

**Methodik zur näherungsweise Vorhersage des laminar-turbulenten  
Umschlags an Hubschrauberrotoren**

**Von der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie der Universität  
Stuttgart zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte Abhandlung**

**Vorgelegt von**

**Christoph Clemens Heister**

**aus München**

**Hauptberichter:**

**Prof. Dr.-Ing. Ewald Krämer**

**Mitberichter:**

**Prof. Dr.-Ing. habil. Cord-Christian Rossow**

**Tag der mündlichen Prüfung:**

**24.03.2016**

**Institut für Aerodynamik und Gasdynamik der Universität Stuttgart**

**2016**



# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnik am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR).

Mein ausdrücklicher Dank gilt Prof. Dr.-Ing. E. Krämer, Direktor des Instituts für Aerodynamik und Gasdynamik (IAG) der Universität Stuttgart für die Möglichkeit zur Promotion an seinem Lehrstuhl sowie für die Übernahme der wissenschaftlichen und organisatorischen Betreuung der vorliegenden Arbeit.

Ebenso möchte ich Prof. Dr.-Ing. habil. C.-C. Rossow, Institutsleiter des Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnik (AS) des DLR, für die Übernahme des Koreferates, sowie für die sehr engagierte Unterstützung der vorliegenden Arbeit ganz besonders danken.

Des Weiteren gilt mein Dank meinem Abteilungsleiter Dr.-Ing. Th. Schwarz, Abteilung Hubschrauber des Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnik des DLR, für die fortwährende Unterstützung meiner Promotionstätigkeit und für die bereitwillige Einräumung des Freiraums, um die vorliegende Arbeit anfertigen zu können.

Auch möchte ich meinen Dank Prof. Dr.-Ing. N. Kroll, Abteilungsleiter des Center for Computer Applications in AeroSpace Science and Engineering (C<sup>2</sup>A<sup>2</sup>S<sup>2</sup>E) des Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnik des DLR aussprechen; die fachlichen Anfänge der vorliegenden Arbeit gehen auf meine Tätigkeiten als Jungwissenschaftler in seiner Abteilung zurück und fanden bereits dort rege Unterstützung.

Darüber hinaus danke ich allen Kolleginnen und Kollegen am Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik des DLR, die mich durch zahlreiche fachliche Diskussionen und durch ihre Hilfsbereitschaft in meiner wissenschaftlichen Arbeit stets unterstützt haben.

Braunschweig, im Juni 2016



# Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis.....	v
Übersicht .....	xi
Abstract .....	xiii
1 Einführung.....	1
1.1 Stand der Technik.....	4
1.1.1 Grenzschichtberechnung.....	6
1.1.2 Laminar-turbulente Umschlagsvorhersage.....	9
1.1.3 Rotorsimulationen mit Umschlagsvorhersage .....	12
1.1.4 Zusammenfassende Bewertung der Ansätze.....	17
1.2 Zielsetzung der Arbeit.....	18
2 Herleitung von Annahmen zur laminar-turbulenten Umschlagsvorhersage an Hubschrauberrotoren.....	21
2.1 Anströmungsbedingungen am Rotorblatt.....	21
2.2 Ermittlung relevanter Grenzschichtinstabilitäten .....	23
2.2.1 Tollmien-Schlichting Instabilitäten .....	24
2.2.2 Bypass-Instabilität .....	25
2.2.3 Laminare Ablösung .....	26
2.2.4 Querströmungsinstabilitäten.....	27
2.2.5 Anlegelinieninstabilität.....	28
2.3 Erkenntnisse zur laminaren Grenzschicht am Rotorblatt.....	29
2.3.1 Theoretische Untersuchungen .....	29
2.3.2 Experimentelle Untersuchungen .....	35
2.4 Schlussfolgerungen für die Näherungsmethodik .....	41
3 Methodik zur näherungsweise Berechnung der laminaren Grenzschicht und des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlages am rotierenden Blatt.....	45
3.1 Berechnung der instationären, reibungsbehafteten Umströmung.....	48
3.1.1 Grundgleichungen der Hauptströmung.....	48
3.1.2 Schließungsbedingung für laminar-turbulente Strömungen.....	52
3.1.3 Numerisches Lösungsverfahren.....	54
3.2 Bestimmung lokaler Anströmungsbedingungen.....	61
3.2.1 Staupunktlage und Rückanströmung .....	62
3.2.2 Anströmungsgeschwindigkeit.....	63

3.2.3	Turbulenzgrad .....	64
3.3	Berechnung der laminaren Grenzschicht.....	65
3.3.1	Grenzschichtrandgeschwindigkeit .....	65
3.3.2	Schiebewinkel und Strömungswinkel am Grenzschichtrand .....	65
3.3.3	Integralverfahren nach Schlichting .....	66
3.3.4	Querströmungsprofile basierend auf Profilansatz nach Blaser und Velkoff.....	71
3.3.5	Anbindung des Profilansatzes an das Integralverfahren .....	76
3.4	Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags mittels empirischer Kriterien .....	79
3.4.1	Tollmien-Schlichting Instabilitäten: AHD Kriterium .....	80
3.4.2	Laminare Ablösung .....	81
3.4.3	Querströmungsinstabilitäten: C1 Kriterium .....	81
3.4.4	Bypassinstabilitäten: Mayle Kriterium .....	82
3.4.5	Anlegelinien-Instabilität: Pfenniger/Poll Kriterium .....	82
4	Ergebnisse .....	85
4.1	Laminarprofil Somers NLF(1)-0416 .....	85
4.2	Oszillierendes Hubschrauberprofil .....	89
4.3	Schiebendes Flügelsegment NLF(2)-0415 .....	93
4.4	BO105 Rotor im Schwebeflug.....	98
4.4.1	Effektive Umschlagslage bei unterschiedlichen Instabilitäts- mechanismen.....	100
4.4.2	Einfluss der laminaren Strömung auf die Rotorbeiwerte.....	103
4.5	ONERA 7AD Rotor im Vorwärtsflug.....	104
4.5.1	Effektive Umschlagslagen im Reiseflug.....	107
4.5.2	Effektive Umschlagslagen im schnellen Vorwärtsflug .....	112
4.5.3	Einfluss der laminaren Strömung auf die Rotorbeiwerte.....	117
4.5.4	Rechenzeitbedarf der Umschlagsvorhersage.....	119
5	Zusammenfassung und Bewertung der vorgestellten Methodik .....	121
	Literaturverzeichnis .....	125
	Appendix A: Herleitung der Formparameter für Geschwindigkeitsprofile an rotierenden Blättern .....	141
	Appendix B: Polynomansätze für Geschwindigkeitsprofile nach Hartree .....	145
	Lebenslauf.....	147

# Abkürzungsverzeichnis

## Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Erklärung
$a$	-	Konstante des Integralverfahrens
$b$	-	Konstante des Integralverfahrens
$c$	m	Sehnenlänge
$C$	-	Konstante
$\vec{c}$	m	Vektor der Profillehne
$c_d$	-	Widerstandsbeiwert
$CFL$	-	CFL Zahl
$c_l$	-	Auftriebsbeiwert
$C_P$	J/kg/K	Wärmekapazität, isobar
$c_P$	-	Leistungsbeiwert
$c_p$	-	Druckbeiwert
$c_T$	-	Schubbeiwert
$C_V$	J/kg/K	Wärmekapazität, isochor
$Diff$	-	Diffusionsterme, Turbulenzmodell
$D_k, D_\omega$	-	Destruktionsterme, Turbulenzmodell
$d_w$	m	Wandabstand
$E$	$m^2/s^2$	totale spezifische Energie
$e$	$m^2/s^2$	spezifische innere Energie
$f$	Hz	Frequenz
$\vec{F}_c$	-	Vektor der konvektiven Flüsse
$\vec{F}_v$	-	Vektor der viskosen Flüsse
$F, G, H$	-	Polynomfunktionen für Geschwindigkeitsprofile
$FM$	-	Rotorgüte
$\vec{G}$	-	Vektor des Quellterms aufgrund Gitterbewegung
$H$	$m^2/s^2$	totale spezifische Enthalpie
$H_{12}$	-	Formfaktor aus Verdrängungs- und Impulsverlustdicke
$H_{32}$	-	Formfaktor aus Energie- und Impulsverlustdicke
$I_{2h}$	-	Interpolationsoperator
$I_h$	-	Prolongationsoperator
$\vec{i}$	-	Einheitsvektor
$j$	-	Ordnung der Fourier-Glieder
$k$	$m^2/s^2$	spezifische kinetische Energie der turbulenten Schwankung
$k$	-	reduzierte Frequenz, dimensionslos
$k_e$	$m^2/s^2$	spezifische turbulente kinetische Energie
ltflag	-	Intermittenzfaktor
$m$	-	Formparameter
$M_\perp$	-	Anström-Machzahl senkrecht zu Vorderkante
$M_e$	-	Machzahl am Grenzschichtrand
$M_{TIP}$	-	Anström-Machzahl an der Rotorblattspitze
$n$	-	n-Faktor

$p$	$\text{N/m}^2$	Druck
$P$	W	Leistung
$P_k, P_\omega$	-	Produktionsterme, Turbulenzmodell
$Pr$	-	Prandtl-Zahl
$\vec{q}$	m/s	Geschwindigkeitsvektor
$\vec{Q}$	-	Vektor der Oberflächenflüsse
$R$	J/kg/K	spezifische Gaskonstante
$R$	m	Rotorblattradius
$r$	m	Radius
$\bar{R}$	-	Residuum
$\vec{r}_{stag}$	m	Vektor entlang der Anlegelinie
$\vec{r}$	m	Ortsvektor
$Re$	-	Reynoldszahl
$Re_c$	-	Reynoldszahl, bezogen auf Profilsehnenlänge
$r_{eigen}$	-	Eigentemperaturwert
$Re_{\delta 2}$	-	Reynoldszahl, bezogen auf Impulsverlustdicke
$s$	m	Bogenlänge
$\vec{S}_{Tu}$	-	Quellterm, Turbulenzmodell
$T$	$^{\circ}\text{K}$	Temperatur
$t$	s	Zeit
$T_\infty$	$^{\circ}\text{K}$	Temperatur im Fernfeld
$T_e$	$^{\circ}\text{K}$	Temperatur am Grenzschichtrand
$T_{eigen}$	$^{\circ}\text{K}$	Eigentemperatur der isolierten Wand
$Tu$	-	Turbulenzgrad
$T_w$	$^{\circ}\text{K}$	Wandtemperatur
$U$	m/s	Grenzschichtrandgeschwindigkeit, in Sehnenrichtung
$u, v, w$	m/s	Strömungsgeschwindigkeiten im x,y,z Koordinatensystem
$U_{  }$	m/s	Anströmungsgeschwindigkeit parallel zur Vorderkante
$U_{\perp}$	m/s	Anströmungsgeschwindigkeit senkrecht zur Vorderkante
$U_e$	m/s	Grenzschichtrandgeschwindigkeit
$U_{inc}$	m/s	lokale Anströmungsgeschwindigkeit
$V$	$\text{m}^3$	(Zell-)Volumen
$V_\infty$	m/s	Geschwindigkeit im Fernfeld
$W$	m/s	Grenzschichtrandgeschwindigkeit, in Spannweitenrichtung
$\vec{W}$	-	Vektor der konservativen Strömungsvariablen
$w_{CF}$	m/s	Querströmungsgeschwindigkeit
$x, y, z$	m	rotierendes, kurvilineares Koordinatensystem
$Z$	m	Dickenparameter



**Griechische Symbole**

Symbol	Einheit	Erklärung
$\alpha$	°	Anstellwinkel
$\alpha_S$	°	Rotormastwinkel
$\beta$	°	Schlagwinkel des Rotorblattes
$\beta^*$	rad	Keilwinkel
$\beta_0$	°	Schlagkoeffizient, konstanter Anteil
$\beta_1, \beta_2$	°	Formparameter für Geschwindigkeitsprofil
$\beta_{1G}, \beta_{2G}, \beta_{3G}$	°	Schlagkoeffizienten, Kosinusanteil
$\beta_{1S}, \beta_{2S}, \beta_{3S}$	°	Schlagkoeffizienten, Sinusanteil
$\gamma$	°	Winkel zwischen Rotationsachse und Normalenvektor der Blattoberfläche
$\Gamma$	-	Formparameter
$\delta$	m	Grenzschichtdicke
$\delta_1$	m	Verdrängungsdicke
$\delta_2$	m	Impulsverlustdicke
$\zeta$	°	Schwenkwinkel des Rotorblattes
$\zeta_{1G}, \zeta_{2G}, \zeta_{3G}$	°	Schwenkkoeffizient, Kosinusanteil
$\zeta_{1S}, \zeta_{2S}, \zeta_{3S}$	°	Schwenkkoeffizient, Sinusanteil
$\zeta_0$	°	Schwenkkoeffizient, konstanter Anteil
$\eta$	-	Wandabstand, dimensionslos
$\theta_{07}$	°	Blattsteuerwinkel, kollektiv bei $r/R=0,7$
$\theta_S, \theta_C$	°	Blattsteuerwinkel, zyklisch
$\theta_T$	-	Wärmeübergangparameter
$\theta_x, \theta_y, \theta_z$	J/m <sup>2</sup> /s	Terme für Reibung und Wärmeleitung
$\kappa$	-	Isentropenexponent
$\Lambda$	°	Schräganströmungswinkel
$\bar{\Lambda}$	-	gemittelter Pohlhausenfaktor
$\Lambda_{\perp}$	°	Strömungswinkel am Grenzschichttrand relativ zur Profilebene senkrecht der Vorderkante
$\Lambda_1, \Lambda_2$	-	Formparameter für Geschwindigkeitsprofil
$\lambda_2$	1/s	Iso-Wert des $\lambda_2$ Kriteriums
$\Lambda_C$	m/s	Konvektionsgeschwindigkeit
$\lambda_{eff}$	J/m/s/K	effektive Wärmeleitfähigkeit
$\Lambda_{LE}$	°	geometrische Pfeilung der Vorderkante
$\Lambda_S$	°	Strömungswinkel am Grenzschichttrand relativ zur Profilebene parallel zur Rotationsachse
$\mu$	-	Fortschrittsgrad des Rotors
$\mu_{eff}$	kg/m/s	effektive dynamische Viskosität
$\mu_{Tu}$	kg/m/s	Wirbelviskosität
$\nu$	m <sup>2</sup> /s	kinematische Viskosität
$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	Luftdichte
$\sigma_k$	-	Koeffizient des $k\omega$ -Turbulenzmodells
$\vec{\tau}_{xx}, \vec{\tau}_{yy}, \vec{\tau}_{zz}$	N/m <sup>2</sup>	Normalspannungen
$\vec{\tau}_{xy}, \vec{\tau}_{xz}, \vec{\tau}_{yz}$	N/m <sup>2</sup>	Schubspannungen
$\varphi$	°	Vorderkantenpfeilung
$\varphi$	-	Korrekturfunktion für Kompressibilitätseinfluss

$\varphi_1$	-	Korrekturfunktion für Kompressibilitätseinfluss
$\psi$	°	Azimutwinkel eines Rotorblattes
$\psi_1$	-	Korrekturfunktion für Kompressibilitätseinfluss
$\Omega$	1/s	Rotationsgeschwindigkeit
$\omega$	1/s	spezifische turbulente Dissipation
$\vec{\omega}$	1/s	Rotationsvektor

