de/flugzeugbau/triebwerke/open-rotor-konzepte/527792?skip=7#7>

Gottschald, J.: *Grundlagenstudie zur numerischen Strömungssimulation einer Windenergieanlage*, University of Applied Sciences Düsseldorf, 2013.

Lecheler, S.: *Numerische Strömungsberechnung*, Schneller Einstieg durch anschauliche Beispiele mit ANSYS 15.0, 3. aktualisierte Auflage, Springer Vieweg, 2014.

Menter, F.R.: Langtry, R.B., Likki, S.R., Suzen, Y.B., Huang, P.G., and Völker, S.: *A Correlation based Transition Model using Local Variables Part 1- Model Formulation*, ASME-GT2004-53452, ASME TURBO EXPO 2004, Vienna, Austria.

Menter, F. R.: Muntz, M.; Langstry, R.: *Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model*. In: Hanjalic, K. et al: *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4* , Begell House Inc., 2003.

Meyer, C.: *Einfluss von Grenzschichten auf das Strömungsverhalten*, 2016.  
[http://www.hydrosys.uni-stuttgart.de/institut/hydrosys/publikationen/paper/2014/Meyer2013\\_Seminararbeit.pdf](http://www.hydrosys.uni-stuttgart.de/institut/hydrosys/publikationen/paper/2014/Meyer2013_Seminararbeit.pdf)

Mueller, T. J.: *Low Reynolds number vehicles*, volume no. 288 of AGARDograph. North atlantic Treaty Organization, Advisory Group for Aerospace Research and Development and National Aeronautics and Space Administration [distributor], Neuilly-sur-Seine and France and Langley Field and Va, 1985.

Obwalden: *Warum fliegt ein Flugzeug? Der wahre Grund und warum Einstein irrte*, 2016.  
[http://www.mgow.ch/erstflug\\_warum\\_fliegt\\_ein\\_flugzeug.htm](http://www.mgow.ch/erstflug_warum_fliegt_ein_flugzeug.htm)

Oerlemans, S., Fisher, M., Maeder, T. and Kögler, K.: *REDUCTION OF WIND TURBINE NOISE USING OPTIMIZED AIRFOILS AND TRAILING-EDGE SER-RATIONS*. AIAA journal, 47:1470\_1481, 2009.

Peace: *Berechnung der thermodynamischen Zustandsgrößen von Luft*, Peace Software, 2016.  
<http://www.peacesoftware.de/einigewerte/luft.html>

Saliveros, E.: *The Aerodynamic Performance of the NACA-4415 Aerofoil Section at Low Reynolds Numbers*. PhD thesis, University of Glasgow, Glasgow, November 1988.

Sarah: *Mimic the Most Powerful Designer of All: Nature*, Sarah Nelsen Designs, 2016.  
<http://sarahdesigns.com/mimic-the-most-powerful-designer-of-all-nature>

Schade H., Kunz E., Kameier F., Paschereit C.O.: *Strömungslehre*, 4., neu bearbeitete Auflage, Walter de Gruyter, Berlin, 2013.

Schlichting, H., Truckenbrodt, E.: *AERODYNAMIK DES FLUGZEUGS*, Erster Band Grundlagen aus der Strömungsmechanik Aerodynamik des Tragflügels (Teil I), zweite Neubearbeitete Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1967.

Schmidt, T.: *Quantifizierbarkeit von Unsicherheiten bei der Grenzschichtwiedergabe mit RANS-Verfahren*, Dissertation, TU Berlin, 2011.

Siekmann, H.E.: *STRÖMUNGSLEHRE FÜR DEN MASCHINENBAU*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2001.

Sigloch, H.: *TECHNISCHE FLUIDMECHANIK*, sechste, neu bearbeitete Auflage, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2007.

Spektrum: *Lexikon der Physik, Auftrieb*, 2016.  
<http://www.spektrum.de/lexikon/physik/auftrieb/970>

Wahl, T.: *Simulation und experimentelle Untersuchung von Fluid-Struktur-Interaktionen am Beispiel der Umströmung eines Zylinders sowie einer Zylinder-Quader-Konfiguration*, University of Applied Sciences Düsseldorf, 2012.

Wiki1: *NACA- Profile*, 2016.  
<https://de.wikipedia.org/wiki/NACA-Profil>

Wiki2: *Profil (Strömungslehre)*, 2016.  
[https://de.wikipedia.org/wiki/Profil\\_%28Str%C3%B6mungslehre%29](https://de.wikipedia.org/wiki/Profil_%28Str%C3%B6mungslehre%29)

Wiki3: *Druckbeiwert*, 2016.  
<https://de.wikipedia.org/wiki/Druckbeiwert>

Wiki4: *Polardiagramm (Strömungslehre)*, 2016.  
[https://de.wikipedia.org/wiki/Polardiagramm\\_%28Str%C3%B6mungslehre%29](https://de.wikipedia.org/wiki/Polardiagramm_%28Str%C3%B6mungslehre%29)

## Anhang A - Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte

### Simulationsergebnisse aus ANSYS zu Kapitel 6.1

Baseline			A12λ26		
Nodes	3,58 Mio.		Nodes	2,22 Mio.	
Elements	3,48 Mio.		Elements	2,13 Mio.	
Fläche	0,15*0,045=	6,75e-3[m <sup>2</sup> ]	Fläche	0,15*0,0263=	3,945e-3[m <sup>2</sup> ]
Alpha	Lift	Drag	Alpha	Lift	Drag
-20	-0,39594	0,2976	-20	-0,3950	0,2753
-18	-0,33769	0,25528	-18	-0,3015	0,2209
-16	-0,28034	0,217514	-16	-0,2539	0,1880
-14	-0,22494	0,181409	-14	-0,2274	0,1615
-12	-0,15473	0,145377	-12	-0,1972	0,1372
-10	-0,094112	0,116857	-10	-0,1571	0,1134
-8	-0,054195	0,094202	-8	-0,0855	0,0888
-6	-0,012872	0,073405	-6	0,0490	0,0632
-4	0,13112	0,047711	-4	0,2275	0,0425
-2	0,38376	0,028104	-2	0,4142	0,0311
0	0,597	0,026741	0	0,5952	0,0276
2	0,7928	0,03035	2	0,7778	0,0303
4	0,97282	0,037444	4	0,9471	0,0370
6	1,1415	0,045952	6	1,0964	0,0455
8	1,2886	0,056014	8	1,2256	0,0559
10	1,3862	0,068897	10	1,3226	0,0692
12	1,4325	0,08513	12	1,3644	0,0880
14	1,4434	0,10519	14	1,3074	0,1188
16	1,4261	0,13107	16	1,2053	0,1697
18	1,411717	0,167814	18	1,1037	0,2429
20	1,382074	0,238328	20	1,1993	0,3286

Anhang A- 1: Simulationsergebnisse der Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte der Baseline und A12λ26.

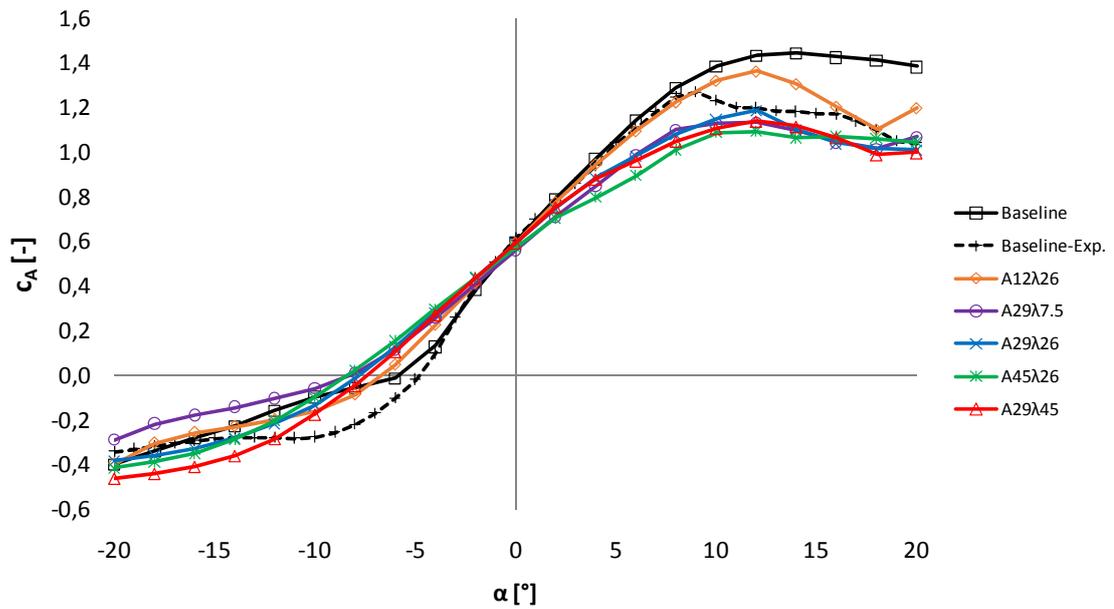
A29λ45			A29λ26		
Nodes	3,52 Mio.		Nodes	2,40 Mio.	
Elements	3,42 Mio.		Elements	2,25 Mio.	
Fläche	0,15*0,045=	6,75e-3[m <sup>2</sup> ]	Fläche	0,15*0,0263=	3,945e-3[m <sup>2</sup> ]
Alpha	Lift	Drag	Alpha	Lift	Drag
-20	-0,4608	0,2596	-20	-0,3823	0,2263
-18	-0,4396	0,2309	-18	-0,3592	0,2018
-16	-0,4082	0,2010	-16	-0,3305	0,1761
-14	-0,3596	0,1695	-14	-0,2816	0,1485
-12	-0,2831	0,1366	-12	-0,2182	0,1221
-10	-0,1743	0,1048	-10	-0,1342	0,0968
-8	-0,0458	0,0767	-8	-0,0142	0,0722
-6	0,1067	0,0528	-6	0,1280	0,0520
-4	0,2714	0,0372	-4	0,2807	0,0376
-2	0,4353	0,0292	-2	0,4389	0,0299
0	0,5928	0,0272	0	0,5919	0,0280
2	0,7526	0,0303	2	0,7481	0,0314
4	0,8790	0,0378	4	0,8847	0,0387
6	0,9599	0,0517	6	0,9835	0,0509
8	1,0491	0,0688	8	1,0791	0,0670
10	1,1063	0,0907	10	1,1469	0,0920
12	1,1383	0,1335	12	1,1868	0,1219
14	1,1150	0,1825	14	1,0986	0,1690
16	1,0652	0,2222	16	1,0410	0,2103
18	0,9883	0,2831	18	1,0137	0,2476
20	0,9969	0,3199	20	1,0091	0,2837

Anhang A- 2: Simulationsergebnisse der Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte des A29λ45 und A29λ26.

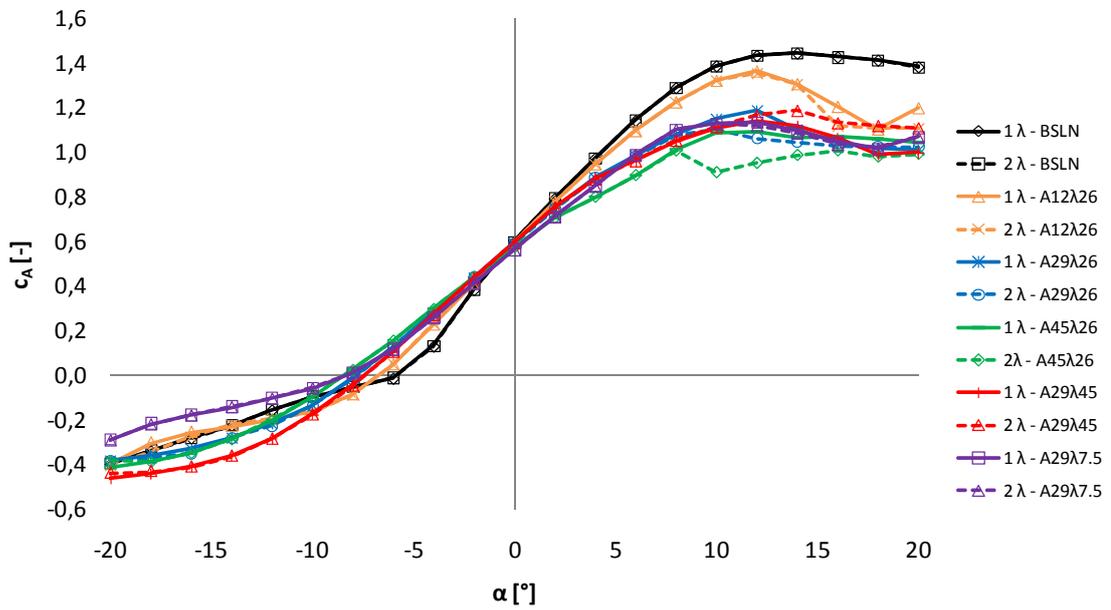
A45λ26			A29λ75 (2 Wellenlängen)		
Nodes	2,40 Mio.		Nodes	2,37 Mio.	
Elements	2,25 Mio.		Elements	2,1 Mio.	
Fläche	0,15*0,0263= 3,945e-3[m <sup>2</sup> ]		Fläche	0,15*0,015= 2,25e-3[m <sup>2</sup> ]	
Alpha	Lift	Drag	Alpha	Lift	Drag
-20	-0,4126	0,2167	-20	-0,2876	0,2129
-18	-0,3863	0,1905	-18	-0,2163	0,1734
-16	-0,3462	0,1635	-16	-0,1779	0,1488
-14	-0,2850	0,1336	-14	-0,1414	0,1273
-12	-0,2012	0,1086	-12	-0,1027	0,1076
-10	-0,0971	0,0837	-10	-0,0567	0,0894
-8	0,0254	0,0623	-8	0,0111	0,0718
-6	0,1562	0,0460	-6	0,1166	0,0553
-4	0,2976	0,0349	-4	0,2574	0,0423
-2	0,4412	0,0295	-2	0,4127	0,0346
0	0,5746	0,0290	0	0,5630	0,0323
2	0,7064	0,0343	2	0,7107	0,0363
4	0,8006	0,0443	4	0,8483	0,0458
6	0,8971	0,0593	6	0,9894	0,0590
8	1,0116	0,0763	8	1,1033	0,0765
10	1,0893	0,1009	10	1,1298	0,0957
12	1,0932	0,1416	12	1,1332	0,1188
14	1,0647	0,1840	14	1,0946	0,1459
16	1,0707	0,2159	16	1,0455	0,1779
18	1,0606	0,2471	18	1,0168	0,2225
20	1,0467	0,2775	20	1,0709	0,2987

Anhang A- 3: Simulationsergebnisse der Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte des A45λ26 und A45λ7.5.