**Indizes**

Symbol	Erklärung
*	kompressibel
<i>AL</i>	Anlegelinie
<i>CF</i>	Querströmung
<i>cr</i>	kritischer Wert
<i>e</i>	am Grenzschichtrand
<i>Full</i>	vollständig
<i>i,j,k</i>	Punktindizes des Rechengitters
<i>K</i>	körperfest
<i>lam</i>	laminar
<i>LE</i>	an der Vorderkante
<i>Lim</i>	Grenzwert
<i>max</i>	Maximalwert
<i>min</i>	Minimalwert
<i>O</i>	im Inertialsystem
<i>Pohl</i>	Pohlhausen
<i>ref</i>	Referenzgröße
<i>sep</i>	Strömungsablösung
<i>Sp</i>	Staupunkt
<i>stag</i>	Staupunkt
<i>tr</i>	Transition
<i>Tu</i>	turbulent
<i>URANS</i>	Feldgröße der URANS Lösung
<i>w</i>	wandnah
<i>x,y,z</i>	x,y,z Komponente

**Abkürzungen**

---

Symbol	Erklärung
AHD	Arnal, Habiballah und Delacourt (Umschlagskriterium)
ALK	Anlegelinienkontamination
ALT	Anlegelinientransition
BYP	Bypass
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direkte numerische Simulation
DNW	Deutsch Niederländische Windkanäle
GS	Grenzschicht
LLF	Large Lowspeed Facility
LS	Laminare Ablösung (engl.: laminar separation)
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics (heute: NASA)
ONERA	Office national d'études et de recherches aérospatiales
QS(I)	Querströmungs(instabilitäten)
TS(I)	Tollmien-Schlichting (Instabilitäten)
TWG	Transsonischer Windkanal Göttingen
U/RANS	Unsteady / Reynolds averaged Navier Stokes
V/STOL	Vertical / Short Take Off and Landing



# Übersicht

In der vorliegenden Arbeit wird eine neue Methodik zur näherungsweise Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags an Hubschrauber-rotoren im Rahmen der reibungsbehafteten Strömungssimulation mittels U/RANS Verfahren entwickelt. Anhand der Methodik wird der Einfluss von laminarer Strömung auf die benötigte Rotorleistung und den generierten Rotorschub untersucht und mit voll-turbulenten Ergebnissen verglichen. Zur Berechnung der laminaren Grenzschicht wird ein Integralverfahren nach Schlichting/Walz in Kombination mit einem Geschwindigkeitsansatz für rotierende Blätter nach Blaser und Velkoff verwendet. Die Vorhersage des laminar-turbulenten Umschlags erfolgt mittels empirischer Kriterien. Aufgrund der komplexen Rotorströmung wird ein breites Spektrum von Grenzschichtinstabilitäten berücksichtigt, darunter Tollmien-Schlichting-Wellen, laminare Ablösung, Querströmung, Bypass-Mechanismen und Anlegelinien-instabilitäten. Die Umschlagsvorhersage berücksichtigt den räumlich und zeitlich veränderlichen Turbulenzgrad des simulierten Blattnachlaufes. Eine Detektion des Grenzschichtendes aus der U/RANS Lösung ist nicht erforderlich. Die grundlegende Validierung der approximativen Methode erfolgt anhand der Nachrechnung von experimentellen Testfällen mit laminar-turbulentem Grenzschichtumschlag. Dazu zählen ein Laminarprofil, ein oszillierendes Hubschrauberprofil sowie ein schiebendes Flügelsegment. Als Testfälle mit Rotationseinfluss werden der Flugversuch eines Hubschraubers im Schwebeflug und die Rotorströmung eines Mach-skalierten Windkanal-Hubschraubermodells im Vorwärtsflug nachgerechnet.

Für die subsonische Strömung an dem Laminarprofil konnten die experimentellen Umschlagslagen aufgrund von Tollmien-Schlichting-Instabilitäten und laminarer Ablösung in enger Übereinstimmung nachgerechnet werden. Hierbei zeigt die verwendete Methode keine signifikante Abhängigkeit von der Grenzschichtauflösung des Rechennetzes oder dem verwendeten Turbulenzmodell.

Der Strömungsfall des oszillierenden Hubschrauberprofils bei anliegender Strömung zeigt, dass die approximative Methode auch unter instationären Strömungsbedingungen in der Lage ist, die Umschlagsvorhersage in guter Übereinstimmung zum Experiment wiederzugeben. Die Vergleichsrechnungen unterstützen des Weiteren die Hypothese von DWYER UND MCCROSKEY [43], wonach die laminare Grenzschicht an Rotorprofilen als quasistationär und zweidimensional betrachtet werden kann, wenn die vorgegebene Verteilung der Grenzschichttrandgeschwindigkeit instationäre Einflüsse berücksichtigt.

Für den Testfall des schiebenden Flügelsegments gibt die approximative Methode das Auftreten von Querströmungsinstabilitäten in Abhängigkeit von der Reynoldszahl treffend wieder. Auch hier zeigt sich die Unabhängigkeit der Methode von der Grenzschichtauflösung des Rechennetzes. Der Vergleich zu den berechneten Umschlagslagen eines differentiellen Grenzschichtverfahrens in Kombination mit einem empirischen Kriterium für Querströmungsinstabilitäten liefert ebenfalls eine gute Übereinstimmung.

Das Beispiel eines Rotors im Schwebeflug dient zur Validierung der approximativen Methode für Hubschrauberanwendungen. Die Nachrechnung des DLR Flugversuches resultiert in Umschlagslagen mit hoher Ähnlichkeit zu den Acenaphthen-Anstrichbildern. Die laminaren Strömungsbereiche am Rotorblatt verringern den vorhergesagten Leistungsbedarf um ca. 4% gegenüber der Annahme einer voll-turbulenten Rotorblattströmung. Für den Großteil der Blattoberseite wird der Um-

schlag bei ca. 18% der Sehnenlänge vorhergesagt, auf der Unterseite liegt der Umschlag bei ca. 75%. Auf Ober- und Unterseite erfolgt der Umschlag in Bereichen verzögerter Strömung über Tollmien-Schlichting Instabilitäten und laminare Ablösung. Nahe der Blattspitze und der Blattwurzel treten Bypass-Instabilitäten aufgrund von Blatt-Wirbel-Interaktionen auf, so dass in den betroffenen Bereichen die laminaren Lauflängen erheblich verkürzt werden. Querströmungsinstabilitäten und Anlegelinienkontamination treten am Rotorblatt nicht auf, da die Schräganströmung im Schwebeflug sehr gering ist.

Um die Fähigkeiten der approximativen Methode für den Fall des Vorwärtsfluges zu demonstrieren, werden die laminaren Lauflängen am Hauptrotor eines Machskalierten Windkanal-Hubschraubermodells berechnet und mit experimentellen Grenzschichtzuständen verglichen. Für die zwei untersuchten Fortschrittsgrade werden die berechneten Umschlagslagen in plausibler Übereinstimmung zu den Heißfilmmessungen bestimmt. Die laminaren Strömungsbereiche der Rotorblätter bewirken eine Verringerung des Rotorleistungsbedarfs von 5% gegenüber einer vollturbulenten Rechnung. Der Rotorschub bleibt von der laminaren Strömung praktisch unbeeinflusst. Auf der Blattober- und -unterseite erfolgt der berechnete Grenzschichtumschlag überwiegend in Bereichen verzögerter Strömung aufgrund von Tollmien-Schlichting-Instabilitäten und laminarer Ablösung. Lokale Blatt-Nachlauf-Interaktionen führen am vor- und rücklaufenden Blatt zum Auftreten von Bypass-Instabilitäten und demzufolge zum laminar-turbulenten Umschlag nahe der Blattvorderkante. Das Auftreten von Bypass-Instabilitäten wird durch die numerisch bedingte Aufweitung des Blattnachlaufes lokal begünstigt. Im dritten Rotorquadranten werden auf der Blattunterseite Querströmungsinstabilitäten vorhergesagt, begünstigt durch die moderat beschleunigte Profilströmung und die hohe Schräganströmung im Vorwärtsflug. Anlegelinienkontamination wurde für die untersuchten Vorwärtsflugfälle nicht vorhergesagt.

## Abstract

A new approximate methodology is presented to predict the laminar-turbulent transition onset within the U/RANS simulations of helicopter rotors. Based on the presented methodology the influence of laminar flow on the required rotor power and generated rotor thrust is investigated and compared to fully turbulent results. To compute the laminar boundary layer, an integral method according to Schlichting/Walz and a set of rotating velocity profiles according to Blaser and Velkoff are used. The laminar-turbulent transition onset is predicted by empirical criteria with respect to Tollmien-Schlichting instabilities, crossflow, bypass mechanisms and attachment line contamination. The presented method accounts for the turbulence level variation of the simulated rotor wake. A detection of the boundary layer edge within the U/RANS solution is not required. The approximate method is validated using the experimental onset positions of representative transition testcases. This includes a laminar flow airfoil, an oscillating helicopter airfoil and a swept wing. To include rotating testcases, a helicopter rotor in hover (flight test case) and a model rotor of a Mach-scaled helicopter configuration (wind tunnel test case) are computed.

For the laminar flow airfoil at subsonic flow conditions, the transition onset can be predicted in close agreement with the experiment due to Tollmien-Schlichting instabilities and laminar separation bubbles. The developed method shows no significant dependency on the grid resolution of the boundary layer or the selected turbulence model.

The test case featuring an oscillating helicopter airfoil with attached flow demonstrates the capability of the approximate method to predict the transition onset under instationary flow conditions with good agreement to the experiment. Furthermore, the computational results support the findings of DWYER AND MCCROSKEY [43], who propose that the laminar boundary layer of rotor airfoils may be treated as quasi-steady and two-dimensional, if the prescribed velocity distribution at the boundary layer edge includes instationary effects.

For the flow case of a swept infinite wing, the approximate method closely represents the experimental transition onset due to crossflow instabilities as a function of the Reynolds number. The approximated method again shows no sensitivity to the grid resolution of the boundary layer. The simulation results are in good agreement to the computations with a differential boundary layer code combined with an empirical criterion for crossflow instability.

The test case of a rotor in hover is used to validate the approximate method for helicopter applications. The hover simulation closely represents the measured transition onset positions of the DLR helicopter flight test, which used Acenaphthen paint for the visualization of the boundary layer state. The predicted laminar flow areas reduce the required rotor power by 4% compared to the assumption of a fully turbulent rotor flow. For the major part of the blade upper side, the transition onset is predicted at 18% chord length. On the lower side, the onset is predicted at approximately 75%. In blade areas with decelerated flow, Tollmien-Schlichting instabilities and laminar separation bubbles cause the laminar-turbulent flow transition. Close to the blade tip and root, bypass instabilities occur due to blade-vortex-interactions and locally shorten the extent of laminar flow. Crossflow instabilities and attachment line transition do not occur at the rotor blade since the yaw angles of the incident flow are found to be small.

---

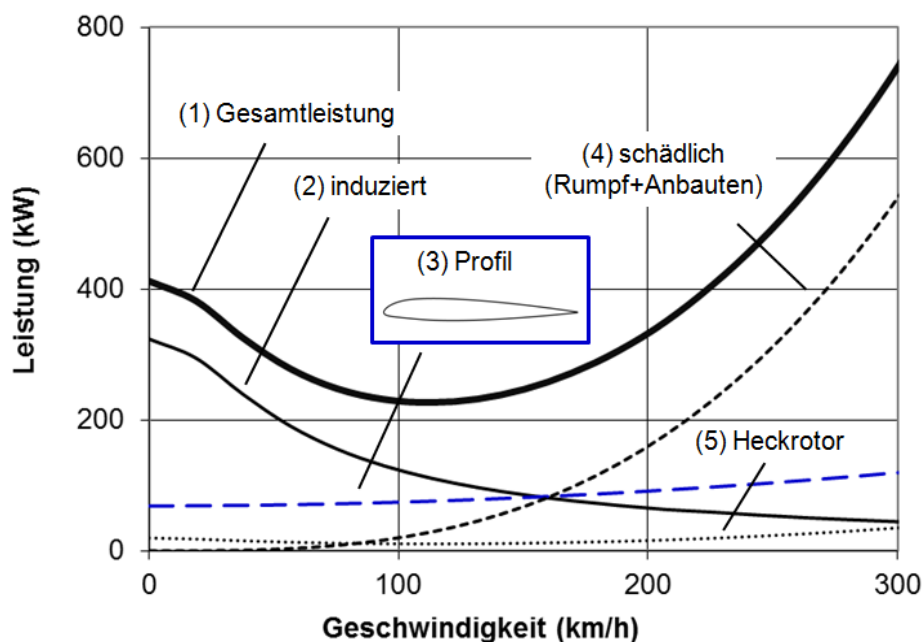
In order to demonstrate the capabilities of the presented approximate method under forward flight conditions, the laminar flow regions on the main rotor of a Mach-scaled helicopter model are computed. The results are compared to hotfilm measurements of the boundary layer state during the corresponding wind tunnel test. The predicted transition positions show a plausible agreement to the measurements of two investigated advance ratios. The laminar flow areas at the rotor blades reduce the required rotor power by 5% compared to the assumption of a fully turbulent flow. The rotor thrust remains practically unaffected by the laminar flow. On the upper and lower side of the rotor blades, mainly Tollmien-Schlichting instabilities and laminar separation bubbles lead to the laminar-turbulent flow transition in areas of decelerated flow. Local blade-vortex-interactions on the advancing and retreating side cause bypass instabilities which result in a transition onset near the leading edge. The rotor wake widens due to numerical effects and locally favours the prediction of bypass instabilities. On the lower side of the blade, crossflow instabilities are predicted within the third rotor quadrant. The crossflow instabilities occur due to the combination of moderately accelerated and highly yawed flow over the airfoil section. Attachment line contamination was not observed during the investigated forward flight cases.



# 1 Einführung

Der Hubschrauber hat sich heutzutage als vielseitiges Luftfahrzeug etabliert. In der Kategorie der Fluggeräte schwerer als Luft besitzt der Hubschrauber im Gegensatz zum Flächenflugzeug die Fähigkeit, auf engem Raum senkrecht zu starten und zu landen sowie stationär an einem festen Punkt über der Erdoberfläche zu schweben (Schwebeflug). In Kombination mit der Fähigkeit zum Vorwärtsflug deckt der Hubschrauber somit einen flexiblen Flugbereich ab, mit typischen Fluggeschwindigkeiten im Bereich von 0 – 350 km/h und maximalen Flughöhen zwischen 5000m und 7000m (BITTNER [16]). Aufgrund dieses flexiblen Flugbereiches kann der Hubschrauber ein breites Missionsspektrum abdecken, wie beispielsweise im Rahmen von Transport-, Rettungs- oder auch Beobachtungsmissionen, die vor zivilem, polizeilichem oder militärischem Hintergrund stattfinden können.