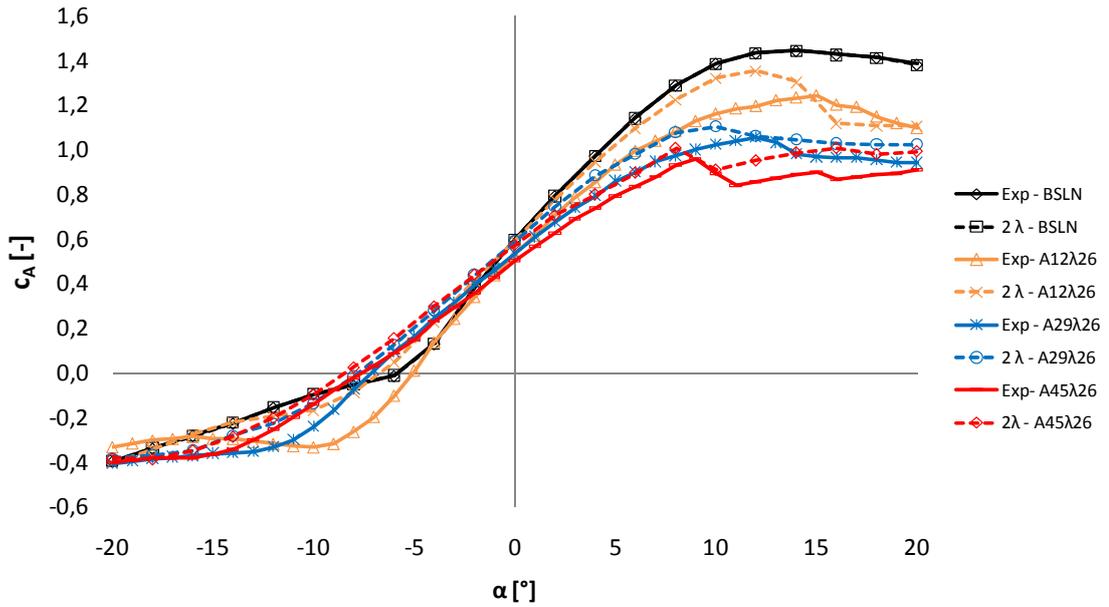
### Weitere Diagramme zu Kapitel 6.1



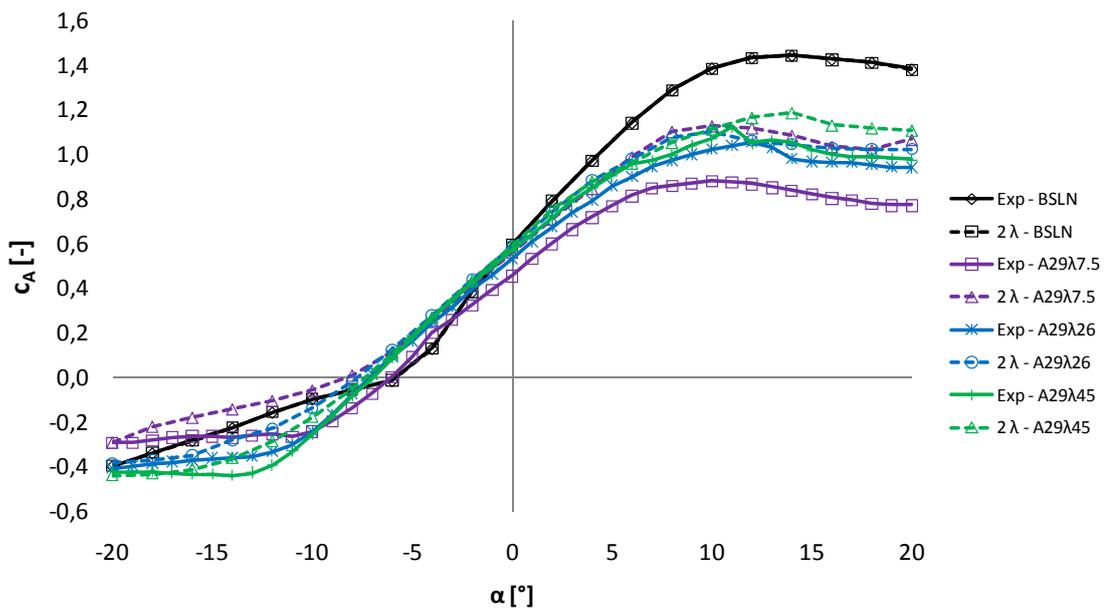
Anhang A- 4: Auftriebsbeiwerte aller Serrations, zusätzlich numerischer und experimenteller Baseline.



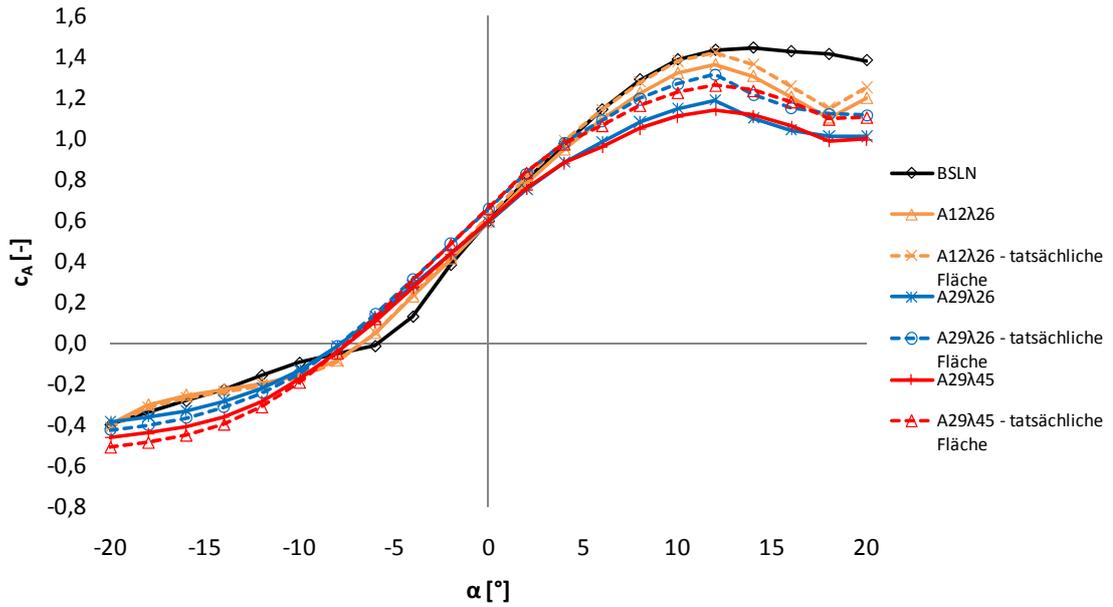
Anhang A- 5: Auftriebsbeiwerte bei einer und zweifacher Wellenlänge.



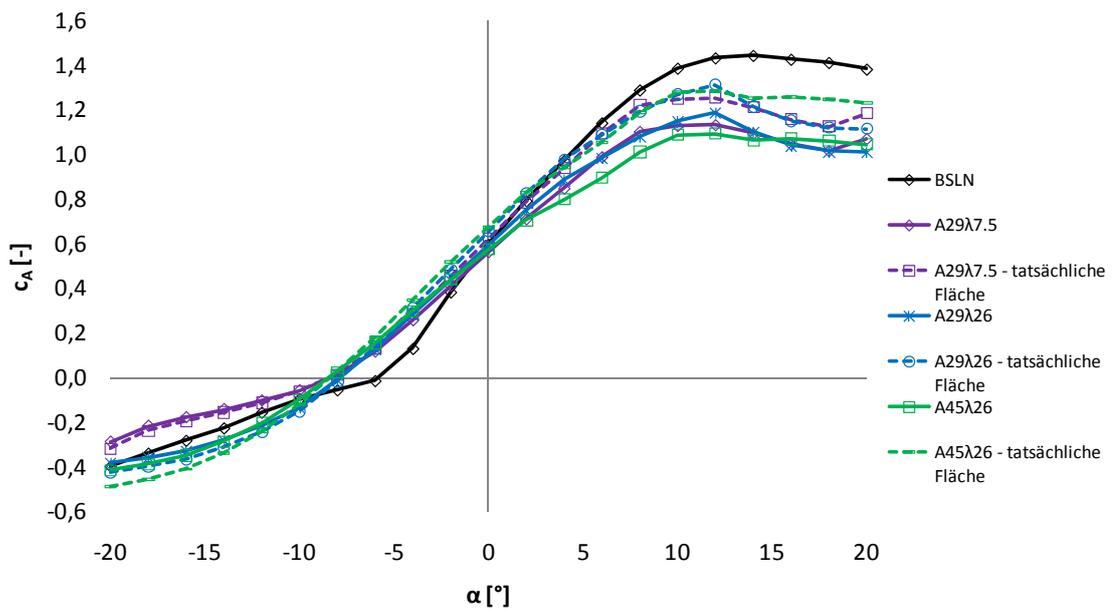
Anhang A- 6: Vergleich Auftriebsbeiwerte bei zweifacher Wellenlänge mit experimentellen Messdaten bei variabler Amplitude und konstanter Wellenlänge.



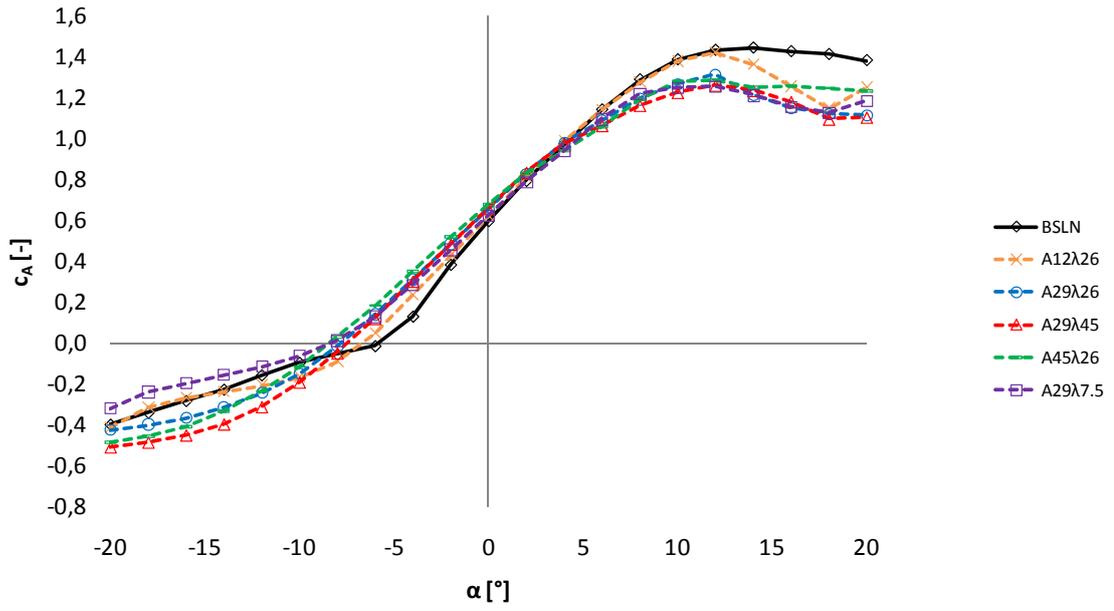
Anhang A- 7: Vergleich Auftriebsbeiwerte bei zweifacher Wellenlänge mit experimentellen Messdaten bei variabler Wellenlänge und konstanter Amplitude.



Anhang A- 8: Vergleich Auftriebsbeiwerte mit maximaler und tatsächlicher Fläche bei variabler Amplitude und konstanter Wellenlänge.



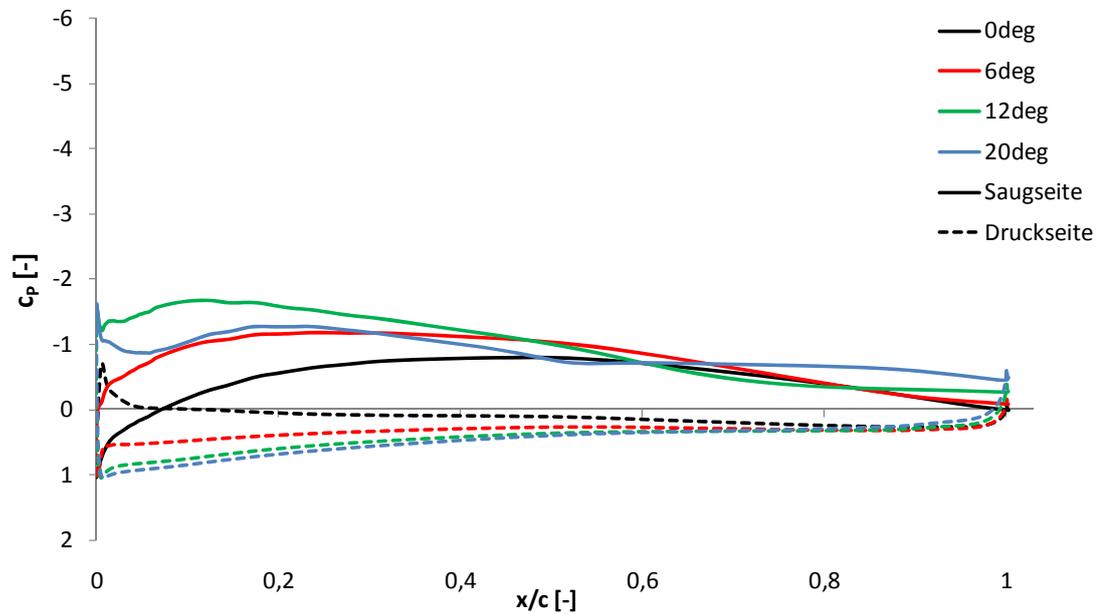
Anhang A- 9: Vergleich Auftriebsbeiwerte mit maximaler und tatsächlicher Fläche bei variabler Wellenlänge und konstanter Amplitude.



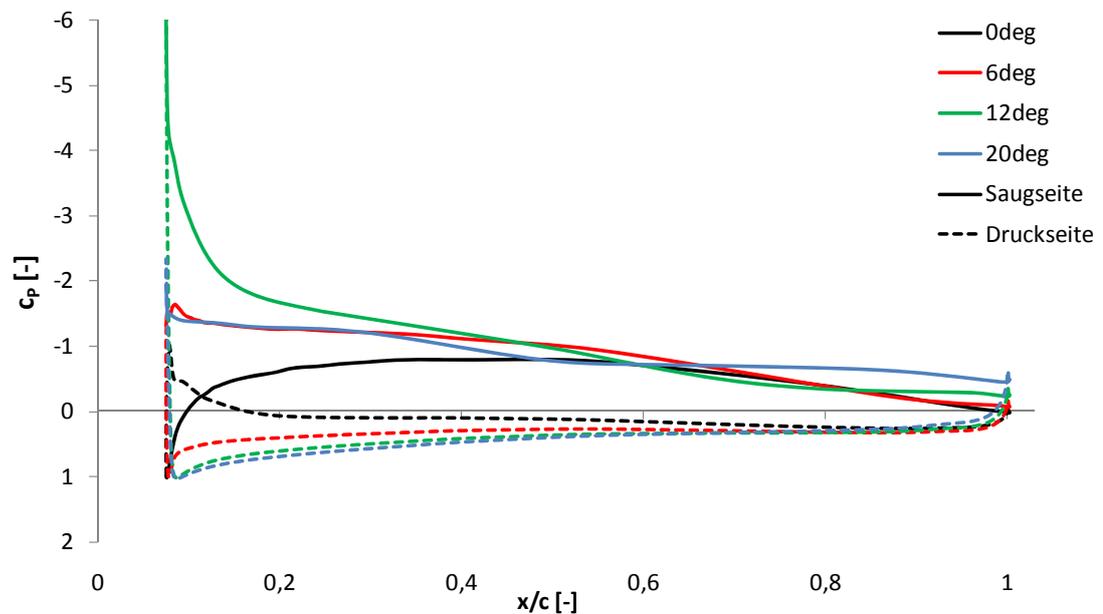
Anhang A- 10: Auftriebsbeiwerte bei tatsächlicher Fläche aller Serrations.

## Anhang B - Weitere Druckverläufe zu Kapitel 6.2

### Druckverlauf A12λ26 am Peak und Trough

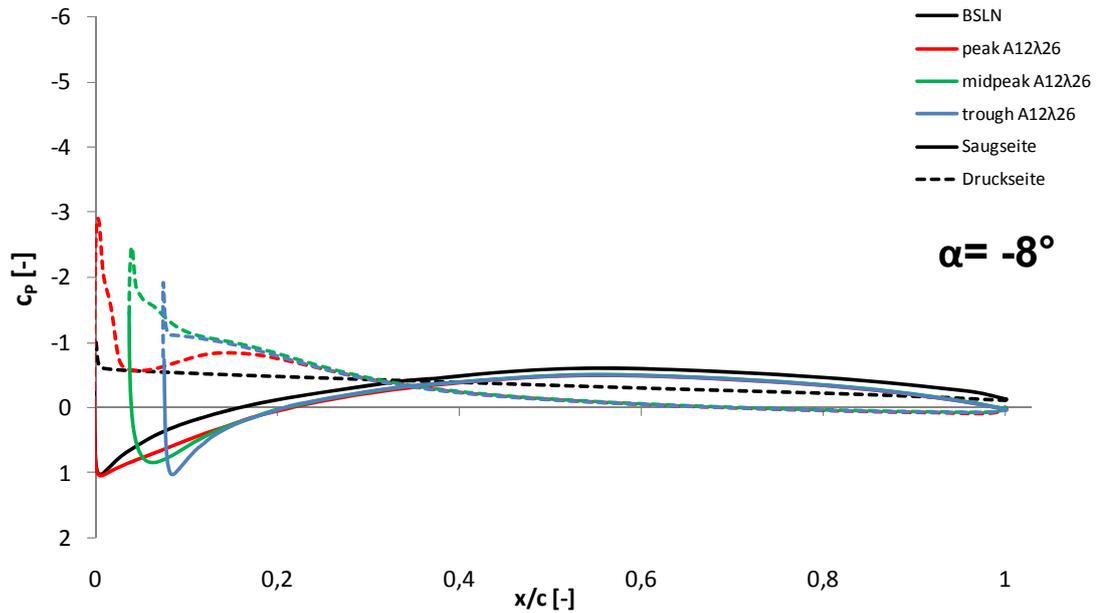


Anhang B- 1: Druckverteilung des A12λ26 am Peak bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

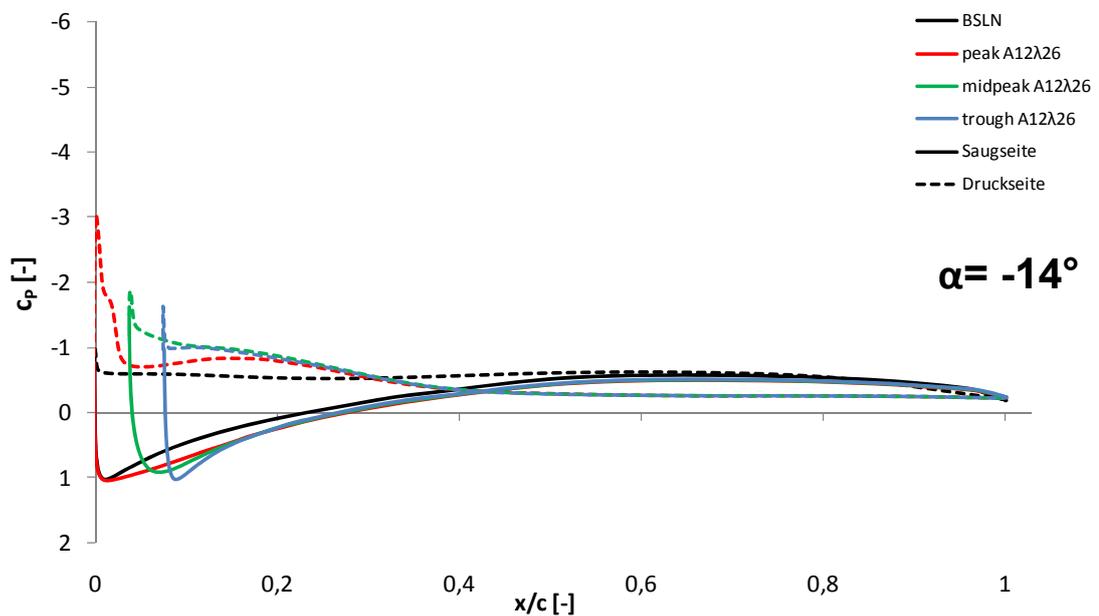


Anhang B- 2: Druckverteilung des A12λ26 am Trough bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

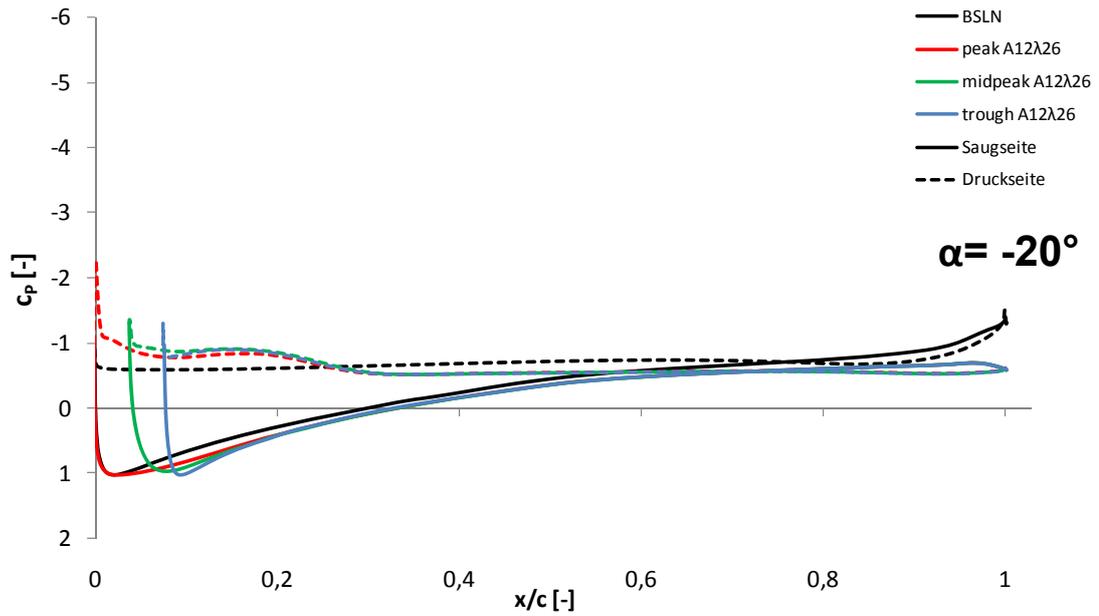
### Spannweitenvergleich A12λ26



Anhang B- 3: Druckverteilung am A12λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -8^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

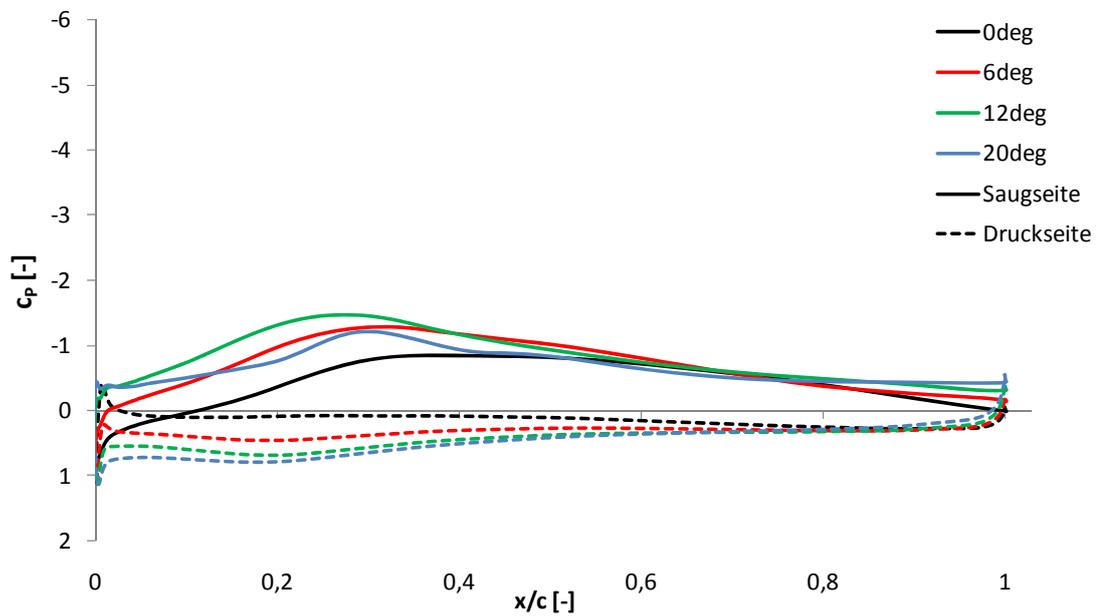


Anhang B- 4: Druckverteilung am A12λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -14^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

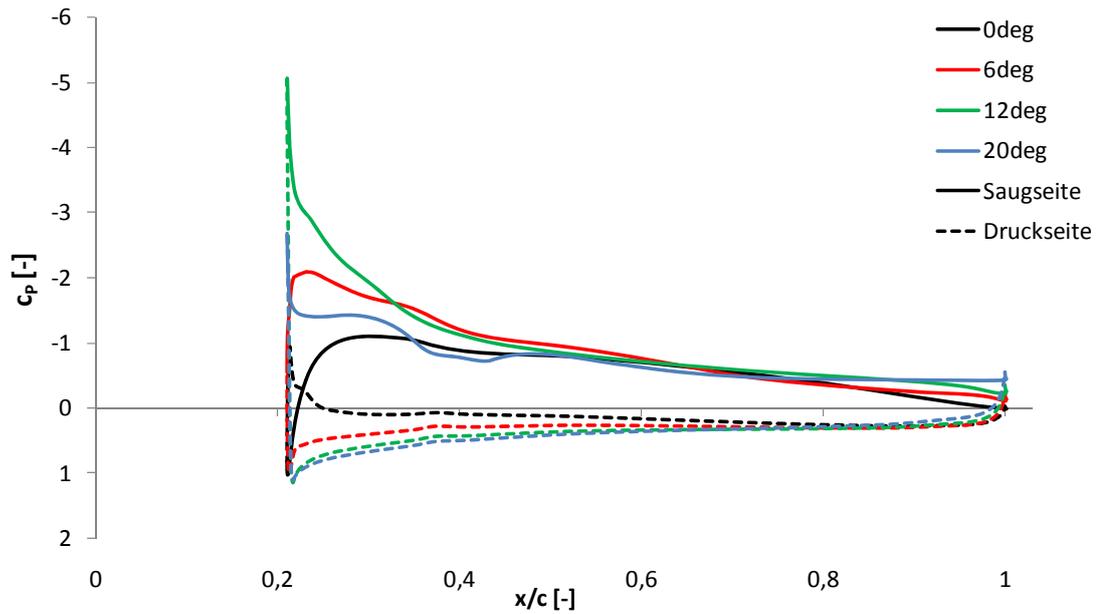


Anhang B- 5: Druckverteilung am A12λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

### Druckverlauf A29λ26 am Peak und Trough

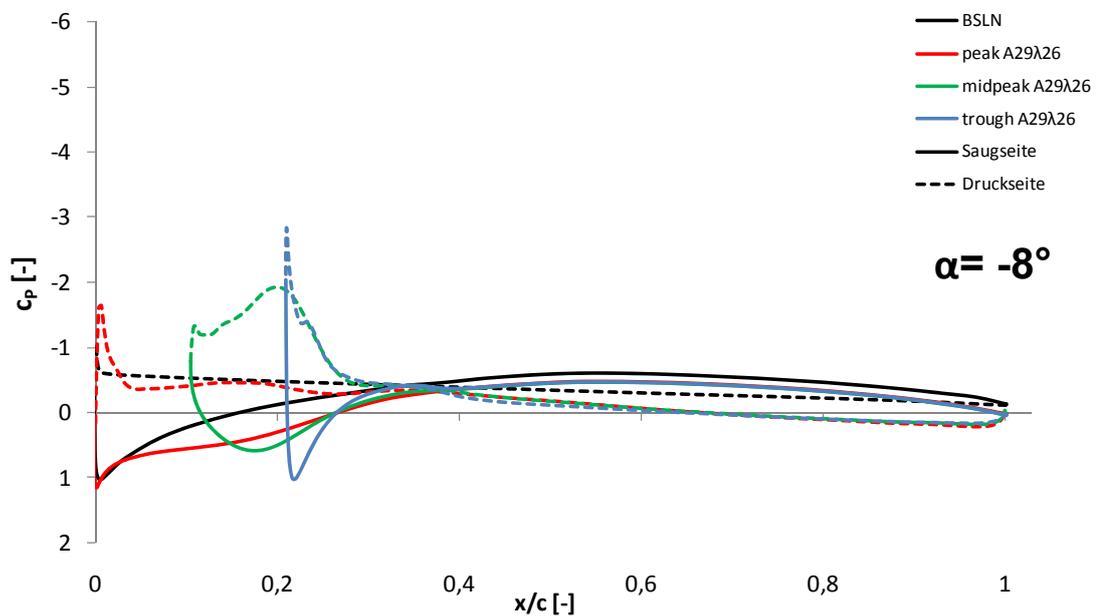


Anhang B- 6: Druckverteilung des A29λ26 am Peak bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

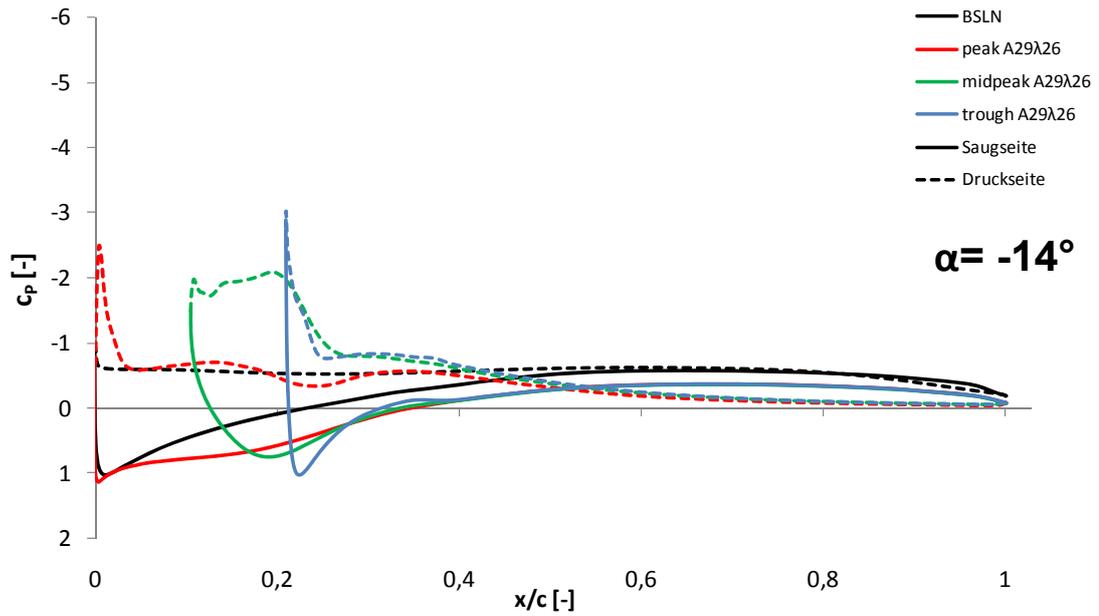


Anhang B- 7: Druckverteilung des A29 $\lambda$ 26 am Trough bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

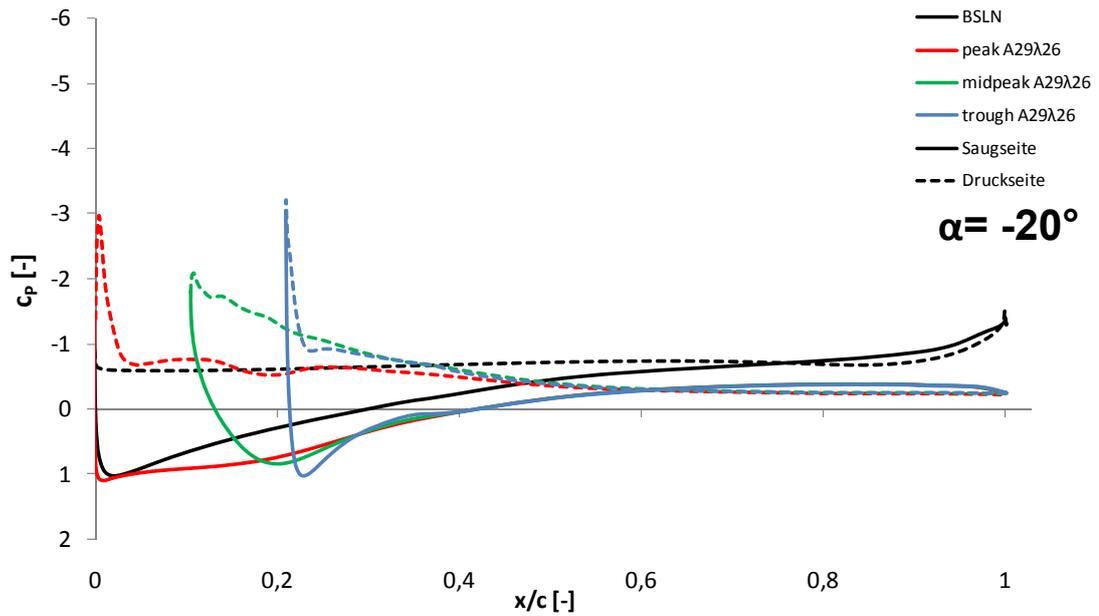
### Spannweitenvergleich A29 $\lambda$ 26