Die im Rahmen einer Missionen zu erbringenden Flugleistungen im Schwebeflug und Vorwärtsflug stellen bei der Entwicklung des Hubschraubers grundlegende Anforderungen für die Auslegung der Hubschrauberkomponenten dar und bestimmen insbesondere die strukturelle und aerodynamische Auslegung des Hauptrotors. Der Hauptrotor vereint die Aufgaben der Schuberzeugung und der Steuerung des Hubschraubers um seine Längs- und Querachse. Im Schwebeflug erzeugt der Hauptrotor den notwendigen Schub, um die Gewichtskraft des Hubschraubers auszugleichen. Die zur Schuberzeugung erforderliche Leistung des Hauptrotors (Leistungsbedarf) muss von den Triebwerken bereitgestellt werden. Im Schwebeflug ist der Leistungsbedarf des Hauptrotors prinzipiell höher als bei moderaten Vorwärtsfluggeschwindigkeiten. Bild 1.1 zeigt exemplarisch den Leistungsbedarf eines generischen Hubschraubers im Schwebeflug und Vorwärtsflug nach der Energiemethode (BITTNER [16]) unter Vernachlässigung von Trimmwiderständen, Stall- und Machzahleffekten.



**Bild 1.1:** Leistungsbedarf eines generischen Hubschraubers der 2,5t Klasse im Schwebeflug und im Vorwärtsflug nach Energiemethode (BITTNER [16]) unter Vernachlässigung von Trimmwiderständen, Stall- und Machzahleffekten (keine sonstigen Verbraucher).

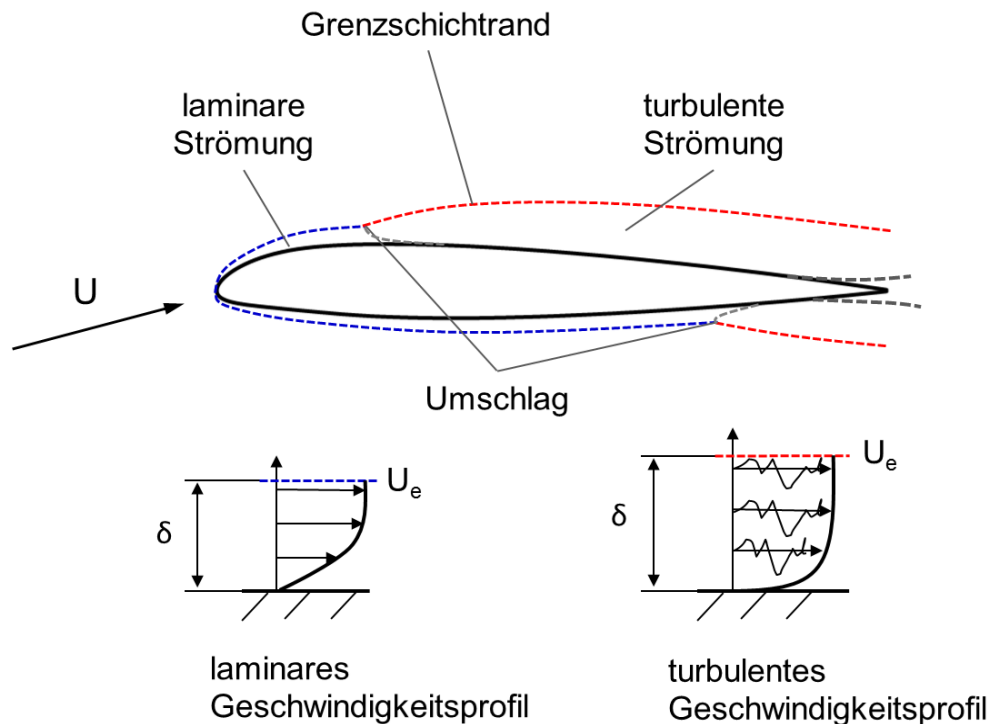
Unter begrenzter Triebwerksleistung und gegebenem Fluggewicht bestimmt die aerodynamische Güte des Hauptrotors somit die maximal erreichbare Schwebeflughöhe eines Hubschraubers und ist somit von hoher Relevanz für die Missionserfüllung. Beim aerodynamischen Entwurf des Hauptrotors wird daher auf eine hohe aerodynamische Güte im Schwebeflug geachtet, die mit möglichst hoher Genauigkeit anhand von numerischen Vorhersagemethoden berechnet werden muss.

**Tabelle 1.1:** Aufgliederung des Leistungsbedarfs eines generischen Hubschraubers der 2,5t Klasse im Schwebeflug und im Vorwärtsflug (in Prozent, ohne Manöver und sonstige Verbraucher).

(1) Gesamtleistungsbedarf - Hubschrauber		Schwebeflug ( $v=0$ km/h)	Vorwärtsflug ( $v=180$ km/h)
Hauptrotor, Rumpf	(2) Induzierte Leistung	80%	20%
	(3) Profilleistung	15%	30%
	(4) Schädliche Leistung	-	45%
Heckrotor	(5) Heckrotorleistung	5%	5%

Im Falle des Vorwärtsfluges muss der Schub des Hauptrotors neben der Gewichtskraft des Hubschraubers auch den Luftwiderstand überwinden, der entgegengesetzt zur Flugrichtung wirkt. Insbesondere im Abschnitt des Reisefluges werden längere Flugabschnitte einer Mission absolviert. Daher wird der Hauptrotor für diesen Flugzustand mit Rücksicht auf ein möglichst ökonomisches Betriebsverhalten ausgelegt. Insbesondere vor dem Hintergrund der geforderten Reduktion des Kerosinverbrauchs und der Schadstoffemissionen ist dies eine stärker werdende Anforderung. Um den Hubschrauber hinsichtlich gesteigerter Wirtschaftlichkeit auszulegen, ist daher im Falle des Vorwärtsfluges ebenfalls eine möglichst hohe Vorhersagegenauigkeit der Rotorleistung mittels numerischer Rechenverfahren erforderlich - auch um neuartige Technologien, wie widerstandsarme Blattprofile, formvariable Rotorblätter oder aktive Rotoren hinsichtlich ihrer Wirksamkeit bewerten zu können.

Mit Hilfe hochgenauer numerischer Simulationen kann der Leistungsbedarf eines Hubschrauberrotors bereits mit guter Näherung vorhergesagt werden. So zeigt beispielsweise DIETZ [38] bei der Simulation eines Vierblattrotors im Vorwärtsflug, dass der Leistungsbedarf mit einer Abweichung von ca. +8% gegenüber der im Flugversuch gemessenen Leistung vorhergesagt werden kann. Die komplexe Rotor aerodynamik simuliert Dietz in Rahmen seiner Untersuchung mittels eines reibungsbehafteten Strömungslösers, unter Berücksichtigung des elastischen Verhaltens und der Trimmung der Rotorblätter. Der in der Simulation tendenziell erhöhte Rotorleistungsbedarf wird auf eine Überschätzung der Reibungskräfte zurückgeführt, die zwischen der Rotorblattoberfläche und der Luftströmung auftreten. Der Einfluss der Reibungskräfte ist innerhalb einer dünnen Luftschicht entlang der Profilkontur wirksam und führt dazu, dass sich die Geschwindigkeit der Außenströmung an die Geschwindigkeit der Profiloberfläche angleicht. Dieser dünne Übergangsbereich wird als Grenzschicht bezeichnet (s. Bild 1.2). Das Konzept der Grenzschichtbetrachtung wurde erstmalig von PRANDTL [122] im Jahre 1904 formuliert.



**Bild 1.2:** Schema der laminar-turbulenten Grenzschichtentwicklung einer zweidimensionalen Profilumströmung.

Die Strömung innerhalb der Grenzschicht kann grundsätzlich zwei unterschiedliche Zustände annehmen, die wesentlichen Einfluss auf die fluidmechanischen Eigenschaften der Strömung haben. Diese Zustände werden allgemein als laminar und turbulent bezeichnet. Laminare Strömung zeichnet sich durch eine gleichmäßige, parallele Schichtenströmung ohne Durchmischung aus und ist daher reibungsarm. Turbulente Strömung hingegen kennzeichnet eine hohe Durchmischung zwischen den Strömungsschichten. Aufgrund der Durchmischung kommt es zu hohem Energie- und Impulsaustausch. Daher treten in einer turbulenten Grenzschicht erheblich höhere Schubspannungen auf, die zu gesteigerten Reibungskräften zwischen dem Fluid und der Profiloberfläche führen. Während der Umströmung der Profilkontur kann sich der Zustand der Grenzschicht von laminar zu turbulent aufgrund verschiedener Instabilitäten ändern (Grenzschichtinstabilitäten). Dieser Vorgang wird als Transition oder auch als laminar-turbulenter Strömungsumschlag bezeichnet. Er ist abhängig von einer Vielzahl von Einflussfaktoren, wie beispielsweise den vorherrschenden Strömungsbedingungen, der Oberflächenbeschaffenheit oder der Eintragung externer Störungen in die Grenzschicht (Rezeptivität). Aufgrund der vielfältigen Einflussfaktoren und der Komplexität des Grenzschichtverhaltens ist es in Forschung und Industrie gängige Praxis, den Vorgang des Grenzschichtumschlags im Rahmen der Leistungsrechnung von Hubschrauberrotoren zu vernachlässigen und die Rotorblattgrenzschicht als voll-turbulent anzunehmen. Diese Annahme führt unter konservativen Gesichtspunkten zu einer potentiellen Überschätzung des reibungsbedingten Anteils am Profilwiderstand. Da der Profilwiderstand je nach Flugzustand zwischen 15 bis 30% des Hubschrauber-Gesamtleistungsbedarfs beträgt (vgl. Tabelle 1.1), können laminare Strömungsbereiche an den Rotorblätter jedoch einen signifikanten Einfluss auf die Rotorleistung haben. Vor dem Hintergrund hochgenauer Strömungssimulationen und Leistungsrechnungen wird mittlerweile eine hohe physikalische Modellierungstiefe erreicht, so dass der unterschiedliche Reibungseinfluss von laminarer und turbulenter Grenzschicht mit berücksichtigt werden muss, um eine weitere

Steigerung der Vorhersagegenauigkeit der Rotorleistung zu erreichen. Insbesondere ist hierbei die Vorhersage der laminaren Lauflängen am Rotorblatt sowie der wirksamen Umschlagsmechanismen von großer Bedeutung.

## 1.1 Stand der Technik

In der numerischen Strömungssimulation wird der laminar-turbulente Strömungsumschlag bisher insbesondere im Starrflüglerbereich bei der aerodynamischen Analyse und dem Entwurf von Tragflügeln berücksichtigt. Zielsetzung hierbei ist es, die aerodynamische Effizienz hochmoderner Verkehrsflugzeuge zu steigern. Im Drehflüglerbereich fanden bisher nur vereinzelt Betrachtung der der laminaren Grenzschicht an Hubschrauberrotoren statt, die in Kapitel 1.1.3 diskutiert werden. Die grundsätzliche Vorgehensweise zur numerischen Vorhersage der laminaren Lauflängen an umströmten Oberflächen ist jedoch als unabhängig von der Konfiguration des Luftfahrzeugs zu sehen. Sie lässt sich für Aussenströmungen in die folgenden drei Hauptschritte gliedern (KRUMBEIN UND RADESPIEL [92]):

- Berechnung der Umströmung/Druckverteilung entlang einer Oberfläche
- Berechnung der laminaren Grenzschicht
- Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags

Für die einzelnen Schritte haben sich diverse Methoden etabliert, die sich hinsichtlich ihrer physikalischen Modellierungstiefe, des benötigten Rechenaufwandes und der erzielbaren Genauigkeit unterscheiden. Im Folgenden werden die jeweils gängigsten Methoden dargestellt und ihre Eignung zur Anwendung im Drehflüglerbereich diskutiert.

Das Strömungsfeld eines Rotors ist stark geprägt durch den Blattnachlauf sowie durch die an der Blattspitze entstehenden Wirbel, wie z.B. in dem einführenden Text von LEISHMAN [96] dargestellt. Blattnachlauf und Wirbel zeichnen sich durch eine stark dreidimensionale, inkompressible und instationäre Strömung aus, die mit anderen Rotorblättern interagieren kann. Die Umströmung des Blattes selbst ist durch reibungsbedingte und kompressible Effekte geprägt. Mit steigender Fluggeschwindigkeit wird die Rotorströmung zunehmend instationär und dreidimensional. Bei erhöhten Fluggeschwindigkeiten kann es im Bereich der Blattspitze zu schallnaher Strömung und zu Verdichtungsstößen kommen, wodurch zusätzlicher Wellenwiderstand entsteht. Die Nickbewegung der Rotorblätter kann zu einem dynamischen Strömungsabriss (Dynamic Stall) führen. Im allgemeinen Fall wird die aerodynamische Strömung durch die Navier-Stokes Gleichungen beschrieben. Hierbei handelt es sich um ein gekoppeltes System nichtlinearer, partieller Differentialgleichungen, die den Erhalt von Masse, Impuls und Energie beschreiben.

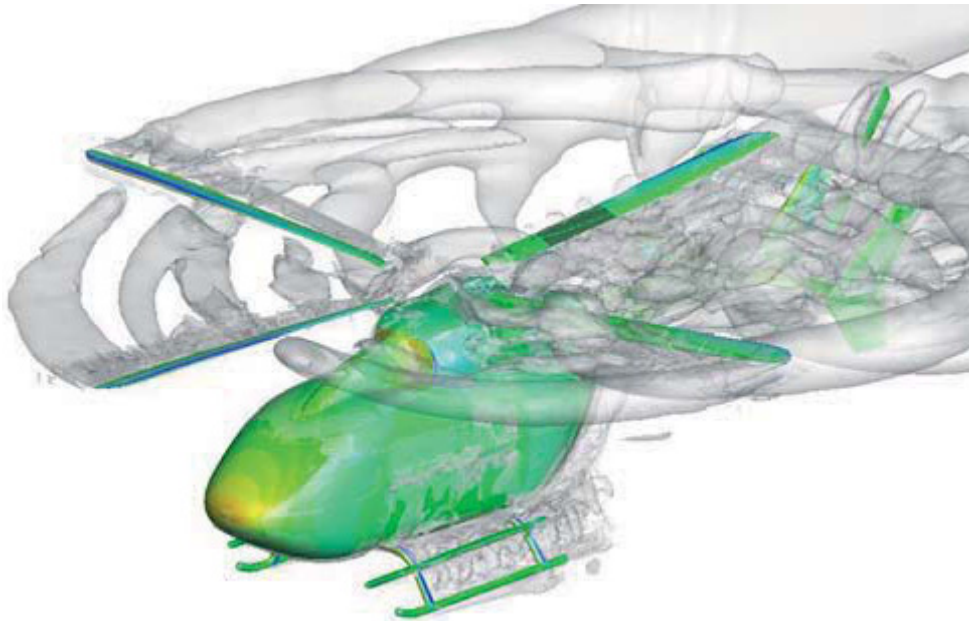
Die direkte Lösung dieses Gleichungssystems (DNS, engl: direct numerical simulation) ist mit erheblichem numerischen Aufwand verbunden und für hohe Reynoldszahlen, wie sie bei Anwendungen im Luftfahrtbereich typisch sind, nicht in angemessener Zeit erreichbar. In Industrie und Forschung haben sich daher zur Strömungssimulation verschiedene numerische Methoden entwickelt, die auf unterschiedlichen Vereinfachungen der Navier-Stokes-Gleichungen basieren und diese mit verringertem Rechenaufwand lösen können. Dementsprechend stehen zur Leistungsvorhersage von Hubschrauberrotoren verschiedene numerische Methoden zur Verfügung,

die sich hinsichtlich ihrer physikalischen Modellierungstiefe und dem erforderlichen Rechenaufwand unterscheiden. Ein Überblick zur historischen Entwicklung seit den 1970er Jahren findet sich beispielsweise bei STRAWN ET AL. [166] oder CONLISK [31].