Anhang B- 8: Druckverteilung am A29 $\lambda$ 26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -8^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

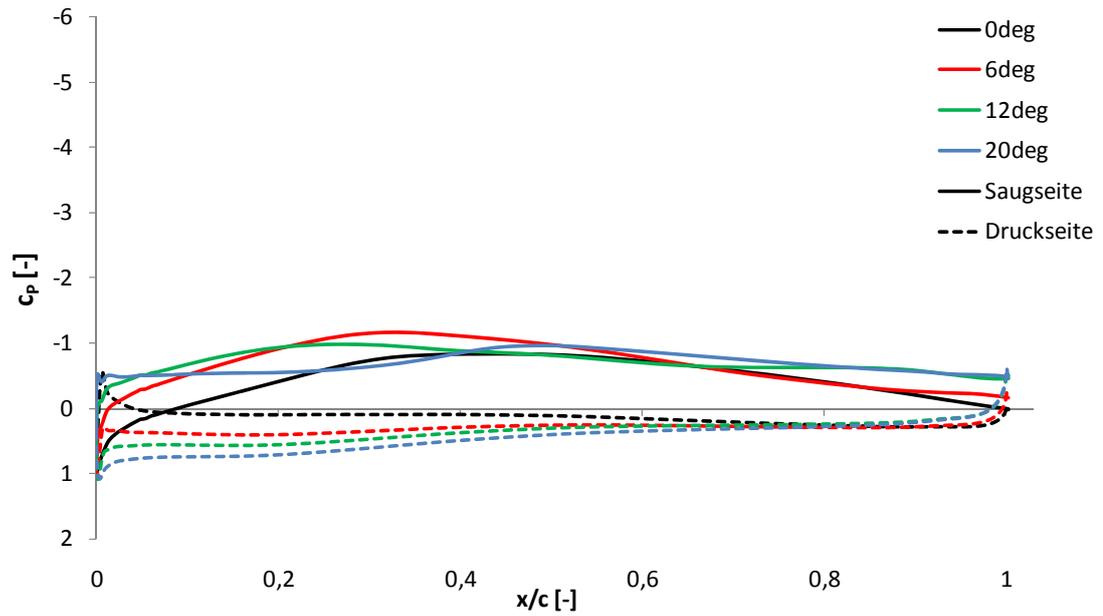


Anhang B- 9: Druckverteilung am A29λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -14^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

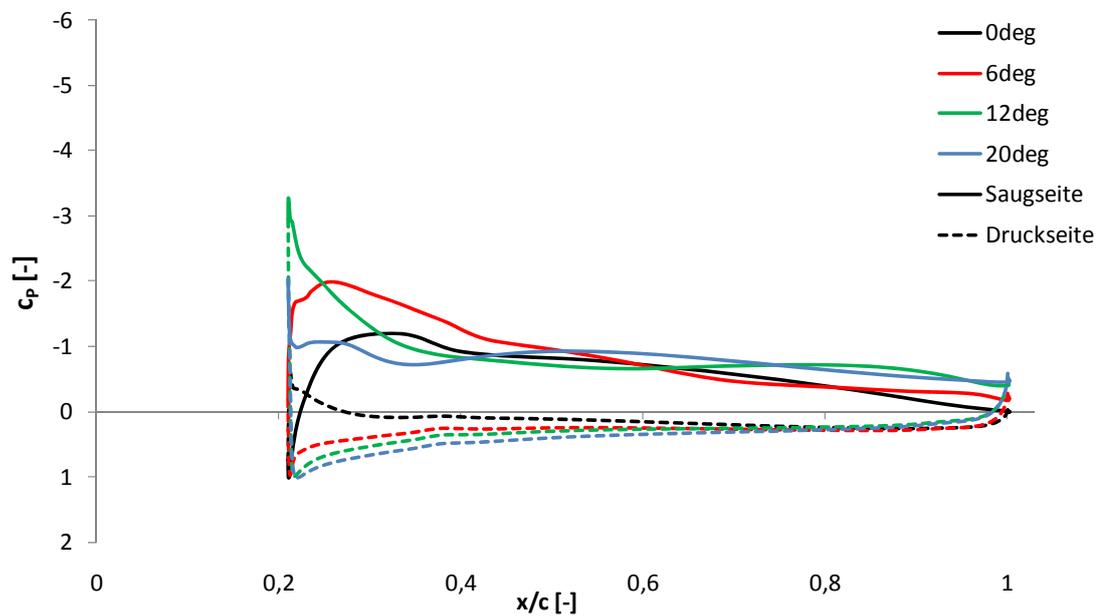


Anhang B- 10: Druckverteilung am A29λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

### Druckverlauf A29λ45 am Peak und Trough

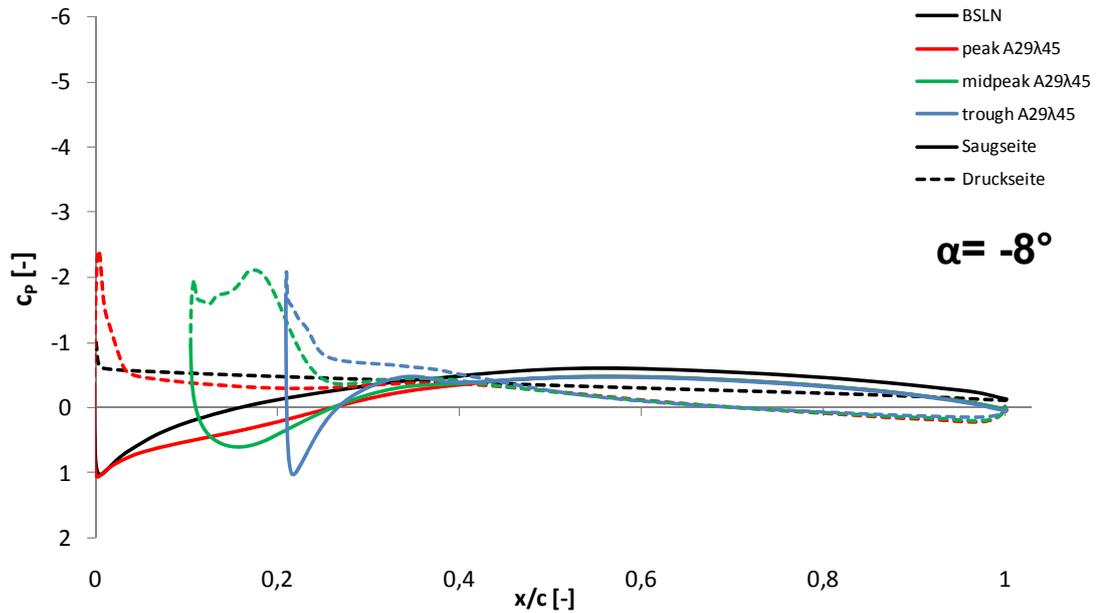


Anhang B- 11: Druckverteilung des A29λ45 am Peak bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

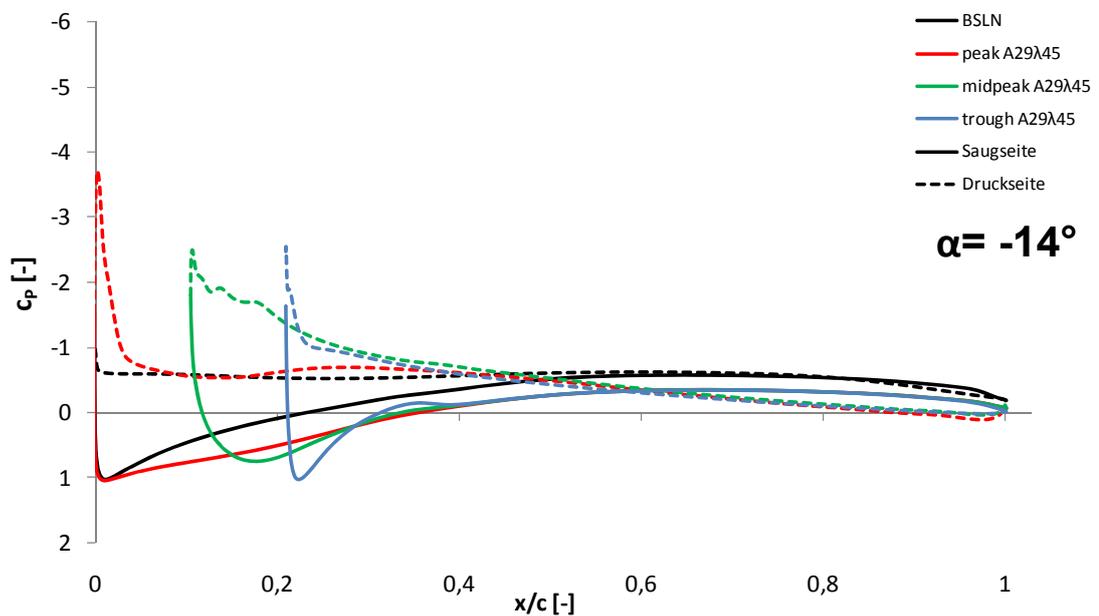


Anhang B- 12: Druckverteilung des A29λ26 am Trough bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

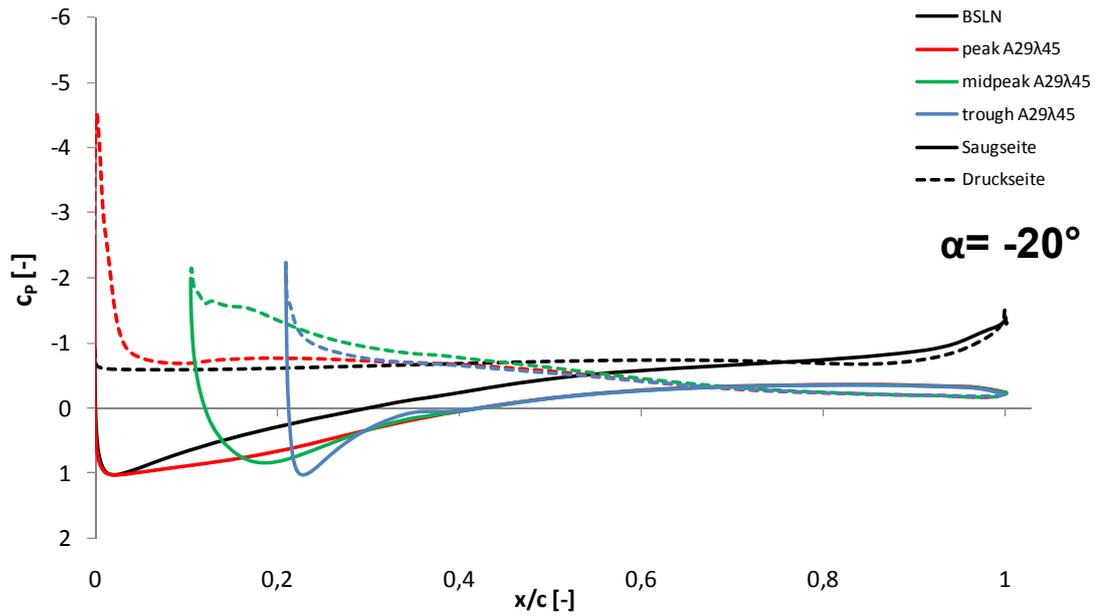
### Spannweitenvergleich A29λ45



Anhang B- 13: Druckverteilung am A29λ45 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -8^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

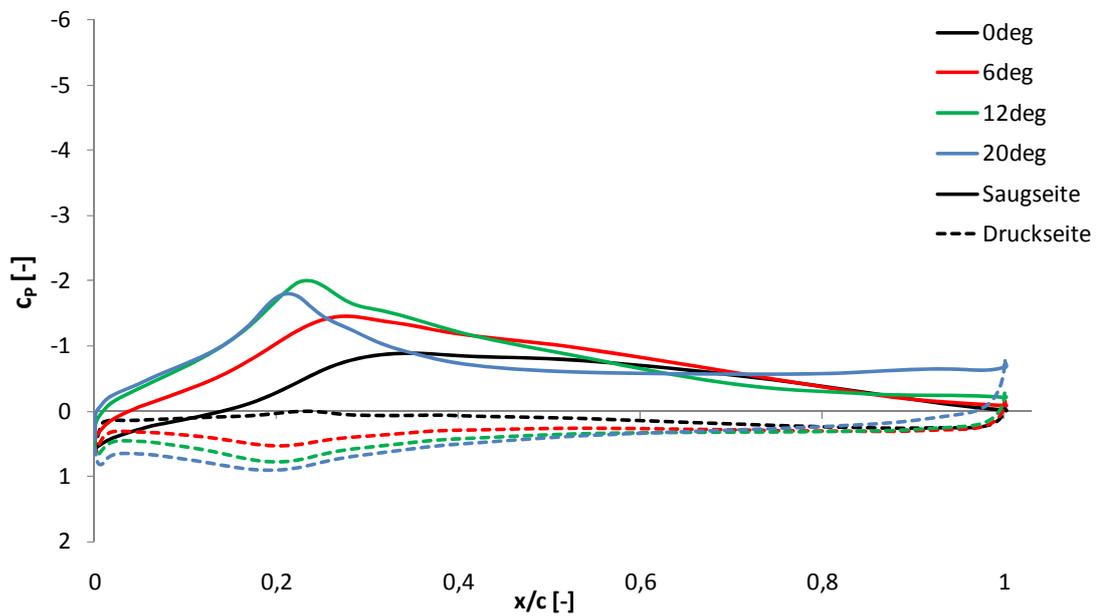


Anhang B- 14: Druckverteilung am A29λ45 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -14^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

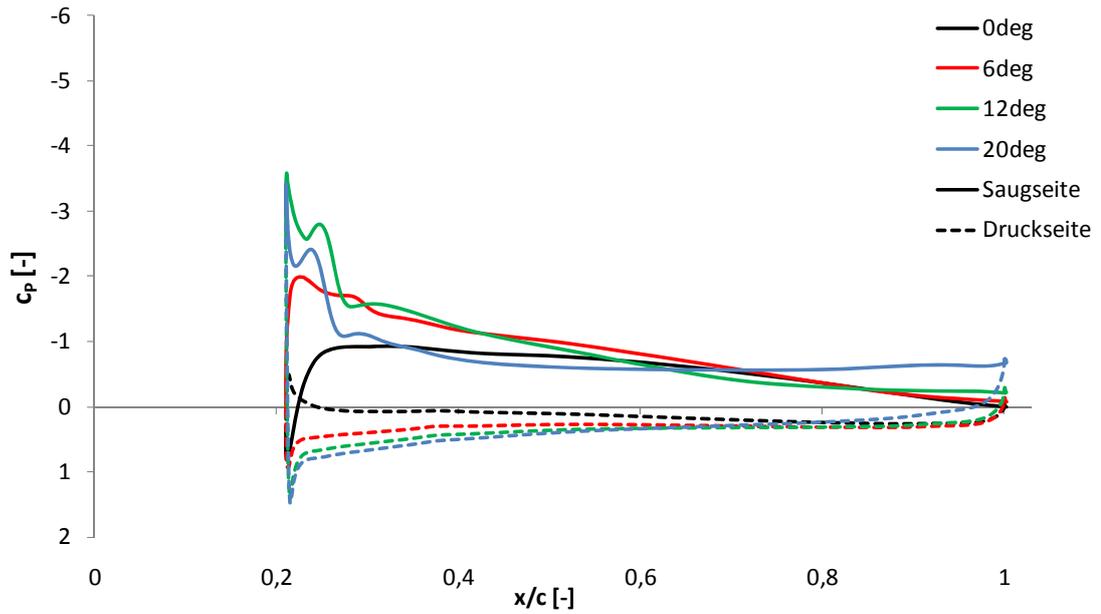


Anhang B- 15: Druckverteilung am A29λ45 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

### Druckverlauf A29λ7.5 am Peak und Trough

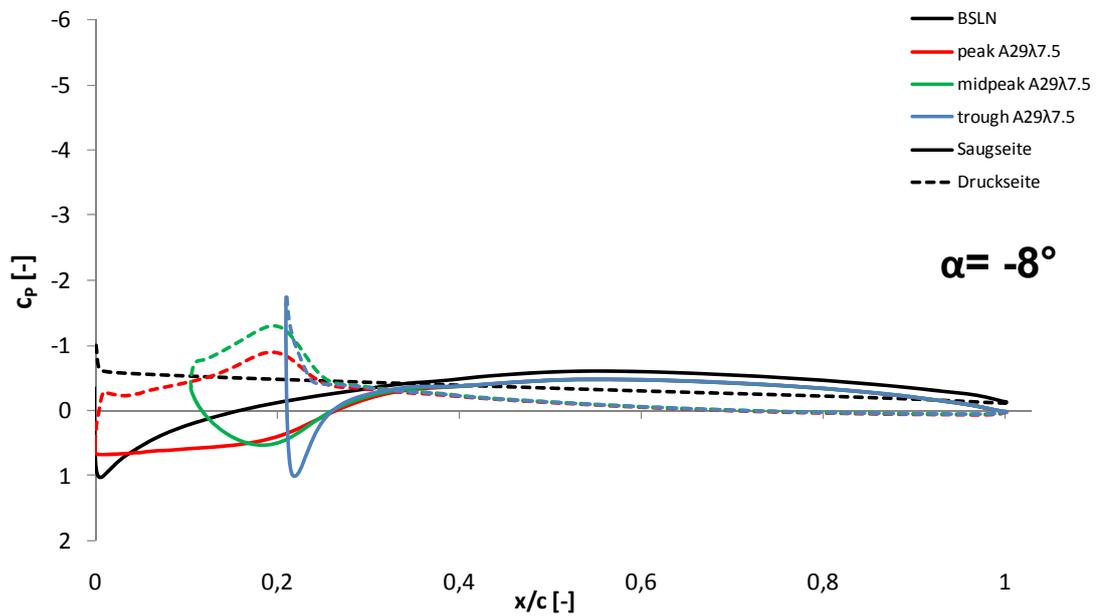


Anhang B- 16: Druckverteilung des A29λ7.5 am Peak bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

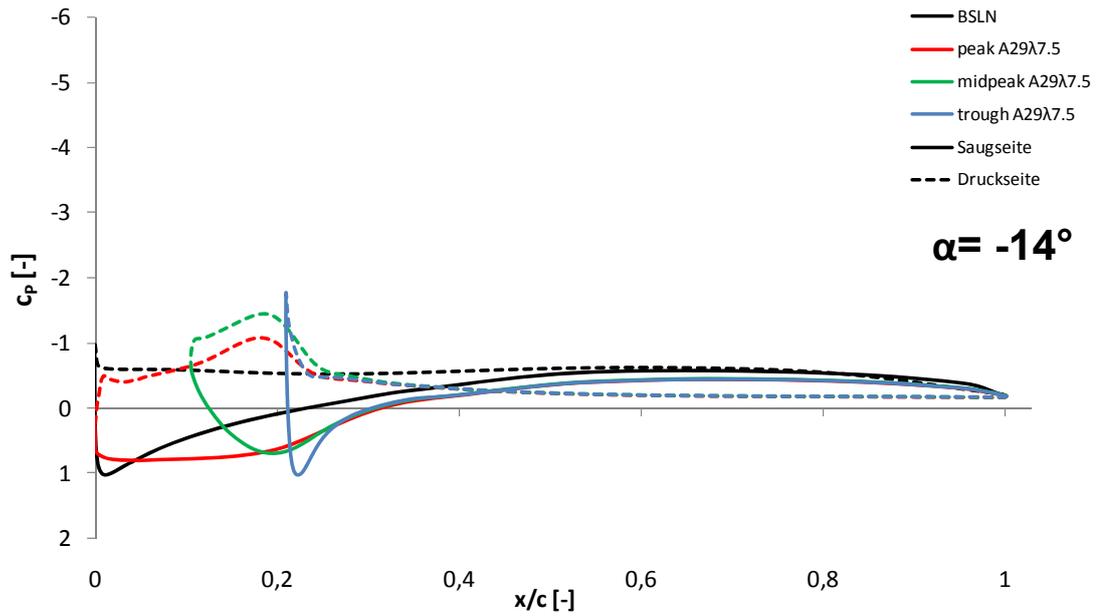


Anhang B- 17: Druckverteilung des A29λ7.5 am Trough bei unterschiedlichen Anstellwinkeln.

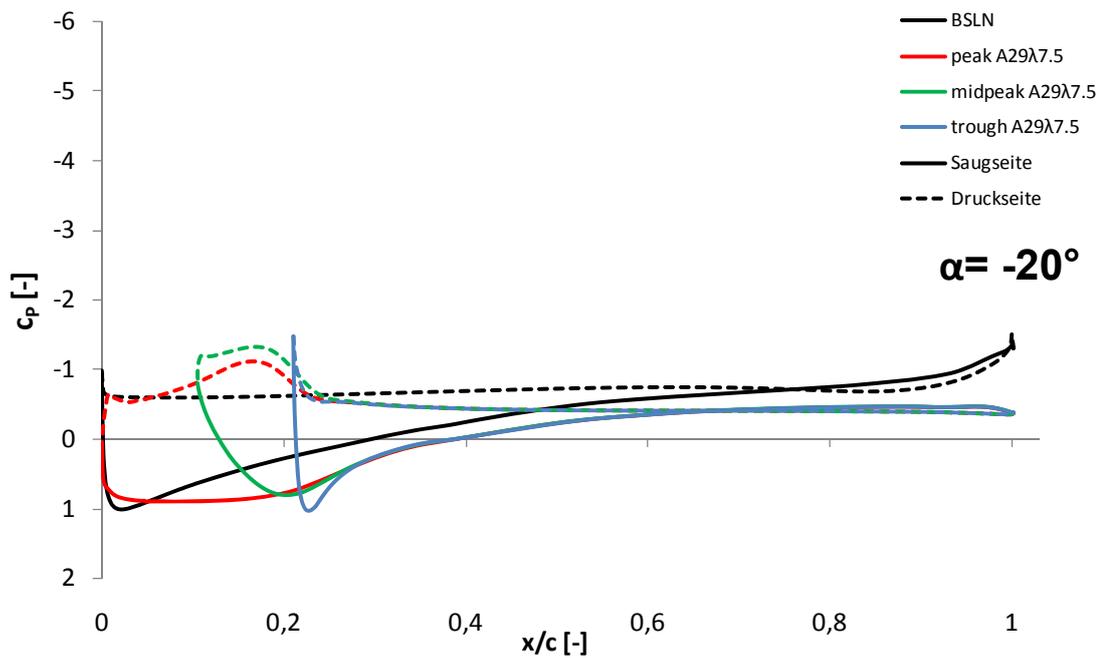
### Spannweitenvergleich A29λ7.5



Anhang B- 18: Druckverteilung am A29λ7.5 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -8^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

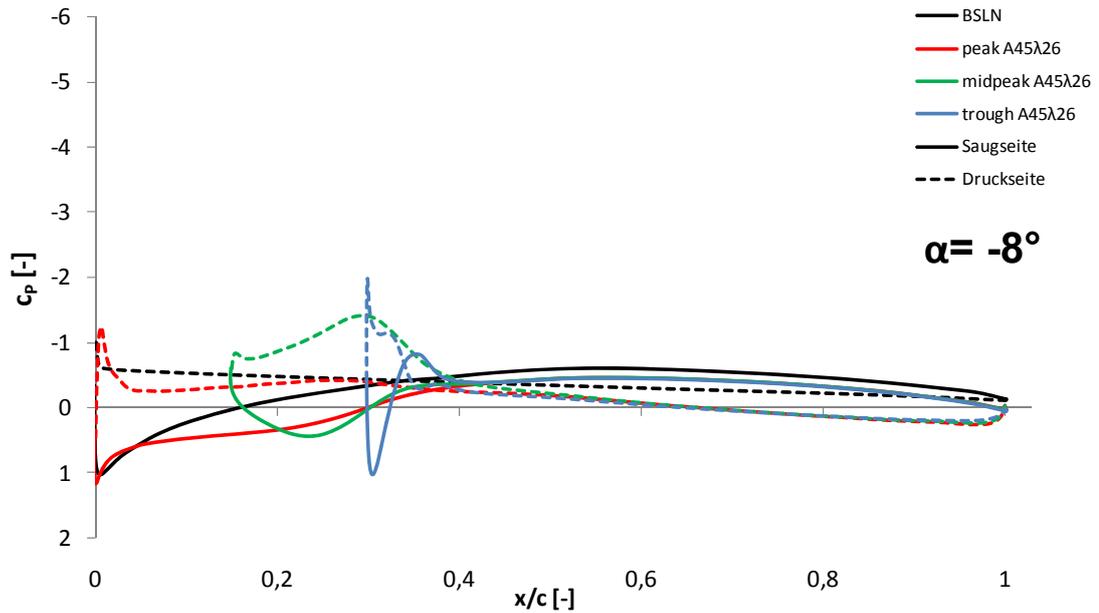


Anhang B- 19: Druckverteilung am A29 $\lambda$ 7.5 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -14^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

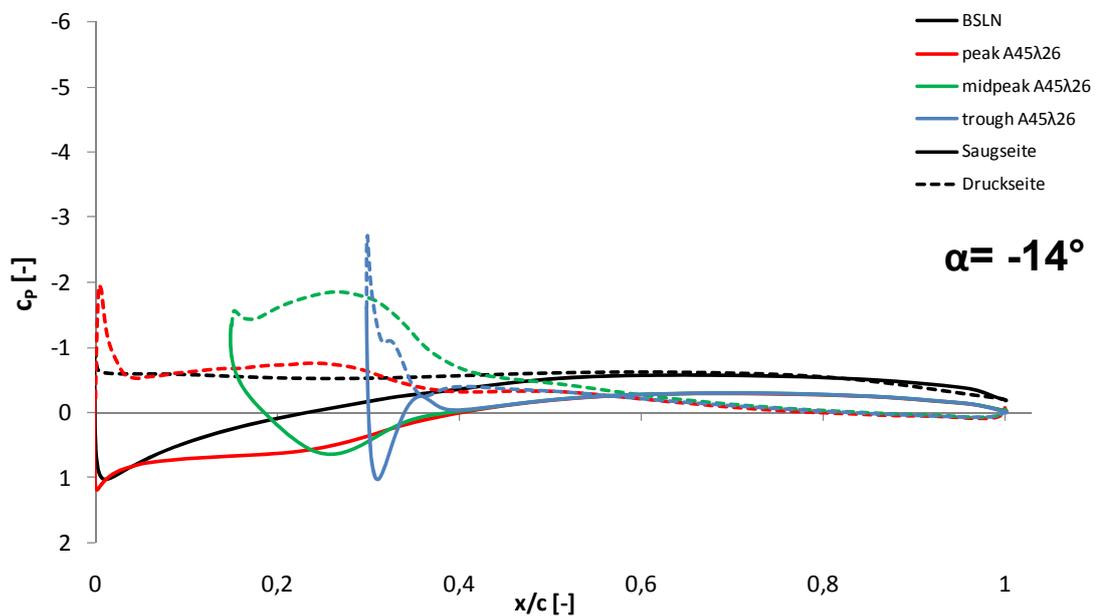


Anhang B- 20: Druckverteilung am A29 $\lambda$ 7.5 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

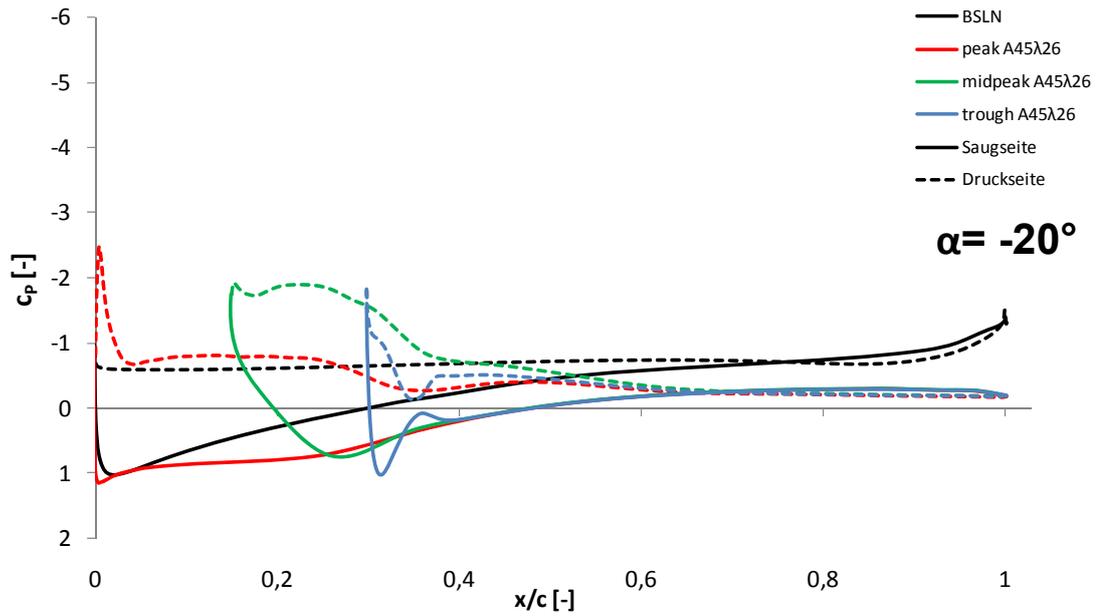
### Spannweitenvergleich A45λ26



Anhang B- 21: Druckverteilung am A45λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -8^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

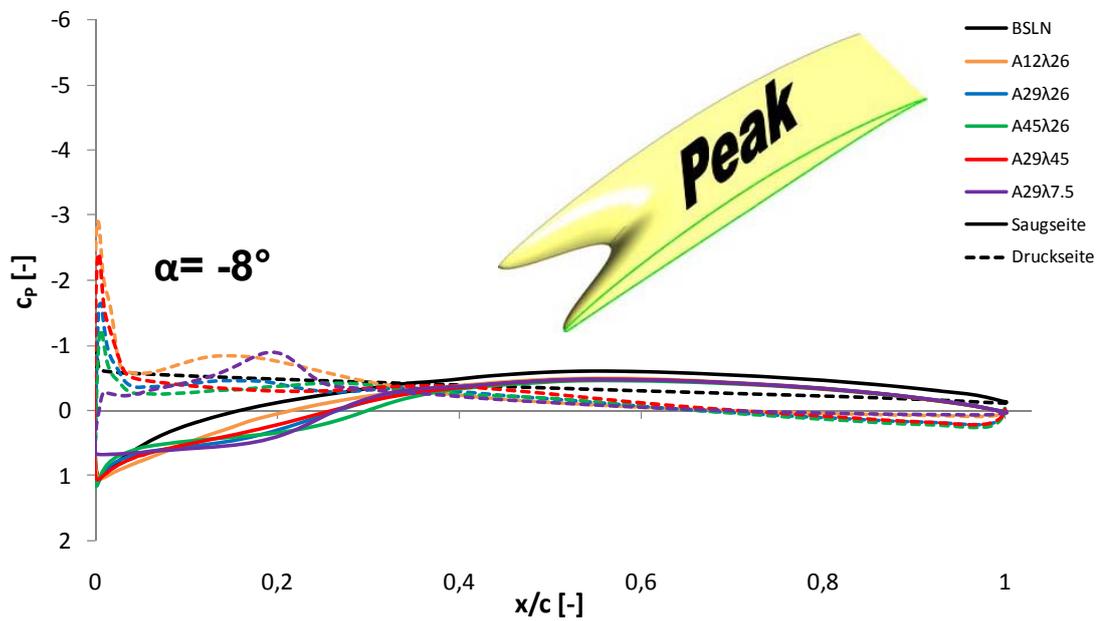


Anhang B- 22: Druckverteilung am A45λ26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -14^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