Anfang der 1970er Jahre führten CARADONNA UND ISOM [23] unter Verwendung der linearisierten Potentialtheorie erste Untersuchungen der schallnahen Strömung an einer isolierten Rotorblattspitze im Schwebeflug durch. Mit dem Aufkommen der Euler-Verfahren in den 1980er Jahren wurden aerodynamische Betrachtungen hinsichtlich kompressibler Strömungseffekte möglich. Für den Nahbereich eines Rotors im Schwebeflug präsentierten erstmals ROBERTS UND MURMANN [132] Strömungslösungen basierend auf den Euler-Gleichungen. Aufgrund der numerischen Diffusion des Verfahrens wurde der Rotorwirbel über die Kopplung mit einem separaten Blattnachlaufmodell abgebildet. Zur Berechnung der Rotorströmung ohne Verwendung eines Wirbelmodells entwickelte KROLL [89] ein Euler-Verfahren für Rotorsimulationen im Schwebeflug. Des Weiteren entwickelte KRÄMER [85] ein robustes Euler-Verfahren zur Berechnung der transsonischen Rotorblattströmung im Schwebeflug (KRÄMER ET AL. [86], [87]). PAHLKE [114] demonstrierte die Erweiterung von Euler-Verfahren für den Fall des Vorwärtsflug. Den Einfluss der Reibung für Rotorrechnungen im Schwebeflug und Vorwärtsflug berücksichtigten erstmals WAKE UND SANKAR [178] unter Verwendung der instationären, Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (engl. unsteady Reynolds averaged Navier-Stokes - URANS). Im Rahmen der Untersuchungen wurde der Einfluss des Rotornachlaufes auf die lokale Blattanströmung über die Vorgabe eines effektiven lokalen Blattstellwinkels abgebildet. In Deutschland präsentierte RADDATZ [123] erstmals RANS-Ergebnisse für einen Rotor im Schwebeflug. Mit dem Aufkommen der Technik überlappender Rechennetze (Chimera-Technik) wurde die Rechennetzgenerierung für Rotoren wesentlich vereinfacht. DUQUE UND SHINIVASAN [42] sowie STANGL UND WAGNER [162] demonstrierten die Anwendbarkeit dieser Technik für Rotoren im Schwebeflug in Kombination mit reibungsbehafteten Strömungssimulationen. Die Technik der überlappenden Rechennetze erleichterte des Weiteren die individuelle Bewegung der Rotorblätter.

Durch die Elastizität und Rotation der Blätter tritt eine starke Kopplung zwischen aerodynamischen Kräften, Trägheitskräften, Blattverformung und Rotortrimmung auf. Die Kopplungseffekte zwischen Fluid und Blattstruktur sollten berücksichtigt werden, um eine möglichst treffende Vorhersage der Rotorleistung im Schwebeflug und insbesondere im Vorwärtsflug zu erhalten. AHMAD UND DUQUE [2] berücksichtigten erstmals die Blattbewegung im Rahmen einer Strömungssimulation für einen Rotor im Vorwärtsflug. Sie verwendeten ein URANS-Verfahren auf überlappenden Rechennetzen mit vorgeschriebener Blattbewegung, welche die zyklischen Steuereingaben und die Schlagbewegung der Blätter wiedergibt. Mit erfolgreichem Abschluss des europäischen CHANCE Projektes (PAHLKE ET AL. [116]) stehen in Deutschland und Frankreich Fluid-Struktur gekoppelte Methoden zur reibungsbehafteten Strömungssimulationen um komplette Hubschrauber-konfigurationen inklusive Blattdeformation und Rotortrimmung zur Verfügung. Die Berechnung der reibungsbehafteten Strömung erfolgte mit den U/RANS-Verfahren FLOWer (KROLL ET AL. [91]) des DLR und dem elsA Code (GAZAIX ET AL. [51]) der ONERA. Die Trimmung und Blattdeformation wurde im Rahmen der Strömungsrechnungen mittels des Strukturverfahrens HOST (BENOIT ET AL. [14]) bereitgestellt. Ergebnisse von Gesamthubschraubersimulationen mit getrimmten Rotor und elastischen Blättern werden von DIETZ ET AL. [37] sowie KHIER ET AL. [83] unter Verwendung des URANS-Verfahrens FLOWer präsentiert (s. Bild 1.3). In den USA steht seitens der NASA das URANS-Verfahren OVERFLOW (NICHOLS ET AL. [112]) zur Verfügung, um die reibungsbehaftete Strömung um Hub-

schrauberrotoren zu simulieren. Trimmung und Blattdeformation werden über die Kopplung mit dem Flugmechanik- und Strukturcode CAMRAD II (JOHNSON [79]) abgebildet.



**Bild 1.3:** U/RANS-Simulation des Strömungsfeld um eine Gesamthubschrauber-Konfiguration, aus DIETZ UND DIETERICH [36].

Die numerische Simulation von reibungsbehafteter, instationärer Strömung mittels URANS-Verfahren auf parallelen Rechensystemen, mit überlappenden Rechennetzen, Starrkörperbewegung, Blattdeformation und Trimmung hat heutzutage im Hubschrauberbereich industrielle Anwendungsreife und Akzeptanz erlangt (DIETZ [38], BIAVA ET AL. [15], D'ALASCIO ET AL. [34]). Bei der reibungsbehafteten Simulation von Hubschrauberrotoren mittels URANS-Verfahren wird in Forschung und Industrie gewöhnlich von einer voll-turbulenten Umströmung der Rotorblätter ausgegangen. Dies führt im Vergleich zu Messdaten aus Flugversuchen tendenziell zu einer Überschätzung des Rotorleistungsbedarfs, wie die numerischen Untersuchungen von DIETZ UND SCHIMKE [38] sowie DIETZ UND DIETERICH [36] zeigen. Im Rahmen der genannten Untersuchungen wird die Leistungsüberschätzung des Hauptrotors im Vorwärtsflug auf ungefähr 8% beziffert, demonstriert am Beispiel einer industriellen Rotorrechnung.

### 1.1.1 Grenzschichtberechnung

Die Berechnung laminarer Grenzschichten stellt eine anspruchsvolle Aufgabe der Fluidmechanik dar. Umfassende Einführungen finden sich beispielsweise in den Werken von SCHLICHTING [143] oder CEBECI UND COUSTEIX [25]. Im allgemeinen Fall kann die Grenzschichtströmung durch die zeitabhängigen, dreidimensionalen Navier-Stokes Gleichungen beschrieben werden. Die Lösung dieses Systems aus partiellen Differentialgleichungen ist komplex und mit erheblichem numerischem Aufwand verbunden. Mit dem Aufkommen von Hochleistungsrechnern ist eine direkte numerische Lösung dieses Gleichungssystems grundsätzlich möglich geworden, ist aber aufgrund sehr hoher Rechenzeiten auf absehbare Zeit nicht zur Berechnung von Grenzschichten bei hohen Reynoldszahlen an komplexen Geometrien anwendbar.

Für die praktische Berechnung laminarer Grenzschichten im Rahmen von Analyse- oder Entwurfsaufgaben haben sich im Luftfahrtbereich diverse Formulierungen der Grenzschichtgleichungen etabliert, die unter vereinfachenden Annahmen aus den zeitabhängigen Navier-Stokes Gleichungen abgeleitet wurden. Im Folgenden werden drei gängige Formulierungen betrachtet, die weitverbreitete Anwendung zur Berechnung von Grenzschichten finden. Hierzu zählen U/RANS-Verfahren, differentielle Grenzschichtverfahren und integrale Grenzschichtverfahren (Integralverfahren). Da die Grenzschichtberechnung im Rahmen von rechenintensiven Strömungssimulationen des Rotors erfolgen soll, vergleicht Tabelle 1.2 insbesondere die Aspekte des zusätzlichen Rechen- und Implementierungsaufwandes.

**Tabelle 1.2:** Gegenüberstellung von numerischen Methoden zu Berechnung der laminaren Grenzschicht.

Grenzschicht-berechnung	U/RANS	Differentielles GS-Verfahren	Integral-verfahren
<b>Ansatz</b>	Navier-Stokes (zeitgemittelt)	GS-Gleichungen (differentiell)	GS-Gleichungen (integral)
<b>Eingabegrößen</b>	RB, 3D Geometrie	Anströmung, $c_p$ -Verteilung	Anströmung, $c_p$ -Verteilung
<b>Ergebnis</b>	Strömungsfeld	GS-Profile	integrale GS-Daten
<b>Rechenaufwand</b>	hoch	gering	gering
<b>Implementierungsaufwand</b>	moderat	hoch	moderat
<b>Genauigkeit</b>	netzabhängig	hoch	abhängig von Profilansatz

FD: Finite-Differenzen, GS: Grenzschicht, RB: Randbedingung

U/RANS-Verfahren beschreiben instationäre, reibungsbehaftete Strömungen. Sie werden aus den Navier-Stokes Gleichungen abgeleitet, indem die momentanen Strömungsgrößen in einen zeitlich gemittelten und schwankenden Anteil aufgegliedert werden. Aufgrund dieser Formulierung treten sogenannte Reynolds-Spannungsterme auf, die scheinbare Zähigkeitsspannungen zusätzlich zu den viskosen Anteilen beschreiben. Zur Berechnung dieser Reynolds-Spannungsterme wurden Turbulenzmodelle unterschiedlicher Komplexität entwickelt. Im Luftfahrtbereich werden kompressible U/RANS-Verfahren gemeinhin zur hochgenauen Berechnung des gesamten Strömungsfelds um komplexe Geometrien genutzt (s. auch Kapitel 3.1). Im simulierten Strömungsfeld bildet sich entlang vorgegebener Wandoberflächen eine Grenzschichtströmung aus aufgrund der Berücksichtigung viskoser Effekte. STOCK UND HAASE [165] untersuchten detailliert die direkte Verwendung von wandnahen Geschwindigkeitsprofilen aus der U/RANS-Strömungslösung, um den Grenzschichtumschlag mittels separater Stabilitätsanalyse vorhersagen zu können. Ihre Untersuchung fand im Rahmen einer laminar-turbulenten Umschlagsvorhersage an einem Tragflügelprofil statt. Stock und Haase sowie ARNAL [5] zeigten, dass hohe Anforderungen an U/RANS-Rechennetze existieren, um Grenzschichtdaten zu erhal-

ten, die zur genauen Umschlagsvorhersage geeignet sind. Derartige Rechennetze erfordern eine hohe, gleichverteilte Auflösung der Grenzschicht unter Nutzung von wandnormaler Netzadaption. Die Verwendung nicht-adaptierter Rechennetze führte nach Stock und Haase tendenziell zur einer Überschätzung der Grenzschichtstabilität und der vorhergesagten laminaren Lauflängen. Insbesondere bei umfangreichen URANS-Strömungssimulationen, wie sie im Drehflüglerbereich notwendig sind, stellt die Notwendigkeit einer hohen Grenzschichtauflösung eine erhebliche Steigerung des Rechenaufwandes dar. Stock und Haase stellten des Weiteren die Notwendigkeit einer automatisierten Grenzschichterkennung im wandnahen U/RANS-Strömungsfeld dar, da der Grenzschichttrand nicht als bekannt vorausgesetzt werden kann. Zu diesem Zweck existieren wenige Erkennungsalgorithmen. Für stationäre Strömungen demonstrierten STOCK UND HAASE [165] und CLIQUET ET AL. [30] Erkennungsalgorithmen basierend auf viskosen Längenskalen oder auf dem Verhältnis von Schubspannungen. WINDTE ET AL. [185] verwendeten einen Algorithmus basierend auf dem Bernoulli-Ansatz zur Suche der Potentialgeschwindigkeit.

Differentielle Grenzschichtverfahren ermöglichen eine genaue Berechnung der reibungsbehafteten Grenzschichtströmung, ohne dass ein komplettes Strömungsfeld simuliert werden muss. Sie basieren auf der zwei- oder dreidimensionalen Formulierung der Prandtl'schen Grenzschichtgleichungen (SCHLICHTING [142], CEBECI ET AL. [26]). Die Grenzschichtgleichungen können aus den zeitlich gemittelten Navier-Stokes Gleichungen unter der Annahme hoher Reynoldszahlen abgeleitet werden. Dabei dominieren Terme, die Änderungen von Reibungskräften und des Wärmetransports in wandnormaler Richtung beschreiben. Zur Lösung der Grenzschichtgleichungen müssen die Anströmungsbedingungen und die Druckverteilung am Grenzschichttrand bekannt sein. Aktive Beeinflussungen der Grenzschicht wie Absaugung oder Ausblasung können über entsprechende Randbedingungen abgebildet werden. Als Ergebnis liefern differentielle Grenzschichtverfahren genaue Geschwindigkeitsprofile sowie den Beginn von laminarer Strömungsablösung. Ein differentielles Grenzschichtverfahren für zweidimensionale, inkompressible Grenzschichten wird beispielsweise von CEBECI ET AL. [26] beschrieben. Dreidimensionale Verfahren zur Berechnung der kompressiblen Grenzschicht an gepfeilten Flügeln beschreiben beispielsweise KAUPS UND CEBECI [80], HORTEN UND STOCK [73], sowie SCHRAUF [146]. Zur Berechnung der Grenzschicht muss ein System von partiellen, parabolischen Differentialgleichungen mittels iterativer Verfahren gelöst werden (SCHLICHTING [142], CEBECI UND COUSTEIX [25]). Aufgrund ihrer numerischen Komplexität werden differentielle Grenzschichtverfahren meist als eigenständige Programme entwickelt. Die Vorgabe der benötigten Druckverteilung und Anströmungsbedingung erfolgt meist über eine Kopplung mit einem externen Strömungslöser (Potential-, Euler-, oder RANS-Verfahren). Für den Austausch der Strömungsdaten ist es erforderlich, den Lösungsprozess des externen Strömungslösers in regelmäßigen Abständen anzuhalten. Dies führt insbesondere bei umfangreichen Rechnungen instationärer Strömungsfälle, wie sie im Drehflüglerbereich erforderlich sind, zu einer erheblichen Erhöhung der Rechenzeit.