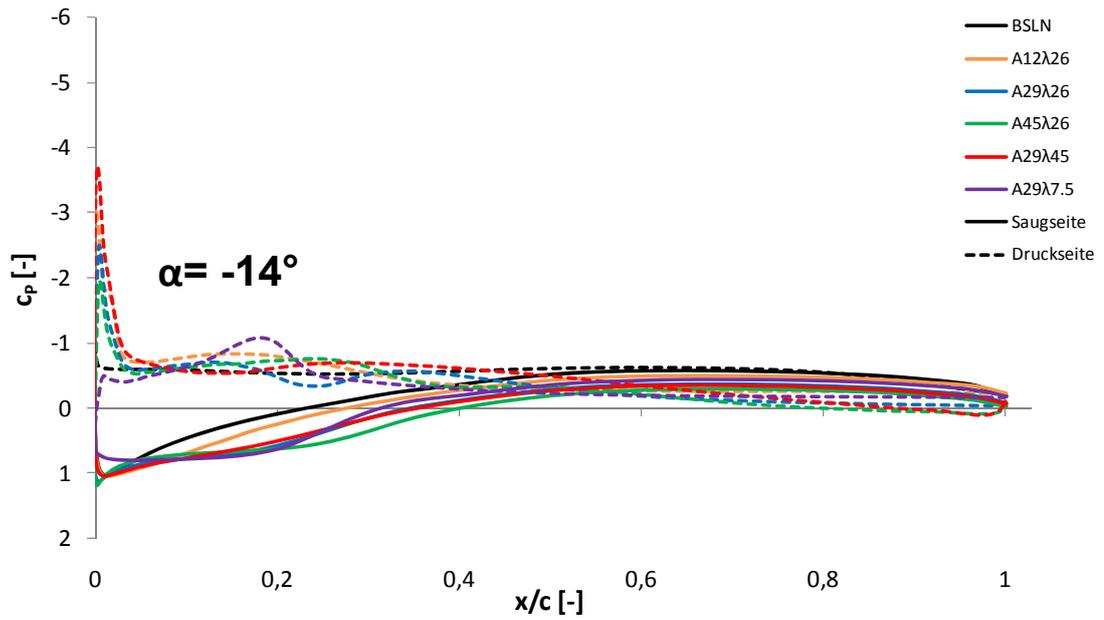


Anhang B- 23: Druckverteilung am A45 $\lambda$ 26 bei unterschiedlichen Spannweiten,  $\alpha = -20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

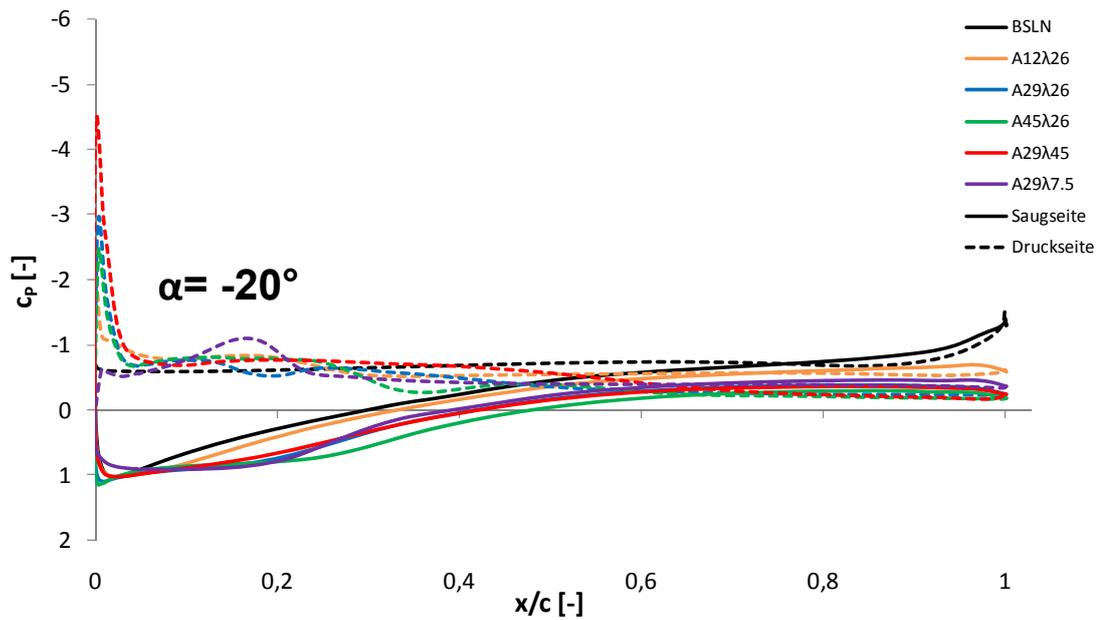
### Druckverlauf Serrations, Peak



Anhang B- 24: Druckverteilung der Serrations am Peak,  $\alpha = -8^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

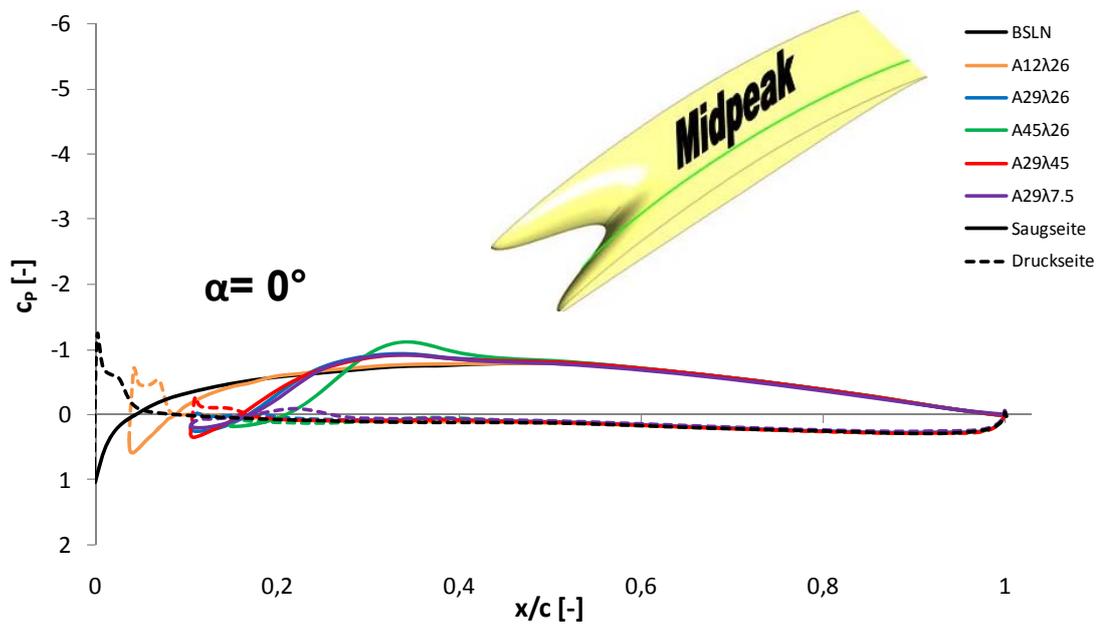


Anhang B- 25: Druckverteilung der Serrations am Peak,  $\alpha = -14^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

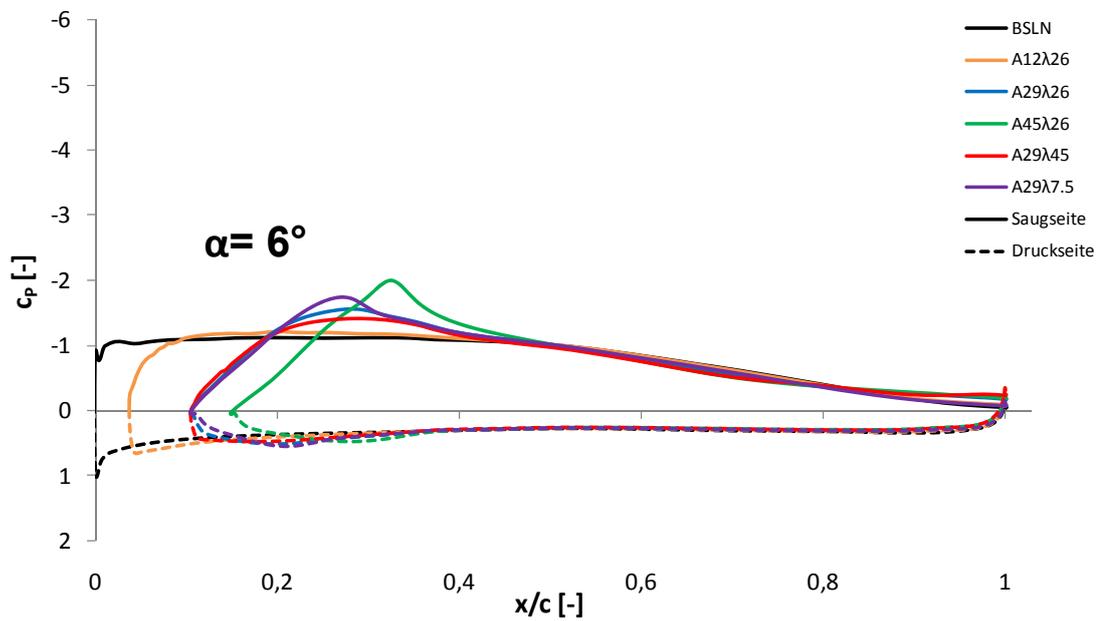


Anhang B- 26: Druckverteilung der Serrations am Peak,  $\alpha = -20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

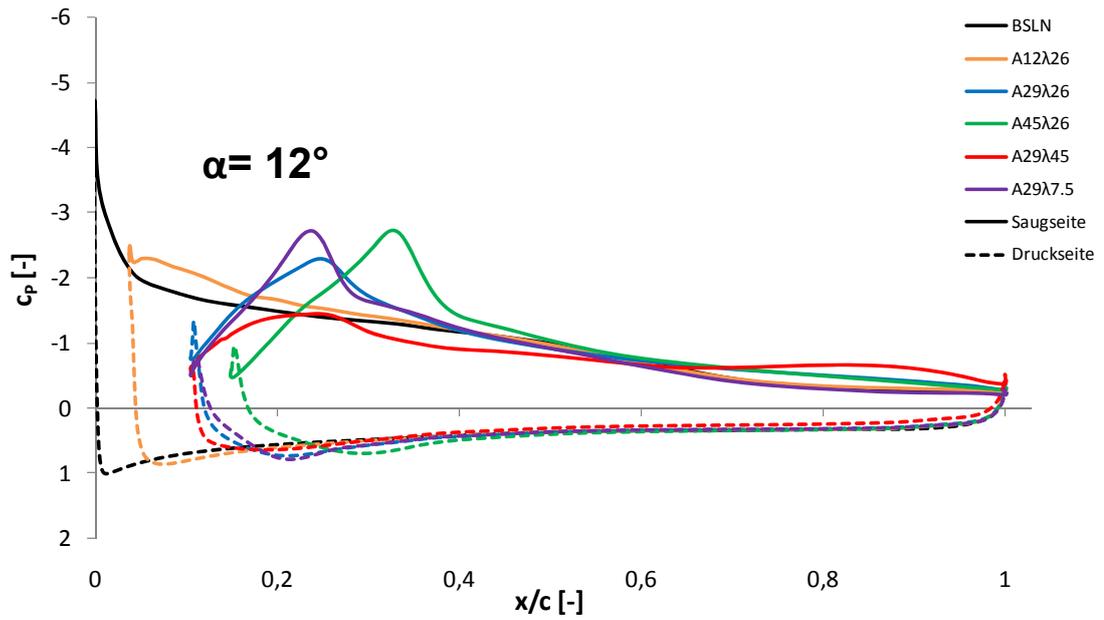
### Druckverlauf Serrations, Midpeak



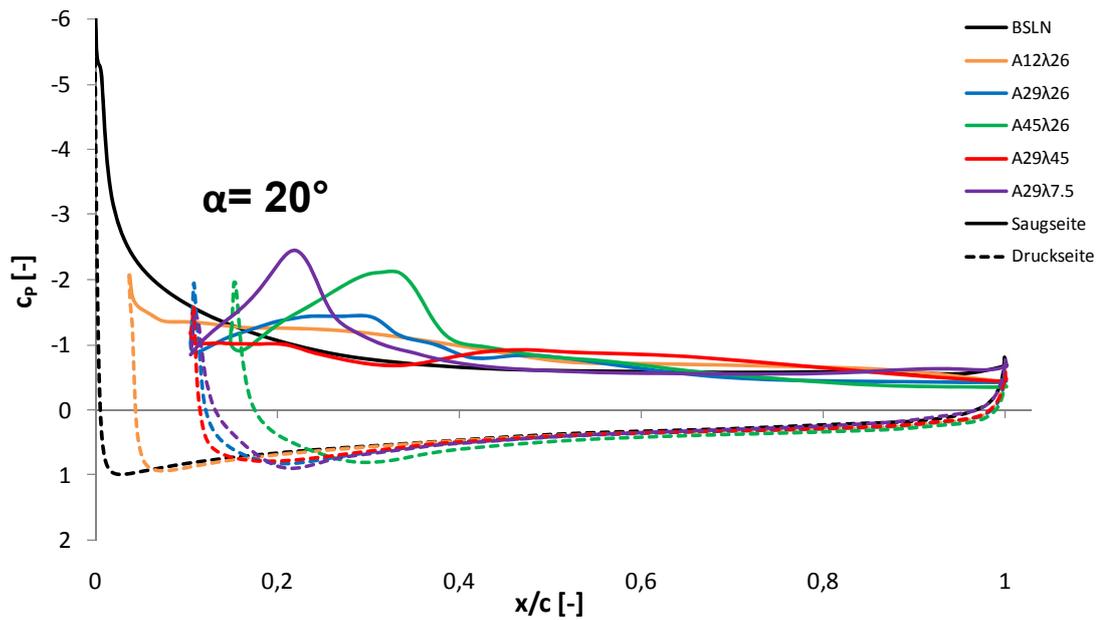
Anhang B- 27: Druckverteilung der Serrations am Midpeak,  $\alpha = 0^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.



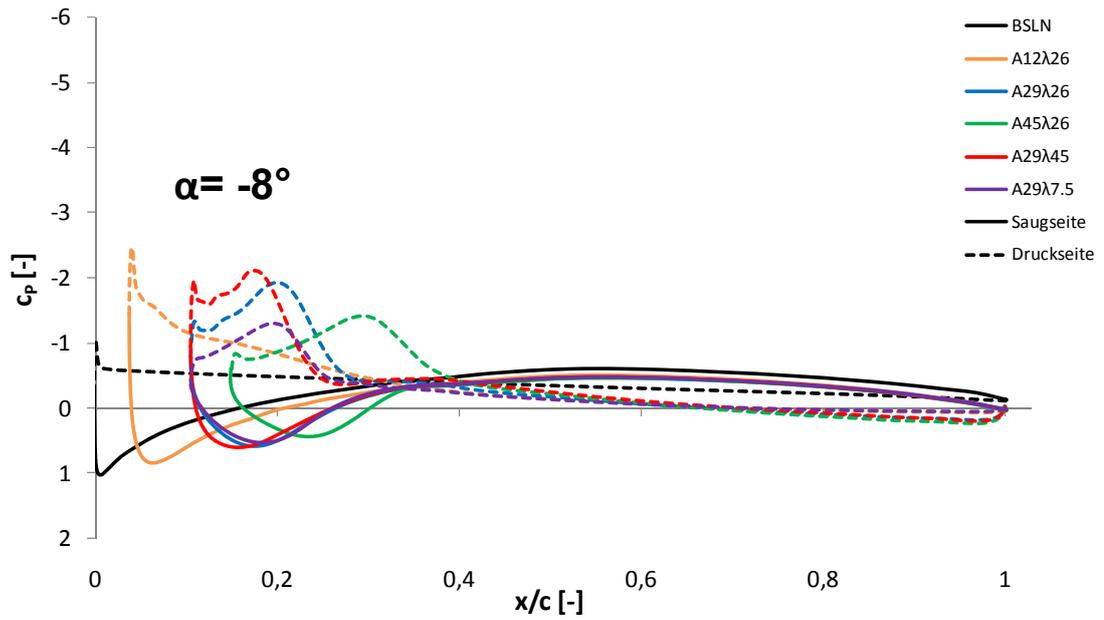
Anhang B- 28: Druckverteilung der Serrations am Midpeak,  $\alpha = 6^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.



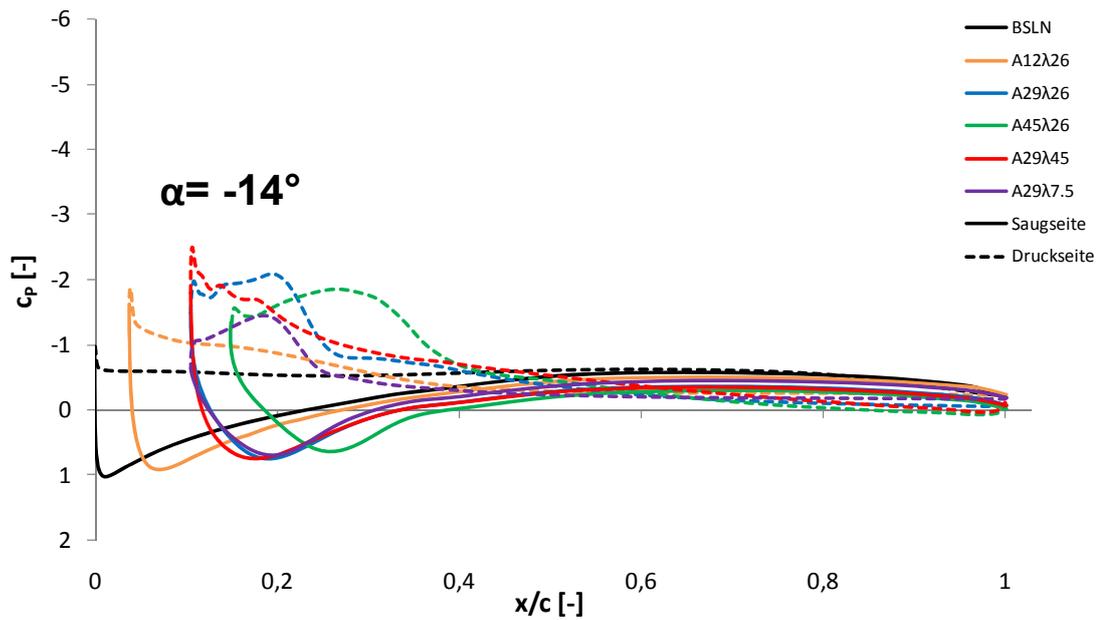
Anhang B- 29: Druckverteilung der Serrations am Midpeak,  $\alpha= 12^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.



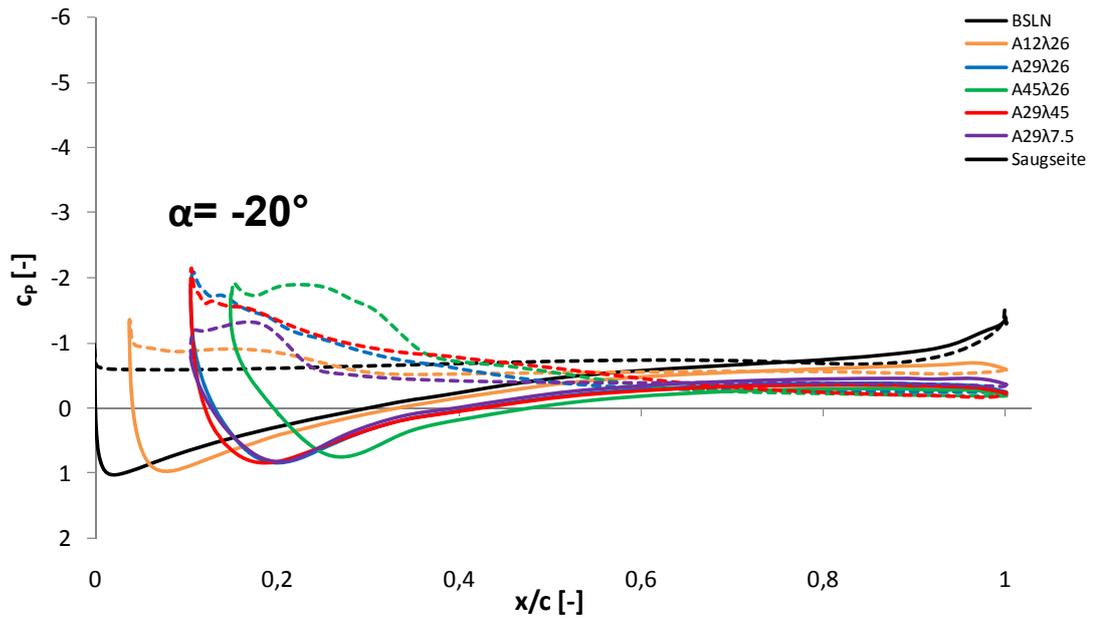
Anhang B- 30: Druckverteilung der Serrations am Midpeak,  $\alpha= 20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.



Anhang B- 31: Druckverteilung der Serrations am Midpeak,  $\alpha = -8^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

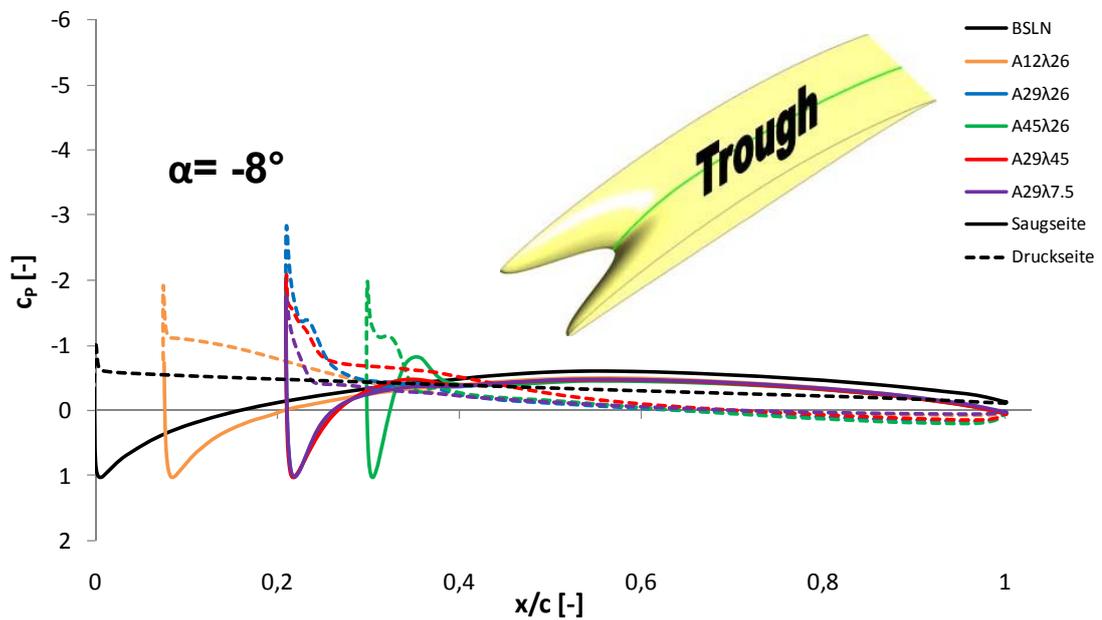


Anhang B- 32: Druckverteilung der Serrations am Midpeak,  $\alpha = -14^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

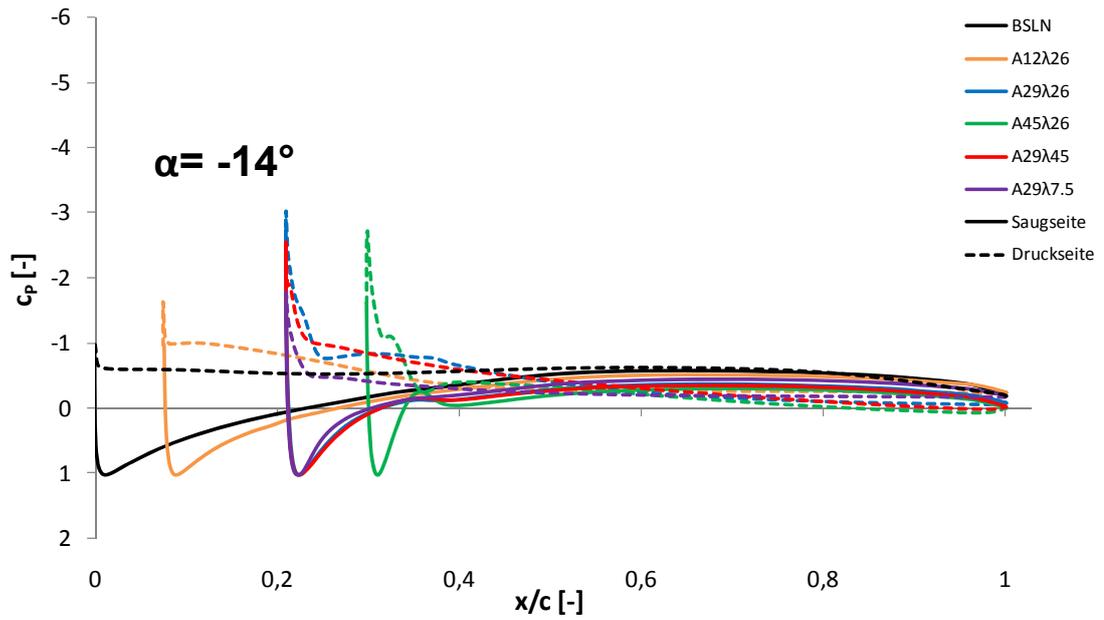


Anhang B- 33: Druckverteilung der Serrations am Midpeak,  $\alpha = -20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

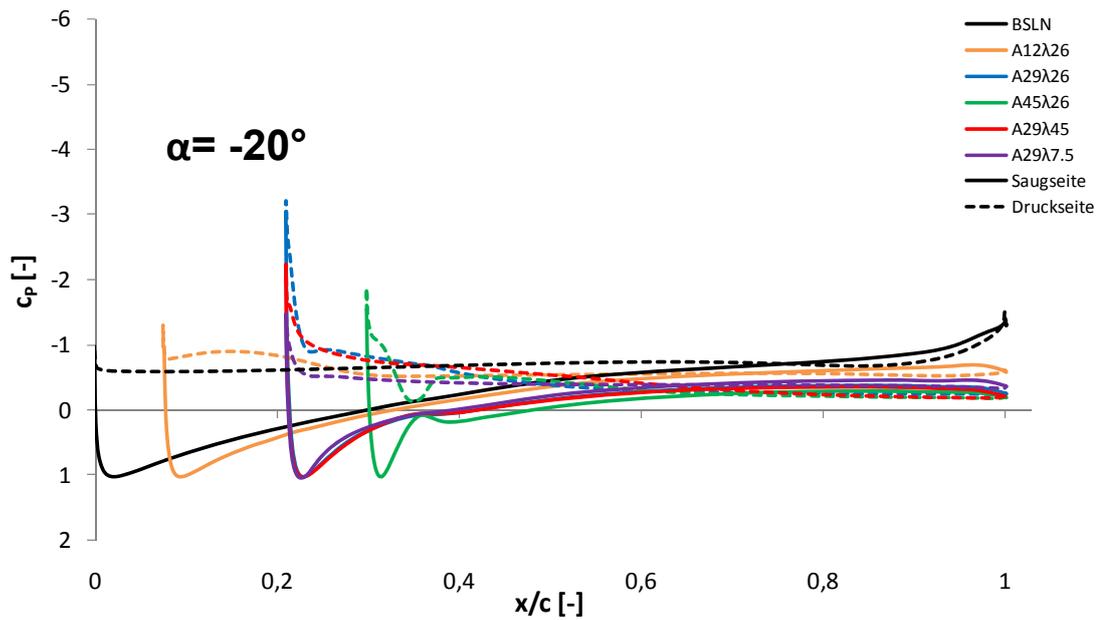
### Druckverlauf Serrations, Trough



Anhang B- 34: Druckverteilung der Serrations am Trough,  $\alpha = -8^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

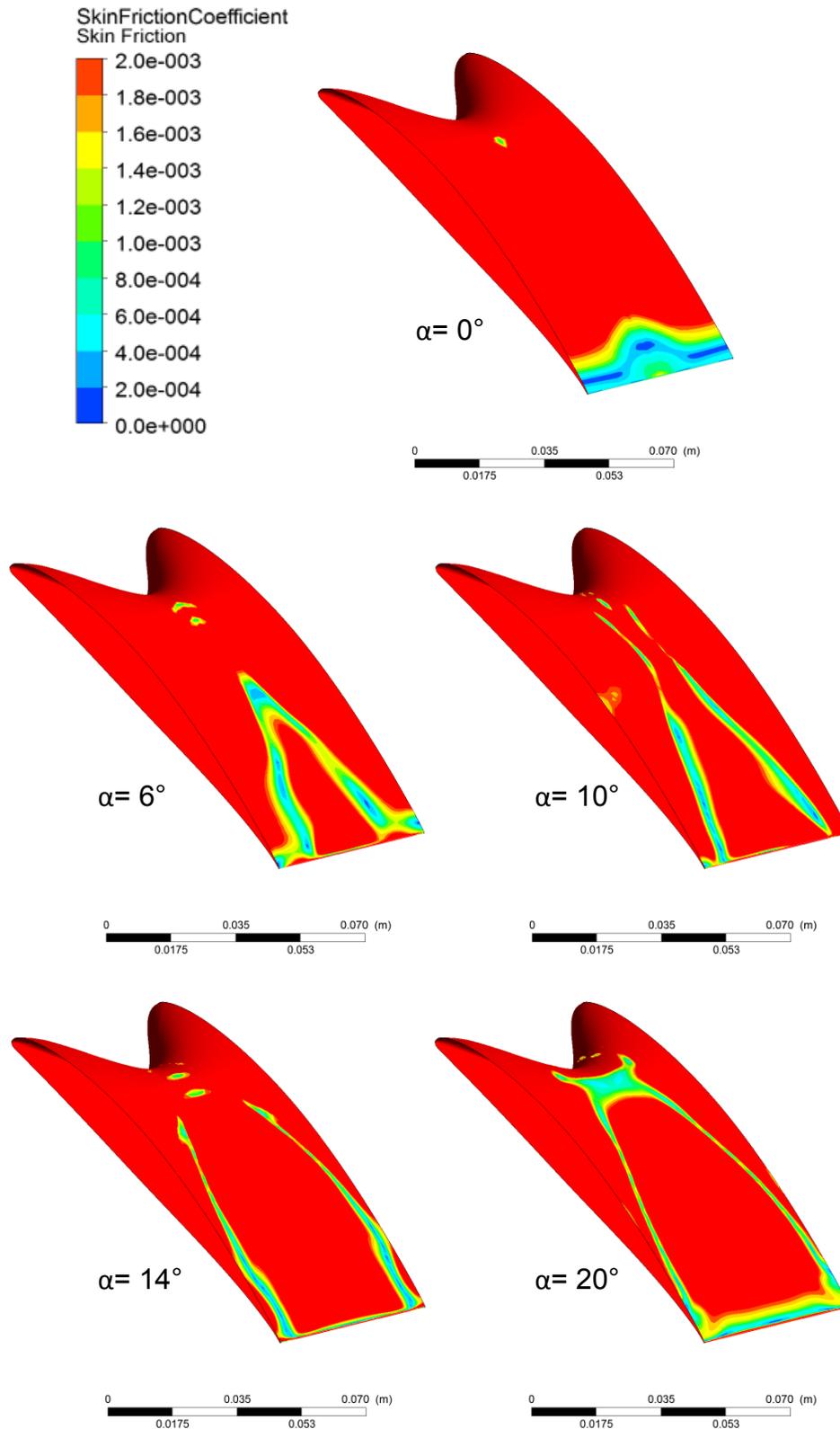


Anhang B- 35: Druckverteilung der Serrations am Trough,  $\alpha = -14^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