Für schnelle Näherungslösungen der Grenzschichtströmung finden Integralverfahren breite Anwendung. Integralverfahren basieren auf einer Form der Grenzschichtgleichungen, die mittels Integration der Grenzschichtströmung in wandnormaler Richtung hergeleitet wird (SCHLICHTING [142], WALZ [180]). Integralverfahren benötigen die Vorgabe der Anströmungsbedingungen und Druckverteilung. Sie liefern ohne großen Rechenaufwand Ergebnisse zu wandnormal gemittelten Grenzschichtdaten



(integrale Grenzschichtdaten), zur Oberflächenreibung und zur Lage laminarer Strömungsablösung. Die Berechnung der Grenzschicht erfordert die Lösung einer gewöhnlichen Differentialgleichung für die Impulserhaltung. Die Lösung erfolgt unter der Annahme ähnlicher Geschwindigkeitsprofile. Hierbei wird die Form eines wandnormalen Grenzschichtprofils durch eine Polynomfunktion wiedergegeben, die von einer charakteristischen Strömungsgröße der Grenzschicht abhängt. Bei der Verwendung eines zweiparametrischen Profilansatzes ist zusätzlich zur Impulserhaltung der Energieerhaltungssatz zu lösen, um ein vollständig bestimmtes Gleichungssystem zu erhalten. Die Wahl des Profilansatzes bestimmt die Genauigkeit der Grenzschichtberechnung, siehe hierzu beispielsweise die Untersuchungen von GEROPP [52] oder MANGLER [101]. VON KÁRMÁN [177] und POHLHAUSEN [119] präsentierten erstmals ein Integralverfahren zur Berechnung der zweidimensionalen, inkompressiblen Grenzschichtströmung. THWAITES [172] beschrieb unter weiterer Vereinfachung einen Integralansatz, der zur Berechnung der laminaren Grenzschicht ausschließlich die Integration der Potentialgeschwindigkeit erfordert. Dieser Ansatz ermöglicht eine rasche Abschätzung anfänglicher laminarer Strömungslängen (CEBECI UND COUSTEIX [25]). Integralverfahren für laminare, kompressible Grenzschichten mit Wärmeübergang wurden beispielsweise von WALZ [180] beschrieben. Anwendung finden Integralverfahren beispielsweise innerhalb der bekannten Profilentwurfsverfahren PROFIL nach EPPLER [45] sowie Xfoil und MSES nach DRELA [40], [39]. Die Verwendung integraler Verfahren zur Berechnung der laminaren Grenzschicht an stationär rotierenden Blättern wurde beispielsweise von GRAHAM [54], BLASER UND VELKOFF [18], oder DU UND SELIG [41] demonstriert (s. auch Kapitel 2.3.1). BEAUMIER UND HOUEVILLE [12] nutzten ein instationäres, dreidimensionales und kompressibles Integralverfahren zur Berechnung der Grenzschicht an einem Hubschrauberrotor im Vorwärtsflug (s. Kapitel 2.3.1.3).

### 1.1.2 Laminar-turbulente Umschlagsvorhersage

Im Rahmen der Grenzschichtforschung stehen diverse Ansätze zur Vorhersage des laminar-turbulenten Umschlags zur Verfügung, die zum überwiegenden Teil anhand nicht-rotierender Strömungsfälle entwickelt wurden. Diese Verfahren unterscheiden sich hauptsächlich hinsichtlich ihrer strömungsphysikalischen Modellierungstiefe und des damit verbundenen Rechenaufwands. Tabelle 1.3 gibt einen qualitativen Überblick zu den vier gängigen numerischen Verfahren zur laminar-turbulenten Umschlagsvorhersage. Die jeweils berücksichtigten Grenzschichtinstabilitäten werden in Kapitel 2.2 näher erläutert.

Die umfassendste Methode zur Vorhersage des laminar-turbulenten Umschlags stellt die **direkte numerische Simulation (DNS)** der Grenzschichtströmung dar (KLEISER UND ZONG [82]). Diese Methode ermöglicht detaillierte Einblicke in die Entstehung unterschiedlicher Instabilitätsmechanismen, wie beispielsweise von RIST [125] gezeigt. Zur Darstellung der feinskaligen Strömungsphysik werden äußerst feine Rechenetze benötigt, die einen sehr hohen Rechenaufwand erforderlich machen. Daher ist die Anwendung von DNS Verfahren derzeit auf einfache Geometrien bei geringen Reynoldszahlen beschränkt und eignet sich nicht für industrielle Strömungsprobleme, insbesondere nicht für instationäre Rotorsimulationen.

**Tabelle 1.3:** Gegenüberstellung numerischer Verfahren zur Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags.

Umschlagsvorhersage	DNS	$e^N$ Verfahren	Transportgl.-Modell	Empirische Kriterien
Ansatz	Navier-Stokes	LST semi-empirisch	RANS empirisch	empirisch
Erforderliche Daten	Anfangsstörung (Grundströmung)	Anfangsstörung, GS-Profile	Anfangsstörung	integrale GS-Größen
GS-Instabilitäten	TS, LS, BYP, QS, ALT	TS, QS	TS, LS, BYP, (QS)	TS, LS, BYP, QS, ALT
Rechenaufwand	sehr hoch	moderat	moderat	gering
Implementierungsaufwand	sehr hoch	hoch	moderat	moderat

DNS: direkte numerische Simulation, GS: Grenzschicht, LST: laminare Stabilitätstheorie  
 TS: Tollmien-Schlichting, LS: laminare Ablösung, QS: Querströmung, BYP: Bypass  
 ALT: Anlegelinientransition

Die Vorhersage des laminar-turbulenten Umschlags mittels des sogenannten  **$e^N$  Verfahrens** basiert auf der Berechnung von Anfachungsraten sinusförmiger Störungen in der laminaren Grenzschicht (Tollmien-Schlichting-Wellen). Die Anfachungsraten werden für verschiedene Frequenzen entlang der Strömungsrichtung integriert und aus den Maximalwerten der jeweiligen Verläufe wird eine Hüllkurve bestimmt. Überschreitet die Hüllkurve einen vorgegebenen Grenzwert, den kritischen N-Faktor, wird der Beginn des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags angenommen. Das  $e^N$  Verfahren wurde ursprünglich von SMITH UND GAMBERONI [157] sowie VAN INGEN [174] basierend auf der linearen Stabilitätstheorie entwickelt und ermöglicht die Vorhersage von Tollmien-Schlichting Instabilitäten in inkompressibler Strömung. Spätere Weiterentwicklungen ermöglichten die zusätzliche Berücksichtigung von Querströmungsinstabilitäten in kompressibler, dreidimensionaler Strömung (MACK [99], SCHRAUF [140]). Ein Überblick zur historischen Entwicklung und zu Varianten des  $e^N$  Verfahrens wurde von VAN INGEN [175] gegeben. Zur Umschlagsvorhersage benötigt das  $e^N$  Verfahren krümmungsstetige Geschwindigkeits- und Temperaturprofile in wandnormaler Richtung sowie deren erste und zweite Ableitungen. Die Bereitstellung der Grenzschichtprofile erfordert die Nutzung eines separaten Grenzschichtverfahrens (STOCK UND HAASE [165]). Alternativ können die Grenzschichtprofile aus der Strömungslösung eines U/RANS Verfahrens extrahiert werden. Dies erfordert Rechenetze mit einer hochwertig aufgelösten Grenzschicht sowie einer zuverlässigen, automatisierten Grenzschichttranderkennung. Zur genauen Umschlagsvorhersage muss das semi-empirische  $e^N$  Verfahren anhand von Windkanalversuchen oder Flugtests kalibriert werden. Grund hierfür ist die Unkenntnis über die anfänglich in der Grenzschicht vorherrschende Störampplitude, da im Rahmen der linearen Stabilitätstheorie die Rezeptivität der Grenzschicht nicht mit berücksichtigt wird. Eine Möglichkeit zur Abschätzung der Anfangsstörung bietet die empirische Beziehung nach MACK [99]. Während im Bereich der Starrflügler Kalibrierungsdaten aufgrund von Flugversuchen und Windkanalmessungen die Vorhersage von Längs- und Querströmungsinstabilitäten ermöglichen (HORSTMANN ET AL. [70] [71] [72]), liegen für Drehflügleranwendungen derzeit keine vergleichbaren Erkenntnisse aus Flugversuchen vor.

Laminare und turbulente Grenzschichtströmungen können im Rahmen von U/RANS-Verfahren prinzipiell über die **Turbulenzmodellierung** abgebildet werden. Generell wird die Verwendung von Turbulenzmodellen zur Umschlagsvorhersage jedoch als unzuverlässig angesehen, zumal die Formulierung der Turbulenzmodelle zu unbeabsichtigtem und netzabhängigem Umschlagsverhalten führen kann (RUMSEY [138]). WILCOX [183] untersuchte die Möglichkeit, mit einem Zweigleichungs-Turbulenzmodell den Vorgang eines laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags abzubilden. Dies erfolgte durch Modifikationen der viskosen Modellparameter.

Eine neuartige Methode zur Vorhersage des laminar-turbulenten Umschlags im Rahmen von U/RANS-Verfahren stellt die Kombination von Turbulenzmodellen mit einem **Transportgleichungsansatz** dar (LANGTRY UND MENTER [93]). Hierbei wird die Turbulenzproduktion von zwei Parametern des Transportgleichungsansatzes gesteuert, die während der U/RANS-Simulation durch das Strömungsfeld transportiert werden. Ein Parameter repräsentiert ein Umschlagskriterium, der andere Parameter einen Intermittenzfaktor zur Anfachung der Turbulenz. Langtry und Menter demonstrieren die Anwendung dieses Ansatzes in zwei- und dreidimensionaler Strömung. Laminar-turbulente Umschlagslagen werden in Fällen von Tollmien-Schlichting-Instabilitäten, Bypass-Instabilitäten und laminarer Ablösung vorhergesagt. Der physikalische Umschlagsvorgang wird nicht abgebildet. Erste Erweiterungsansätze zur Vorhersage von Querströmungsinstabilitäten an gepfeilten Flügeln werden beispielsweise von GRABE UND KRUMBEIN [56] sowie MEDIDA [106] vorgeschlagen. Das Transportgleichungsmodell basiert ausschließlich auf lokalen Strömungsgrößen und ist speziell zur Verwendung im Rahmen von URANS-Simulationen auf parallelisierten Rechnerarchitekturen gedacht. Die Lösung der zwei zusätzlichen Transportgleichungen erhöht den Rechenaufwand um ca. 18% gegenüber einer voll-turbulenten RANS-Rechnung (LANGTRY UND MENTER [93]). Aufgrund der Neuartigkeit sind Erfahrungen mit diesem Ansatz im Rahmen von Entwurfs und Analyseaufgaben, insbesondere im Drehflüglerbereich, bisher nur vereinzelt verfügbar. Des Weiteren erfordert der Ansatz eine Kalibrierung des Turbulenzgrades an den Einströmrändern des Simulationsgebietes, wodurch eine erhebliche Beeinflussung der laminar-turbulenten Umschlagslage möglich ist. Die Identifizierung des für einen Grenzschichtumschlag ausschlaggebenden Instabilitätsmechanismus ist nicht direkt ersichtlich.

Unter dem Begriff der **empirischen Kriterien** werden analytische Ausdrücke verstanden, die zur Bestimmung des Umschlagspunktes einen einfachen Zusammenhang zwischen integralen Grenzschichtgrößen und den Strömungsgrößen herstellen. Empirische Kriterien gelten neben der  $e^N$ -Methode als Standardverfahren für Entwurfsanwendungen, insbesondere bei inkompressibler Strömung (Cebeci und Cousteix [25]). Die empirischen Beziehungen basieren meist auf experimentellen Daten von Windkanalmessungen, wodurch der Einfluss des jeweils vorherrschenden Turbulenzgrades implizit im Kriterium abgebildet wird. Durch die Verwendung integraler Grenzschichtgrößen erfolgt die laminar-turbulente Umschlagsvorhersage aufgrund eines gemittelten Strömungszustandes. Die Vielzahl existierender empirischer Kriterien ermöglicht es, ein sehr breites Spektrum von Grenzschichtinstabilitäten abzudecken. Übersichten zu empirischen Kriterien geben beispielsweise ARNAL [3], [4] sowie CEBECI UND COUSTEIX [25]. Im Bereich zweidimensionaler Strömung können Tollmien-Schlichting und Bypass-Instabilitäten vorhergesagt werden. Weit verbreitete Kriterien zur Vorhersage von Tollmien-Schlichting Instabilitäten sind beispielsweise die Kriterien nach MICHEL [108], GRANVILLE [55] sowie Arnal, Habiballah und Delcourt (AHD) (ARNAL ET AL. [6]). Für Bypass-Instabilitäten existiert aus dem Bereich der Turbomaschinen beispielsweise das Kriterium nach MAYLE [102]. Bei dreidimensionaler

Strömung können Grenzschichtinstabilitäten in der Anlegelinie einer Flügelvorderkante sowie aufgrund von Querströmung vorhergesagt werden. Siehe hierzu beispielsweise die Kriterien nach OWEN UND RANDALL [113], BEASLEY [10], POLL [121][120] oder ARNAL ET AL. [6]. Interaktionen zwischen einzelnen Instabilitätsmechanismen, wie beispielsweise zwischen Tollmien-Schlichting und Querströmungsinstabilitäten, können aufgrund der Formulierung der Kriterien nicht abgebildet werden. Überwiegend gelten empirische Kriterien für inkompressible Strömungen. Eine Variante des AHD Kriteriums mit Kompressibilitätskorrektur wurde von CLIQUET UND HOUEVILLE [29] beschrieben. Je nach Kriterium werden die Einflüsse des lokal vorherrschenden Druckgradienten, der Grenzschichtentwicklung sowie des Turbulenzgrades mit berücksichtigt. Aufgrund ihrer analytischen Formulierung können die Kriterien mit relativ geringem Aufwand in approximative Grenzschichtverfahren, wie Integralverfahren, implementiert werden. Bei einigen Kriterien sind zur Umschlagsvorhersage lokale Reynoldszahlen oder gemittelte Grenzschichtgrößen entlang des Strömungsverlaufes erforderlich. Die Berechnung dieser Größen erfordert eine Integration entlang der Oberfläche, wodurch bei dreidimensionalen Strömungsproblemen erheblicher Mehraufwand hinsichtlich der Implementierung entstehen kann. Dies gilt insbesondere für Strömungssimulationen auf parallelen Rechensystemen. Generell stellen empirische Kriterien einen guten Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand dar (ARNAL [5]). Eine detaillierte Untersuchung der Vorhersagegenauigkeit wird beispielsweise von WÜRZ [186] vorgenommen.

### 1.1.3 Rotorsimulationen mit Umschlagsvorhersage

Da reibungsbehaftete Rotorsimulationen üblicherweise unter der Annahme vollturbulenter Strömung durchgeführt werden, sind in der Literatur nur vereinzelte numerische Untersuchungen mit laminar-turbulenter Umschlagsvorhersage zu finden. Einen Überblick ausgewählter Literaturstellen geben Tabelle 1.4 für den Schwebeflug und Tabelle 1.5 für den Vorwärtsflug wieder. In der Aufstellung werden die Verfahren zur Berechnung der Außenströmung, der Grenzschicht und des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags verglichen. Untersuchungen mit fest vorgeschriebener Umschlagslage werden nicht berücksichtigt.

Während frühere Untersuchungen zur Berechnung der Rotorumströmung Potential- oder Eulerverfahren verwendeten, kommen in neueren Untersuchungen ausschließlich U/RANS-Verfahren zur Anwendung. Die Berechnung der Grenzschicht und des laminar-turbulenten Umschlags erfolgt größtenteils mittels Integralverfahren und empirischen Kriterien. In neuester Zeit werden zur Umschlagsvorhersage vermehrt Transportgleichungsmodelle verwendet.

BEAUMIER UND HOUEVILLE [12] führten 1995 im Rahmen der Widerstandsvorhersage von Hubschrauberrotoren laminar-turbulente Grenzschichtrechnungen für einen Rotor im Vorwärtsflug durch. Die dreidimensionale Rotorströmung wurde mittels eines instationären Potentialverfahrens berechnet. Zur Grenzschichtberechnung wurde ein kompressibles, dreidimensionales Integralverfahren genutzt, welches Effekte aufgrund von Coriolis-Kräften und instationärer Strömung berücksichtigt. Um die Verdrängungswirkung der Grenzschicht auf die Außenströmung abzubilden, erfolgte die Kopplung beider Verfahren über eine wandnormale Geschwindigkeitskomponente (Transpirationsrandbedingung). Die Lage des laminar-turbulenten Umschlags wurde mittels empirischer Kriterien bestimmt, wobei Instabilitäten aufgrund von Tollmien-Schlichting-Wellen, Querströmung und laminarer Ablösung berücksichtigt wurden.