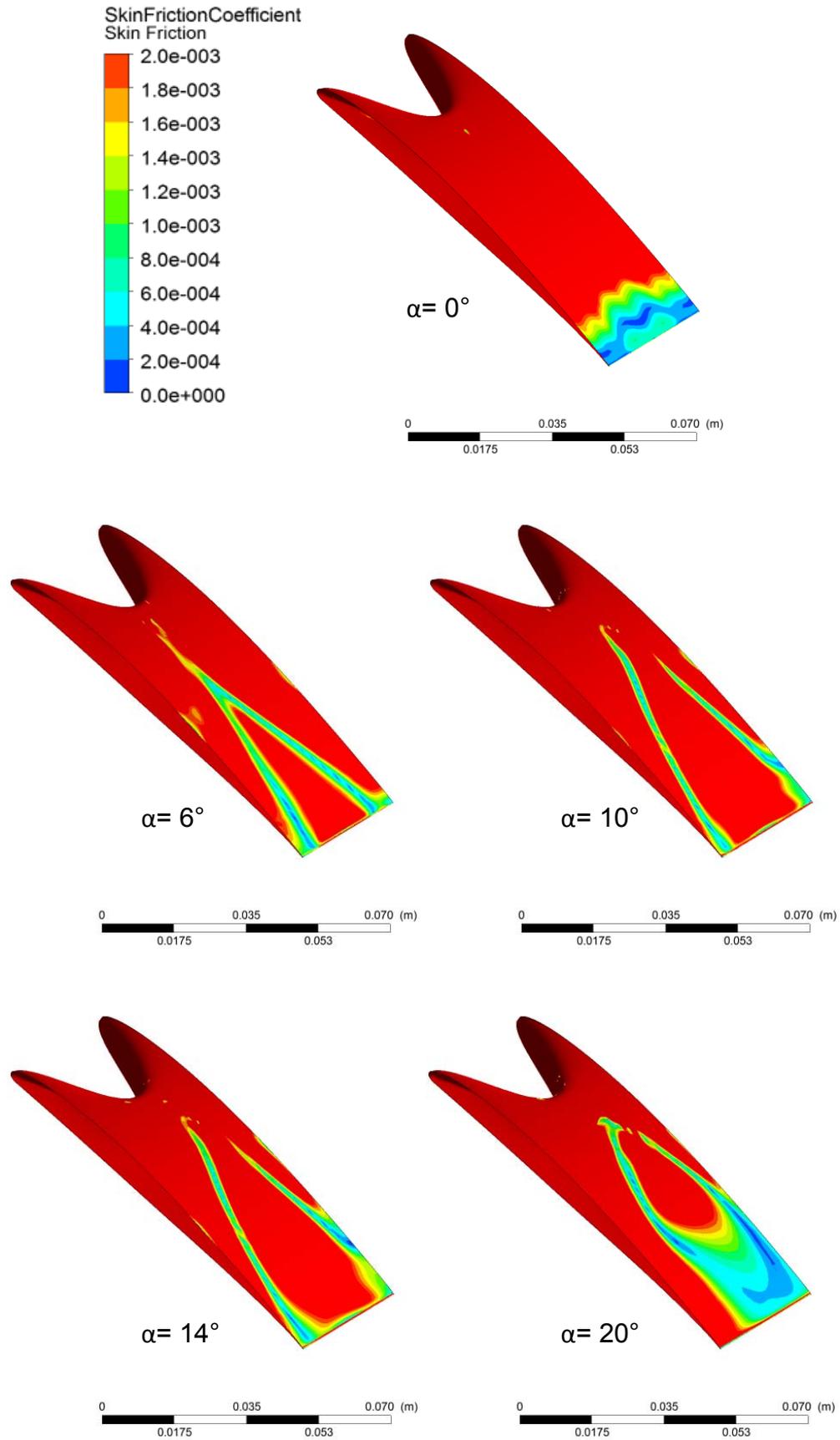


Anhang B- 36: Druckverteilung der Serrations am Trough,  $\alpha = -20^\circ$ , zusätzlich ist der BSLN abgebildet.

## Anhang C - Skin Friction Coefficient zu Kapitel 6.4

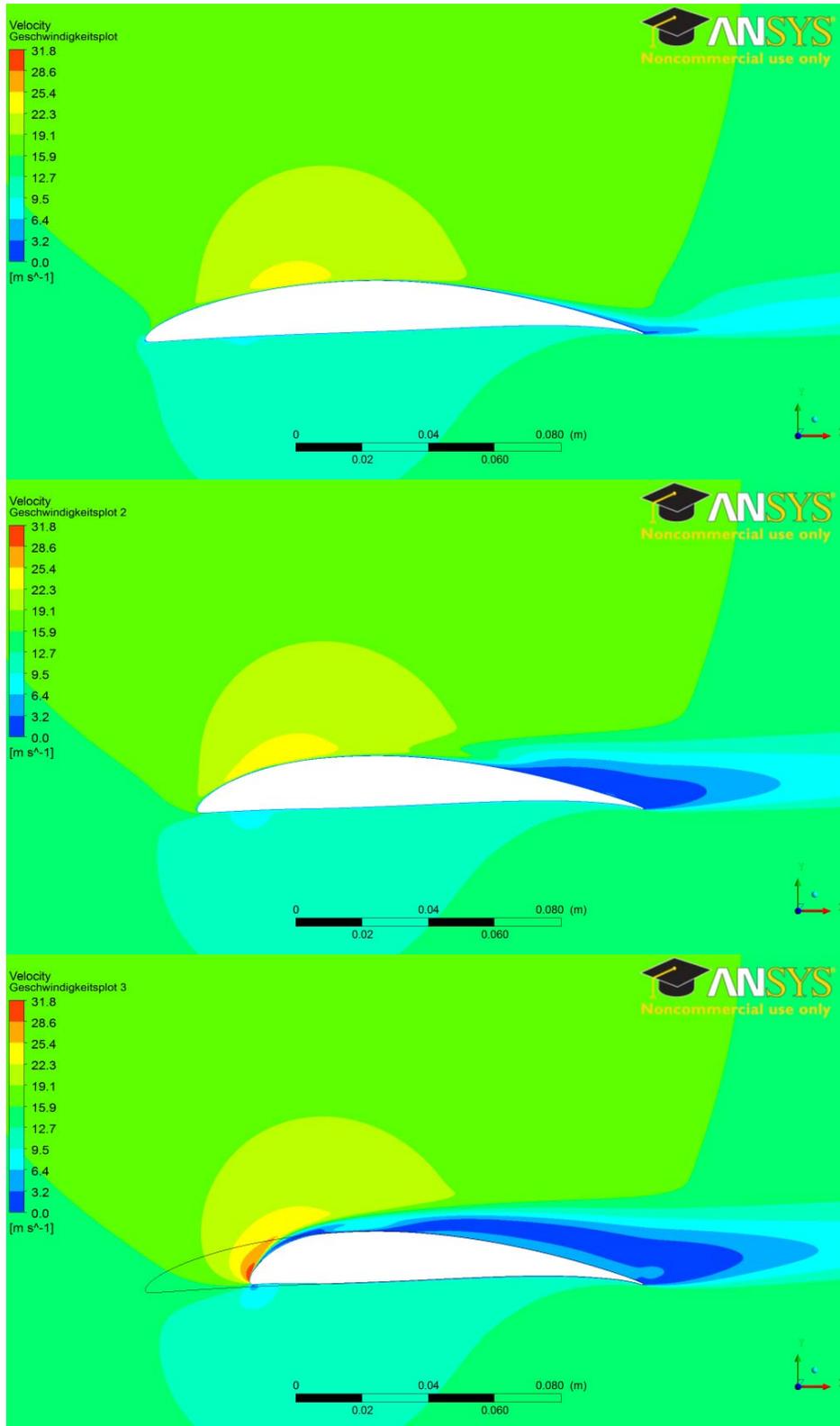


Anhang C- 1: Skin Friction Coefficient (Reibungsbeiwert) auf der Oberfläche der Saugseite am A29 $\lambda$ 45.

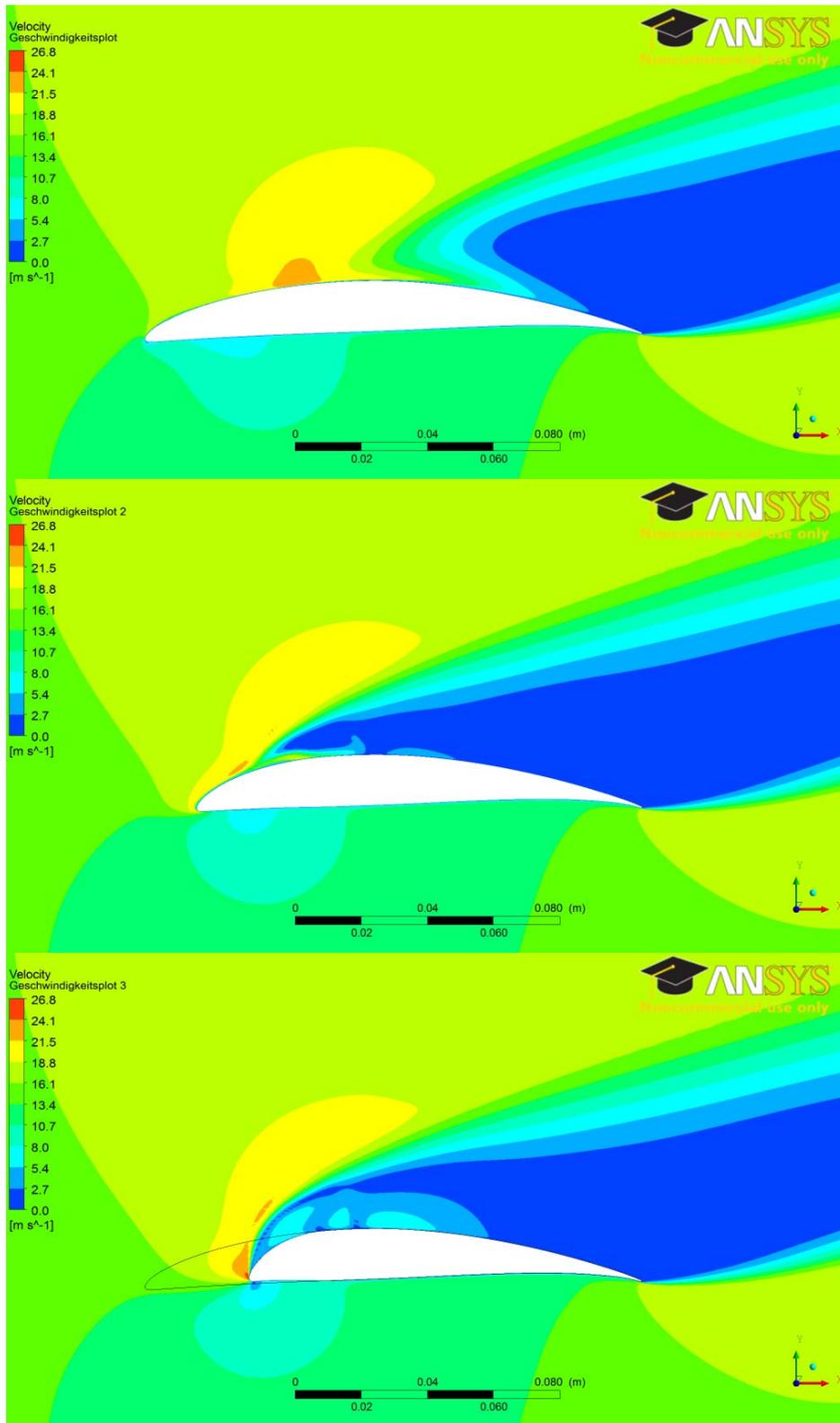


Anhang C- 2: Skin Friction Coefficient (Reibungsbeiwert) auf der Oberfläche der Saugseite am A45 $\lambda$ 26.

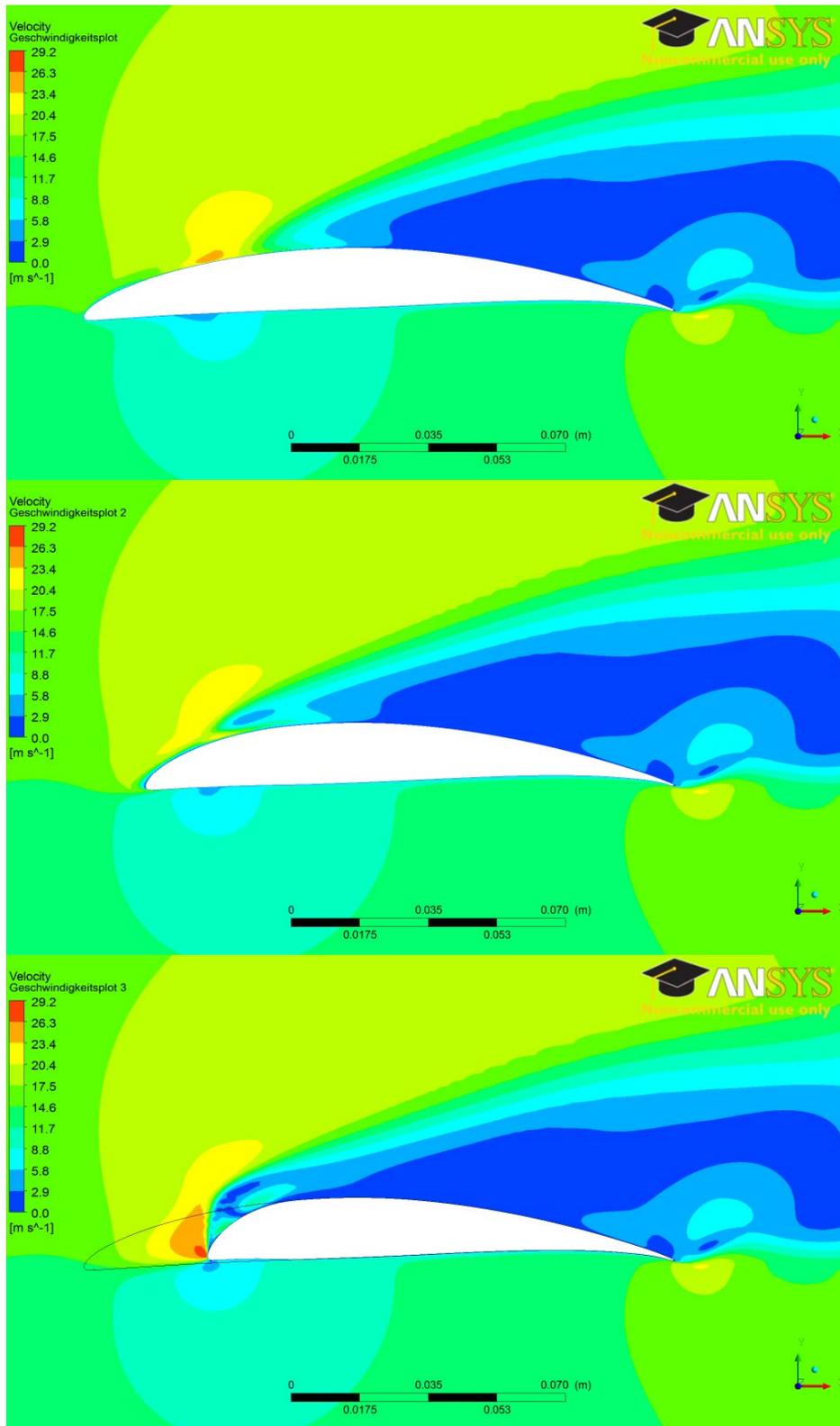
## Anhang D - Weitere Geschwindigkeitsplots



Anhang D- 1: Geschwindigkeitsplot, A29A26 bei  $\alpha = 10^\circ$ , Peak (oben), Midpeak (Mitte), Trough (unten).



Anhang D- 2: Geschwindigkeitsplot, A29λ26 bei  $\alpha = 20^\circ$ , Peak (oben), Midpeak (Mitte), Trough (unten).



Anhang D- 3: Geschwindigkeitsplot, A29 $\lambda$ 7.5 bei  $\alpha = 20^\circ$ , Peak (oben), Midpeak (Mitte), Trough (unten).

## **Eidesstattliche Erklärung**

Hiermit versichere ich, Denis Schreiber, an Eides statt, die vorliegende Master-  
Thesis selbständig verfasst und keine weiteren als die angegebenen Hilfsmittel  
und Quellen benutzt zu haben.

Dies ist die von der Hochschule Düsseldorf zu bewertende Version.

Ort, Datum \_\_\_\_\_ Unterschrift \_\_\_\_\_