Die Intermittenzregion wurde nicht simuliert. Vergleiche mit experimentellen Heißfilmmessungen im Bereich der Blattspitze lieferten zufriedenstellende Ergebnisse. Im Vergleich zu einer voll-turbulenten Rechnung führte die Berücksichtigung der laminaren Lauflängen am Blatt zu einer Reduktion des Reibungsanteils von 2%.

**Tabelle 1.4:** Literatur zur laminar-turbulenten Umschlagsvorhersage an Hubschrauberrotoren – Schwebeflug (Auswahl).

Autor	Rotorströmung	Grenzschichtberechnung	Umschlagsvorhersage	weitere Aspekte
BEAUMIER ET AL., 1998 [11]	Euler	integral (3D, instationär)	empirisch (TS/LS, QSI)	Validierung, Rotorleistung
DU UND SELIG, 2000 [41]	Panel	integral (3D, stationär)	empirisch (LS)	-
SHAW ET AL., 2005 [156]	RANS	integral (2D, stationär)	empirisch (TS, LS)	Validierung
HEISTER [63], HEISTER ET AL. [66], 2010	RANS	integral, RANS, GS-Verfahren	empirisch, e <sup>N</sup> (TS/LS)	Validierung
DEPOMMIER ET AL., 2011 [35]	RANS	RANS	empirisch (TS, QSI)	Validierung
HEISTER, 2012 [64]	RANS	integral (2D, stationär)	empirisch (TS/LS)	Validierung
HEISTER ET AL. 2013 [65]	RANS	integral/RANS (2D, stationär)	empirisch, e <sup>N</sup> (TS/LS)	Validierung
MEDIDA UND BADER, 2013 [106]	RANS	RANS	Transport (TS/LS, BYP, CF)	Validierung, Rotorleistung
ZHAO, M. ET AL, 2014 [189]	RANS	RANS	Transport (TS/LS, BYP)	Validierung, Rotorleistung

GS: Grenzschicht, TS: Tollmien-Schlichting, LS: laminare Ablösung, QSI: Querströmungsinstabilität, BYP: Bypass, ALT: Anlegelinientransition

**Tabelle 1.5:** Literatur zur laminar-turbulenten Umschlagsvorhersage an Hubschrauberrotoren – Vorwärtsflug (Auswahl).

Autor	Rotorströmung	Grenzschichtberechnung	Umschlagsvorhersage	weitere Aspekte
BEAUMIER UND HOUEVILLE, 1995 [12]	Potential	Integral (3D, instationär)	empirisch (TS/LS, QSI)	Validierung, Rotorleistung
BEAUMIER ET AL., 1997 [13]	Potential Euler	Integral (3D, instationär)	empirisch (TS/LS, QSI)	Rotorleistung
Zografakis et al., 2008 [190]	URANS	Integral (2D, stationär)	empirisch (TS)	-

GS: Grenzschicht, TS: Tollmien-Schlichting, LS: laminare Ablösung, QSI: Querströmungsinstabilität, BYP: Bypass, ALT: Anlegelinientransition

Im Rahmen weiterführender Untersuchungen zur Widerstandsvorhersage an Hubschrauberrotoren nutzten BEAUMIER ET AL. [13] 1997 das beschriebene Grenzschichtverfahren zur Vorhersage des viskosen Widerstandes für verschiedene Rotorgeometrien im Schwebeflug und Vorwärtsflug. Im Vorwärtsflug wurde die Außenströmung durch das dreidimensionale Potentialverfahren berechnet, während zur Strömungsrechnung im Schwebeflug ein Euler-Verfahren verwendet wurde. Im Vorwärtsflug wurden im Bereich der Blattspitze für einen Rotor bei Nullauftrieb laminare Lauflängen von bis zu 30% der Sehnenlänge vorhergesagt. Hierbei wurden gefeilte und ungefeilte Blattspitzen miteinander verglichen, wobei die laminare Strömung in beiden Fällen vergleichbar ausgeprägt war. Für den Fall des Schwebefluges wurde die Kombination aus Euler- und Integralverfahren zur Umschlagsvorhersage erfolgreich validiert. Hierzu nutzten BEAUMIER ET AL. [11] die experimentellen Anstrichbilder an den Rechteckblättern eines Dauphin Hubschraubers. Die laminaren Lauflängen konnten mit überwiegend guter Übereinstimmung zum Flugversuch nachgerechnet werden. Deutlichere Abweichungen waren im Bereich der Blattspitze zu erkennen und zeigten eine tendenzielle Überschätzung der laminaren Lauflängen auf der Unterseite.

DU UND SELIG [41] untersuchten 2000 den laminar-turbulenten Umschlag am Rotorblatt mittels eines dreidimensionalen Integralverfahrens für inkompressible, stationäre Strömungen unter Rotationseinfluss. Die Grenzschichtprofile wurden unter der Annahme lokaler Ähnlichkeit durch den Profilansatz von POHLHAUSEN [119] repräsentiert. Die Außenströmung wurde analytisch als linear verzögerte Strömung sowie unter Verwendung eines Panelverfahrens vorgeschrieben. Hinsichtlich der laminaren Grenzschichtstabilität wurde ausschließlich das Auftreten von laminarer Ablösung mittels eines empirischen Kriteriums erfasst. Unter der Annahme von Strömungsbedingungen wie sie typischerweise an Windkraftanlagen vorherrschen, zeigten Du und Selig eine Verzögerung der laminaren Grenzschichtablösung im unmittelbaren Bereich der Blattwurzel. Diese stabilisierende Wirkung auf die laminare Grenzschicht klang mit zunehmendem Abstand von der Rotationsachse sowie steigender Reynoldszahl ab.

HILL ET. AL. [68] und SHAW ET AL. [156] demonstrierten 2005 die Anwendbarkeit eines approximativen Verfahrens zur laminar-turbulenten Umschlagsvorhersage für isolierte Rotoren im Schwebeflug. Bei den verwendeten Testfällen handelte es sich um zweiblättrige, unverwundene Experimentalrotoren mit geringer Streckung und symmetrischer Profilierung (NACA 0012, NACA 0015) nach CARADONNA UND TUNG [24], MCCROSKEY [103] sowie TANNER UND YAGGY [170]. Die Rotorströmung wurde mittels eines RANS-Verfahrens auf einem hybriden, adaptierten Rechenetz ermittelt. Die Geschwindigkeitsverteilung am Grenzschichtrand wurde aus der dimensionslosen Druckverteilung entlang eines Profilschnittes unter Annahme inkompressibler Strömung berechnet. Die Berechnung zweidimensionaler, laminarer Grenzschichtgrößen erfolgte auf Basis des Integralverfahrens nach THWAITES [172]. Eine Detektion des Grenzschichtrandes aus den Feldgrößen der RANS-Rechnung war nicht erforderlich. Zur Vorhersage von laminarer Ablösung und Tollmien-Schlichting Instabilitäten wurden empirische Kriterien genutzt, ebenso wie zur Vorhersage des Intermittenzbereichs. Die Simulation der laminaren Strömung innerhalb der RANS-Rechnung erfolgte mittels Modifikation der Produktionsterme des verwendeten Wilcox- $k\omega$  Wirbelviskositätsmodells. Im Rahmen der RANS-Rechnungen wurden signifikante laminare Lauflängen auf Blattober- und unterseite vorhergesagt. Das Verhalten der laminaren Grenzschicht bei erhöhter Rotordrehzahl (Reynoldszahl) und erhöhtem Blattanstellwinkel ähnelte dem Verhalten an ungefeilten Flügeln. Dreidimensionale Strömungs-

effekte werden im Bereich der Rotorblattspitze und in Regionen mit Blatt-Wirbel-Interaktion beobachtet. Die berechneten Umschlagslagen zeigten mit Erhöhung des Blattstellwinkels eine zunehmende Übereinstimmung zum Experiment.

HEISTER [63] sowie HEISTER ET AL. [65], [66] untersuchten 2010 im Rahmen von RANS-Simulationen die Anwendbarkeit unterschiedlicher Verfahren zur Umschlagsvorhersage an Hubschrauberrotoren. Die Untersuchungen wurden an isolierten Hubschrauberrotoren im Schwebeflug mit rechteckigen Blattgrundrissen (BO105, ONE-RA 7A) durchgeführt. Umschlagslagen aus Flugversuch und Literatur dienen zur Verifikation und Validierung der Ergebnisse. Es zeigte sich, dass sowohl unter Verwendung von empirischen Kriterien als auch von  $e^N$  Verfahren die Umschlagslagen an den Rotorblättern in guter Übereinstimmung zu den experimentellen Vergleichsdaten bestimmt werden können. Es wurden Tollmien-Schlichting-Instabilitäten und laminare Ablösung berücksichtigt. Die erforderlichen Grenzschichtgrößen wurden anhand dreier Methoden berechnet, darunter die RANS-Daten der Strömungslösung, ein inkompressibles Integralverfahren sowie ein konisches Grenzschichtverfahren. Bei Nutzung der RANS-Daten zeigte sich die Notwendigkeit einer hohen Grenzschichtauflösung und einer zuverlässigen Grenzschichttranderkennung. Eine robuste Grenzschichtberechnung ohne die Notwendigkeit einer Grenzschichttranderkennung ermöglichten das Grenzschichtverfahren und das Integralverfahren. In weiterführenden Untersuchungen zeigte HEISTER [64], dass die Kombination aus einem Integralverfahren mit empirischen Kriterien eine genaue Bestimmung laminarer Lauflängen an Rotorblättern ermöglicht, die weitgehend unabhängig von der Grenzschichtauflösung des RANS-Rechennetzes ist. Des Weiteren stellt sich der Einfluss laminarer Strömung im Blattwurzelbereich ( $r/R < 0,35$ ) auf die Rotorbeiwerte als vernachlässigbar heraus.

ZOGRAFAKIS ET AL. [190] berechneten erstmals 2008 im Rahmen einer URANS-Simulation die laminaren Lauflängen an einem Hubschrauberrotor im Vorwärtsflug. Betrachtet wurde hierbei ein isolierter, vierblättriger Rotor mit gefeilten Blattspitzen (UH-60A) unter zusätzlicher Berücksichtigung der elastischen Rotorblattverwindung. Die Berechnung der Rotorströmung erfolgte auf strukturierten Rechennetzen. Zur Modellierung der Wirbelviskosität wurde das Wilcox- $k\omega$  Turbulenzmodell verwendet. Analog zu HILL ET AL. [68] erfolgte die Berechnung der laminaren Grenzschicht mit Hilfe der inkompressiblen Approximation nach Thwaites, unter Nutzung der dimensionslosen Druckverteilung zur Beschreibung der Grenzschichttrandgeschwindigkeit. Der laminar-turbulente Umschlag wurde ausschließlich unter Berücksichtigung von Tollmien-Schlichting Instabilitäten vorhergesagt. Hierzu wurden zwei empirischen Kriterien verwendet. Im Rahmen der Untersuchungen zeigte sich, dass die vorhergesagten laminaren Lauflängen am Rotorblatt überwiegend vom Anstellwinkel des Blattes beeinflusst wurden. Auf der Saugseite der Rotorblätter erfolgte der laminar-turbulente Umschlag generell in der Nähe der Blattvorderkante. Auf der Druckseite erstreckte sich die vorhergesagte laminare Strömung bis in den Bereich der Hinterkante. Eine Validierung mit experimentell gemessenen Umschlagslagen erfolgte nicht.

DEPOMMIER ET AL. [35] untersuchten 2011 im Rahmen von RANS-Simulationen die Sensitivität einer approximativen Umschlagsvorhersage gegenüber verschiedenen numerischen Einflussparametern. Die laminaren Grenzschichtgrößen wurden unter Verwendung einer Grenzschichttranddetektion direkt aus der Feldlösung des RANS-Verfahrens ermittelt. Zur Vorhersage des laminar-turbulenten Umschlags aufgrund Tollmien-Schlichting Instabilitäten wurden empirische Kriterien verwendet, unter anderem das AHD Kriterium nach ARNAL ET AL. [6]. Die Untersuchungen wurden am zweiblättrigen Caradonna-Tung Rotor im Schwebeflug durchgeführt. Die Rotorrechnungen erfolgten als isolierter Rotor unter Ausnutzung der Strömungssymmetrie als

Halbmodell auf strukturierten, überlappenden Rechennetzen. Variiert wurden im Rahmen der Sensitivitätsuntersuchungen die Netzauflösung des Rotorblattes, das RANS-Schema der räumlichen Diskretisierung, das Turbulenzmodell und der vorgegebene Anström-Turbulenzgrad. Die größten Sensitivitäten zeigten sich bei der Variation des Anström-Turbulenzgrades und der räumlichen Diskretisierung. Die vorhergesagten laminaren Lauflängen unterschieden sich hierbei um bis zu 20% der Sehnenlänge. Gleiche Abweichungen ergaben sich durch die Variation der empirischen Kriterien. Netzauflösung und Turbulenzmodellierung zeigten moderate Einflüsse auf die vorhergesagten laminaren Lauflängen und rufen Unterschiede von ca. 10% hervor. Im weiteren Verlauf der Untersuchungen wurden die experimentell bestimmten Umschlagslagen am Rechteckblatt eines Dauphin-Hubschraubers im Schwebeflug nachgerechnet, analog zu den Untersuchungen von BEAUMIER ET AL. [11]. Die Nachrechnung des Flugexperiments erfolgte unter Berücksichtigung von Tollmien-Schlichting und Querströmungsinstabilitäten mittels der empirischen AHD und C1 Kriterien nach ARNAL ET AL. [6] bei vorgegebenen Turbulenzgraden. In ähnlicher Weise wie bei den Ergebnissen von BEAUMIER [11] zeigte sich eine tendenzielle Überschätzung der laminaren Lauflänge auf der Unterseite im Bereich der Blattspitze. Im gesamten betrachteten Blattbereich wurden keine Querströmungsinstabilitäten festgestellt.

MEDIDA UND BAEDER [106] demonstrierten 2013 die Vorhersage laminarer Strömung an Hubschrauberrotoren mittels eines Transportgleichungsansatzes in Verbindung mit einem Eingleichungs-Turbulenzmodell im Rahmen von RANS-Simulationen. Mittels empirischer Modellierung und Kalibrierung des Ansatzes wurden Längs- und Querströmungsinstabilitäten sowie der Einfluss des Druckgradienten auf die laminare Grenzschicht abgebildet. Des Weiteren wurde der Einfluss des Anström-Turbulenzgrades berücksichtigt. Die Nachrechnung der experimentellen Umschlagslagen an dem Rechteckblatt des DLR BO-105 Hubschraubers (ROHARDT [133]) wiesen im Vergleich zum Flugversuch auf der Unterseite verkürzte laminare Lauflängen auf, insbesondere im Bereich der Rotorblattspitze. Simulationen eines UH60-A Vierblattrotors mit versetztem Blattabstand zur Rotationsachse dienten der gezielten Generierung hoher Schräganströmung entlang der Blattvorderkante. Der laminar-turbulente Umschlag wurde auf Blattober- und unterseite in unmittelbarer Nähe zur Blattvorderkante vorhergesagt. Ein Vergleich zu experimentellen Umschlagsdaten ist nicht verfügbar.

ZHAO ET AL. [189] berechneten 2014 die laminaren Lauflängen am Blatt eines Kipprotors im Schwebeflug. Die Berechnung des Strömungsfeldes erfolgte mit einem RANS-Verfahren unter Verwendung überlappender, strukturierter Rechennetze. Die laminar-turbulenten Strömungsbereiche wurden mittels eines Dreigleichungs-Transitions-/Turbulenzansatzes vorhergesagt. Die berechneten Verteilungen der Oberflächenreibung wurden mit den experimentellen Messungen am Kipprotor von WADCOCK ET AL. [179] verglichen. Im Vergleich zeigte sich tendenziell eine leicht verspätete Vorhersage der laminar-turbulenten Umschlagslage.



### 1.1.4 Zusammenfassende Bewertung der Ansätze

Im Rahmen der bisherigen numerischen Rotorsimulationen mit Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags am Rotorblatt zeigen sich die folgenden ungeklärten Punkte:

- Eine gezielte numerische Identifizierung der einzelnen Grenzschichtinstabilitäten am Rotorblatt liegt nicht vor, weder im Schwebeflug noch im Vorwärtsflug;
- Keine Studie quantifiziert den Einfluss der laminaren Strömung auf die erforderliche Leistung des Hauptrotors in Abhängigkeit der auftretenden Grenzschichtinstabilitäten;
- Keine numerische Untersuchung berücksichtigt die Möglichkeit eines Grenzschichtumschlags aufgrund lokaler Blattnachlauf- bzw. Blattwirbelinteraktion im Vorwärtsflugfall;
- Für den Fall des Vorwärtsfluges existiert keine reibungsbehaftete Strömungssimulation mit gleichzeitiger Berücksichtigung von Tollmien-Schlichting- und Querströmungsinstabilitäten, laminarer Ablösung, Bypassinstabilitäten und Anlegelinientransition;

Unter den diskutierten numerischen Simulationen stellen die Arbeiten von BEAUMIER UND HOUEVILLE [12] sowie BEAUMIER ET AL. [13] die bisher umfangreichsten Grenzschichtuntersuchungen am Hubschrauberrotor dar. Aufgrund des verwendeten potentialtheoretischen Simulationsansatzes wurden jedoch wesentliche Phänomene der Rotorströmung nicht abgebildet, wie z.B. der viskose Blattnachlauf, Blattwirbelinteraktionen oder transsonische Strömung. Die Simulationsergebnisse blieben auf den Blattaußenbereich beschränkt, da das Verfahren die Berechnung der abgelösten Strömung im Blattinnenbereich nicht zuließ. Diese Einschränkungen gelten ebenfalls für die Untersuchung mittels Panel-Verfahren (DU UND SELIG [41]). Die Untersuchungen mittels Euler-Verfahren (BEAUMIER ET AL. [11]) berücksichtigten zwar Längs- und Querströmungsinstabilitäten, blieben aber auf den Schwebeflug beschränkt. Die Ergebnisse wiesen im Bereich der Blattspitze teils eine deutliche Überschätzung der laminaren Lauflängen auf, vermutlich aufgrund der limitierten Abbildung der Blatt-Nachlauf-Interaktion.

Im Rahmen von reibungsbehafteten U/RANS-Rotorsimulationen konnten diverse Grenzschichtinstabilitäten mittels eines erweiterten Transportgleichungsansatzes ( $\gamma$ - $Re_\theta$ ) vorhergesagt werden (MEDIA UND BAEDER [106], ZHAO ET AL. [189]). Dieser Transportgleichungsansatz befindet sich derzeit jedoch noch im Entwicklungsstadium und ist stark kalibrierungsabhängig. Des Weiteren erlaubt die Modellformulierung keine direkte Identifizierung der berücksichtigten Grenzschichtinstabilitäten. Die Lösung zusätzlicher Transportgleichungen sowie hohe Anforderungen an die Grenzschichtauflösung erhöhen den Simulationsaufwand der rechenintensiven U/RANS-Simulationen.

Ansätze zur Umschlagsvorhersage auf Basis der linearen Stabilitätstheorie ( $e^N$ -Verfahren) sind zur Vorhersage nicht-linearer Effekte im Rotornachlauf nicht direkt geeignet. Mangelnde Kalibrierungsdaten aus Drehflügler-Flugversuchen sowie die Komplexität in Modellierung und Anwendung spiegeln sich in der sehr geringen Verbreitung des  $e^N$ -Ansatzes im Hubschrauberbereich wieder.

Empirische Kriterien bieten die Möglichkeit, unter geringem Rechen- und Modellierungsaufwand ein breites Spektrum linearer und nicht-linearer Grenzschichtinstabilitäten am Rotor vorherzusagen. Bei der Verwendung von RANS-Grenzschichtprofilen zeigten die empirisch bestimmten Umschlagspositionen jedoch eine hohe Sensitivität gegenüber dem verwendeten numerischen Schema und erforderten zudem eine hoch aufgelöste Grenzschicht (DEPOMMIER ET AL. [35]). Die Verwendung von Integralverfahren zur Grenzschichtrechnung an Rotorblättern ermöglichte eine Umschlagsvorhersage in weitgehender Unabhängigkeit von der RANS-Lösung (SHAW ET AL. [156] sowie ZOGRAFAKIS ET AL. [190]). Dies wurde bisher jedoch nur unter der Annahme einer zweidimensionalen, inkompressiblen Grenzschichtströmung am Rotorblatt demonstriert, um Längsströmungsinstabilitäten empirisch vorherzusagen.

## 1.2 Zielsetzung der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit werden die folgenden Ziele verfolgt, um die Genauigkeit der Leistungsvorhersage von Hubschrauberrotoren mittels U/RANS-Simulationen zu verbessern:

- 1) *Entwicklung und Validierung einer Methodik zur näherungsweise Berechnung der laminaren Grenzschicht an Rotorblättern sowie zur Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags im Rahmen von U/RANS-Simulationen*
- 2) *Identifizierung der am Rotorblatt auftretenden Grenzschichtinstabilitäten basierend auf der entwickelten Methodik, für die Fälle des Schwebefluges und Vorwärtsfluges*
- 3) *Quantifizierung des Einflusses der vorhergesagten laminaren Strömungsbereiche am Hubschrauberrotor auf die integralen Leistungsbeiwerte für die Fälle des Schwebefluges und Vorwärtsfluges*

Im Hinblick auf eine industrielle Anwendung der Methodik eignen sich vorrangig approximative Verfahren zur Grenzschicht- und Umschlagsberechnung aufgrund ihrer numerischen Robustheit und der geringen erforderlichen Rechenzeit. Der numerische Mehraufwand während der U/RANS-Rechnungen wird somit gering gehalten.

Die im Rahmen der Arbeit entwickelte Methodik soll die folgenden, neuartigen Forschungsaspekte ermöglichen:

- simultane numerische Untersuchung verschiedener Instabilitätsmechanismen am Hubschrauberrotor unter Berücksichtigung von:
  - Tollmien-Schlichting Instabilitäten
  - Laminare Ablösung
  - Querströmungsinstabilitäten
  - Bypass-Instabilitäten
  - und Anlegelinienkontamination
- Berücksichtigung des zeitlich und räumlich variablen Turbulenzgrades der Blattnachlaufströmung im Rahmen der Vorhersage von Grenzschichtinstabilitäten am Rotorblatt

- Nachrechnung der experimentell vermessenen laminar-turbulenten Grenzschichtzustände am Hauptrotor einer Mach-skalierten Gesamthubschrauberkonfiguration im Vorwärtsflug
- kombinierte Anwendung eines U/RANS-Verfahrens mit
  - Kompressibilitäts-korrigiertem Integralverfahren
  - Polynomansatz für rotierende Geschwindigkeitsprofile
  - empirischen Umschlagskriterien
- numerische Untersuchung von Querströmungsinstabilitäten an Hubschrauberrotoren ohne die Notwendigkeit der Rechenetzverfeinerung im Grenzschichtbereich
- robuste Berechnung der laminaren Grenzschichtdaten ohne Erfordernis der Grenzschichttranddetektion in der Feldlösung des U/RANS-Verfahrens

Zur Entwicklung der Methodik wird das Vorgehen in dieser Arbeit in die folgenden Schritte gegliedert:

- Zusammenstellung der theoretischen und experimentellen Erkenntnisse zur laminaren Grenzschicht und zum Strömungsumschlag an Rotorblättern
- Diskussion der Erkenntnisse und Eingrenzung der Grenzschichtinstabilitäten hinsichtlich ihrer Relevanz für den Fall des Hubschraubers
- Entwicklung und Implementierung einer Methodik zur näherungsweise Umschlagsvorhersage basierend auf den abgeleiteten Annahmen in das URANS-Verfahren FLOWer des DLR
- Verifizierung und Validierung der Methode anhand der Nachrechnung von Experimenten mit vermessen Umschlagslagen, darunter:
  - Laminarprofil (stationäre 2D Strömung)
  - Oszillierendes Hubschrauberprofil (instationäre 2D Strömung)
  - Schiebendes Flügelsegment (stationäre 3D Strömung)
  - Hubschrauberrotor im Schwebeflug (rotierende 3D Strömung, quasi-stationär)
  - Hubschrauberrotor im Vorwärtsflug (rotierende 3D Strömung, instationär)
- Auswertung der Rotorrechnungen im Schwebeflug und Vorwärtsflug hinsichtlich der vorhergesagten Grenzschichtinstabilitäten und effektiven laminaren Strömung am Rotor
- Quantifizierung des Einflusses der laminaren Strömung auf die integralen Rotorbeiwerte für Leistung und Schub im Vergleich zu voll-turbulenten Rechenergebnissen



## 2 Herleitung von Annahmen zur laminar-turbulenten Umschlagsvorhersage an Hubschrauberrotoren

Für die zielgerichtete Entwicklung einer Methodik zur näherungsweise Umschlagsvorhersage an Hubschrauberrotoren, werden für den Fall rotierender Blätter im folgenden

- die Anströmungsbedingungen,
- die Ermittlung relevanter Grenzschichtinstabilitäten sowie
- die Erkenntnisse zur laminaren Grenzschicht

diskutiert. Die Diskussion der oben genannten Punkte basiert auf bereits dargestellten theoretischen und experimentellen Erkenntnissen der Literatur und dient der Identifikation massgeblicher Einflussgrößen auf die Entwicklung und die Stabilität der laminaren Grenzschicht am Rotorblatt. Als Schlussfolgerungen für das approximative Verfahren werden die wesentlichen Einflussfaktoren auf die laminare Grenzschichtentwicklung an rotierenden Blättern dann in Kapitel 2.4 zusammengefasst.

### 2.1 Anströmungsbedingungen am Rotorblatt

Für den allgemeinen Fall des Rotors im Vorwärtsflug ist die Anströmungsgeschwindigkeit am Blatt nicht wie beim Flügel des Starrflüglers konstant sondern ändert während eines Umlaufes sowohl den Betrag als auch die Richtung, wie z.B. in dem einführenden Text von LEISHMAN [96] dargestellt. Ursache hierfür ist die Überlagerung der Vorwärtsfluggeschwindigkeit  $V_\infty$  mit der Rotationsgeschwindigkeit  $r\Omega$  des Rotors. Relativ zu der Vorderkante treten somit eine normale ( $U_\perp$ ) und parallele ( $U_\parallel$ ) Anströmungskomponente auf. Unter der vereinfachenden Annahme einer horizontalen Lage der Rotorkreisfläche sind diese hauptsächlich vom Radius  $r$  und der Azimutposition  $\psi$  des Blattes abhängig:

$$U_\perp(r, \Psi) = R\Omega \left( \frac{r}{R} + \mu \cdot \sin \psi \right) \quad (2.1)$$

$$U_\parallel(\Psi) = R\Omega \cdot \mu \cdot \cos \psi \quad (2.2)$$

Der Azimutwinkel  $\psi=0^\circ$  beschreibt hierbei den Winkel zwischen der Blattachse und der hinteren Längsachse des Hubschraubers. Das Verhältnis aus Fluggeschwindigkeit  $V_\infty$  zur Blattspitzengeschwindigkeit  $R\Omega$  des Rotors definiert den dimensionslosen Fortschrittsgrad  $\mu$  des Hubschrauberrotors:

$$\mu = \frac{V_\infty}{R\Omega} \quad (2.3)$$

Das Verhältnis aus der normalen und parallelen Anströmung definiert den lokalen Schräganströmwinkel  $\Lambda$  am Blatt. Vereinfachend wird hierbei angenommen, dass die Blattvorderkante durch den Rotationsmittelpunkt des Rotors verläuft.

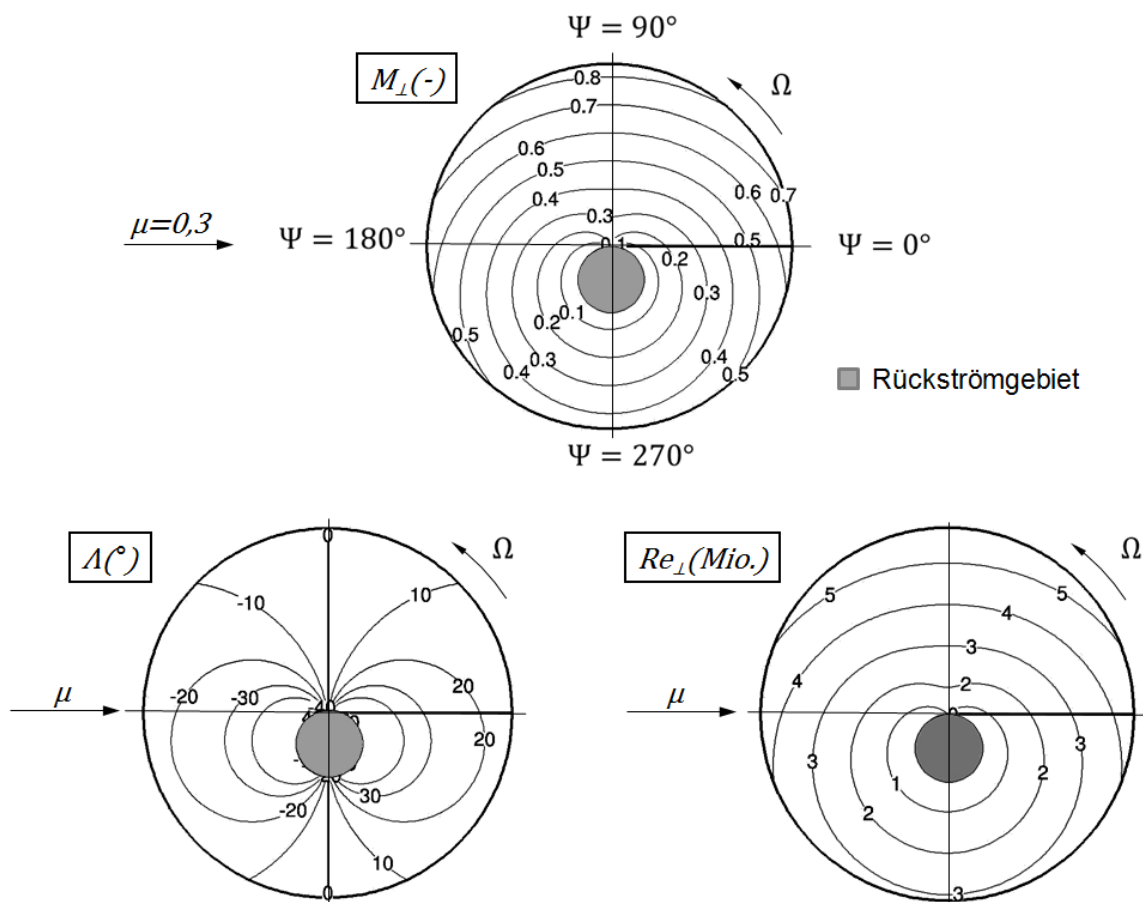
$$\Lambda(r, \Psi) = \arctan\left(\frac{U_{\parallel}}{U_{\perp}}\right) = \arctan\left(\frac{\mu \cdot \cos \Psi}{\frac{r}{R} + \mu \cdot \sin \Psi}\right) \quad (2.4)$$

Entsprechend Formel (2.1) lassen sich analog die Mach- und Reynoldszahl der Anströmung normal zur Vorderkante ausdrücken:

$$M_{\perp}(r, \Psi) = M_{Tip} \left( \frac{r}{R} + \mu \cdot \sin \Psi \right) \quad \text{mit} \quad M_{Tip} = R\Omega / \sqrt{\kappa R T_{\infty}} \quad (2.5), (2.6)$$

$$Re_{\perp}(r, \Psi) = Re_{Tip} \left( \frac{r}{R} + \mu \cdot \sin \Psi \right) \quad \text{mit} \quad Re_{Tip} = R\Omega \cdot c / v_{\infty} \quad (2.7), (2.8)$$

Bild 2.1 zeigt eine exemplarische Verteilung der Anströmbedingungen nach Formeln (2.4) bis (2.7) für einen Fortschrittsgrad von  $\mu=0,3$ .



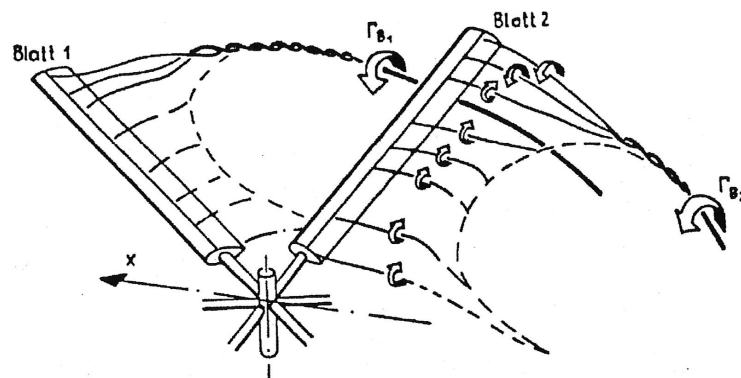
**Bild 2.1:** Exemplarische Verteilung der Machzahl, Reynoldszahl und des Schräganströmwinkels über der Rotorkreisfläche für einen Hubschrauber im Vorwärtsflug ( $\mu=0,3$ ,  $M_{Tip}=0,65$ ,  $Re_{Tip}= 4,5$  Mio.).

Im vorlaufenden Blattbereich der Rotorkreisfläche  $\psi=[0^\circ; 180^\circ]$  summieren sich die Fluggeschwindigkeit und die Rotationsgeschwindigkeit des Blattes. Auf der rücklaufenden Seite  $\psi=[180^\circ; 360^\circ]$  kommt es zu einer Subtraktion zwischen Flug- und Rotationsgeschwindigkeit. Die geringere Anströmungsgeschwindigkeit auf der rücklaufenden Seite führt zu einer reduzierten Auftriebserzeugung im Vergleich zur vorlaufenden Seite. Hieraus resultiert ein Rollmoment, dem durch Einsteuerung erhöhter Blattstellwinkel auf der rücklaufenden Seite entgegengewirkt wird.

Die unsymmetrische Geschwindigkeitsverteilung über der Rotorkreisfläche bewirkt eine Vielzahl aerodynamischer Phänomene am Hubschrauberrotor. Hierzu zählen:

- generelle Schwankungen der Mach- und Reynoldszahl zwischen Null bis zu dem  $(1+\mu)$ -fachen des Blattspitzenwertes;
- lokale Schräganströmung am Rotorblatt, abhängig vom Fortschrittsgrad  $\mu$ ;
- schallnahe Strömung im Bereich der Blattspitze auf der vorlaufenden Seite;
- Rückanströmung im Bereich der Blattwurzel auf der rücklaufenden Seite;
- Strömungsablösung im äußeren Bereich des rücklaufenden Blattes aufgrund des erhöhten Blattstellwinkels.

Zusätzlich kann es aufgrund der an Blattwurzel und -spitze entstehenden Wirbel zur Blatt-Wirbel-Interaktionen an nachlaufenden Blättern kommen (s. Bild 2.2).



**Bild 2.2:** Wirbelbildung am Rotor als Ursache der Blattwirbelinteraktion - schematisch (aus Pahlke und Gmelin [117]).

## 2.2 Ermittlung relevanter Grenzschichtinstabilitäten

Die Stabilität der laminaren Grenzschicht an einem Strömungskörper hängt grundsätzlich von einer Vielzahl von äußeren Einflussfaktoren ab. Für den Bereich der Luftfahrt wird ein Überblick bekannter Einflussfaktoren beispielsweise von SCHLICHTING [142], ARNAL [3], CEBECI UND COUSTEIX [25] sowie MACK [99] gegeben. Eine Gliederung dieser Einflussfaktoren erlaubt eine Kategorisierung in vier Gruppen. Dazu zählen:

- die Strömungsbedingungen (An-/Umströmung, Anströmturbulenzgrad);
- die Oberflächenbeschaffenheit (Konkavität und Rauigkeit);
- externe Störquellen (Lärm und Vibrationen);
- aktive Grenzschichtbeeinflussung (z.B. Absaugung, Kühlung).

Die vorliegende Untersuchung konzentriert sich vorrangig auf die *Kategorie der Strömungsbedingungen*. In Bezug auf die Oberflächeneigenschaften wird von einer aerodynamisch glatten Oberfläche ausgegangen. Für Beobachtungen an operativen Hubschrauberblättern wird auf ROHARDT [133], TANNER UND YAGGY [170] sowie RICHTER UND SCHÜLEIN [131] verwiesen. Da typische Hubschrauberprofile eine konvexe Formgebung aufweisen (vgl. Bild 1.2), werden Instabilitätsmechanismen aufgrund konkaver Profilkonturen, wie z.B. Görtler-Instabilitäten, ausgeschlossen. Nicht betrachtet werden ebenfalls Einflüsse externer Störquellen auf die Grenzschichtstabilität (Lärm und Vibrationen), sowie aktive Massnahmen der Grenzschichtbeeinflussung durch Absaugung oder Ausblasung.

In der Kategorie der Strömungsbedingungen sind für *zweidimensionale Strömungen* die Grenzschichtinstabilitäten basierend auf

- Tollmien-Schlichting Instabilitäten,
- laminarer Ablösung sowie
- Bypass-Instabilitäten

bekannt. Unter *dreidimensionalen Strömungsbedingungen* können aufgrund von Schräganströmung zusätzliche Grenzschichtinstabilitäten auftreten. Hierzu zählen

- Querströmungsinstabilitäten und
- Anlegelinieninstabilitäten.

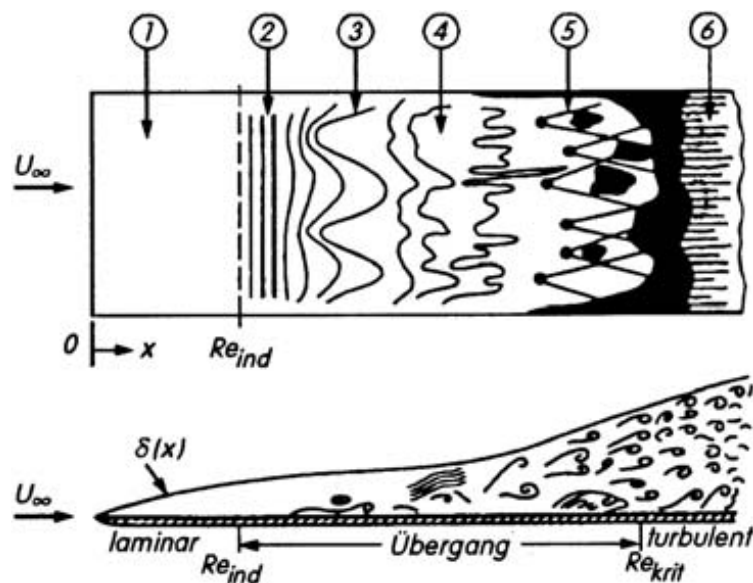
### 2.2.1 Tollmien-Schlichting Instabilitäten

Unter Tollmien-Schlichting Instabilitäten (TSI) werden Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb der laminaren Grenzschicht verstanden, die von einer Anfangsstörung ausgehen und sich wellenartig in Strömungsrichtung ausbreiten. Eine ausführliche Beschreibung der Tollmien-Schlichting Instabilitäten wird beispielsweise von SCHLICHTING UND GERSTEN [142] gegeben. Ausgehend von zweidimensionaler Ausprägung bilden sich mit wachsender Instabilität dreidimensionale Strukturen und Wirbelformationen (s. Bild 2.3). Die Wirbelstrukturen nehmen schnell zu und zerfallen. Dann kommt es lokal zur Bildung turbulenter Flecken. Die Theorie anwachsender Störgeschwindigkeiten innerhalb der laminaren Grenzschicht wurde erstmals 1931 von TOLLMIEIN [173] und 1933 von SCHLICHTING [144] im Rahmen der linearen Stabilitätstheorie formuliert. Die Gültigkeit der linearen Stabilitätstheorie wurde anschliessend erstmals 1948 durch die Experimente von SCHUBAUER UND SKRAMSTAD [141] nachgewiesen. Die Anfachung von Tollmien-Schlichting Instabilitäten wird mit zunehmender Reynoldszahl begünstigt. Auch der Druckgradient am Grenzschichtrand in Strömungsrichtung hat einen erheblichen Einfluss auf die Instabilitäten. Während ein zunehmender Druck die Instabilitäten anfacht, wirkt eine Druckabnahme dämpfend. Dieses Prinzip wird beispielsweise beim Entwurf der Druckverteilung von Laminarprofilen genutzt (SOMERS UND HORSTMANN [159]). Die Anfangsstörungen der Tollmien-Schlichting-Wellen in der laminaren Grenzschicht werden u. a. durch den Turbulenzgrad  $Tu$  der Außenströmung beeinflusst. Der Turbulenzgrad ist definiert basierend auf der Geschwindigkeit der Grundströmung  $V_\infty$  und den zeitlichen Mittelwerten der Schwankungsgeschwindigkeiten  $u'$ ,  $v'$  und  $w'$ :



$$Tu = \frac{\sqrt{1/3 \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{V_\infty} \quad (2.9)$$

Tollmien-Schlichting Instabilitäten wurden insbesondere im Hinblick auf die Umströmung von Tragflügeln unter geringen Anström-Turbulenzgraden erforscht. Detaillierte Untersuchungen an Hubschrauberrotoren sind nicht bekannt. Da es sich um den grundlegenden Instabilitätsmechanismus für den natürlichen Strömungsumschlag handelt, kann das Auftreten an Hubschrauberrotoren durchaus vorausgesetzt werden. Lediglich HERNANDEZ [67] untersuchte theoretisch das Verhalten von Tollmien-Schlichting Instabilitäten an rotierenden Blattsegmenten. Unter Berücksichtigung der Rotationskräfte erweiterte er die lineare Stabilitätstheorie und entwickelte ein  $e^N$  Datenbank-Verfahren. Die Profilmströmung wurde potentialtheoretisch vorgeschrieben. Eine Stabilisierung der Grenzschicht zeigte sich nur bei langer laminarer Lauflänge, vornehmlich auf der Druckseite der Blattsegmente im Innenbereich eines Rotors. Eine Kalibrierung des  $e^N$  Datenbank-Verfahrens konnte mangels geeigneter Daten nur eingeschränkt vorgenommen werden. Einflüsse durch Schräganströmung wurden nicht berücksichtigt. Der bisherige Kenntnisstand lässt somit auf einen geringen Einfluss der Rotation auf den Grenzschichtumschlag durch Tollmien-Schlichting Instabilitäten schließen.



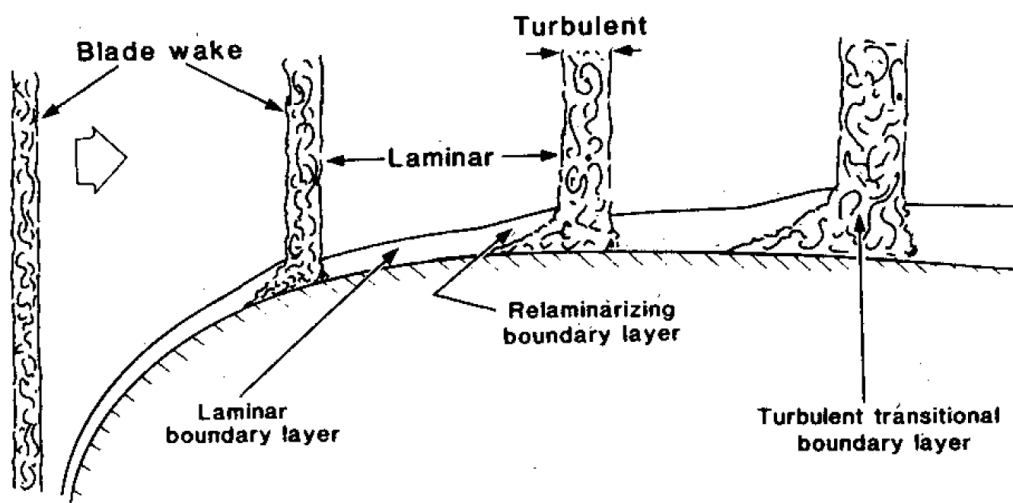
**Bild 2.3:** Schema des laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs nach White (entnommen aus SCHLICHTING [143]): (1) laminare Strömung, (2) instabile TS-Wellen, (3) Wirbelbildungen, (4) Wirbelzerfall, (5) turbulente Flecken, (6) vollturbulente Strömung.

### 2.2.2 Bypass-Instabilität

Treten in der Außenströmung erhöhte Störampplituden auf ( $Tu > 1,5\%$ ), werden diese in die laminare Grenzschicht eingetragen und stellen starke Anfangsstörungen dar. Diese Anfangsstörungen folgen nicht dem exponentiellen Wachstum der Tollmien-Schlichting Instabilitäten sondern umgehen diese, wie anhand der Umschlagsuntersuchungen in beschleunigter Strömung von BLAIR [17] gezeigt wurde. Es kommt zur

vorzeitigen Bildung turbulenter Flecken und der Umschlag der laminaren Grenzschicht beschleunigt sich stark. Diese Art von Instabilitäten wird nach MORKOVIN [110] als Bypass-Instabilität bezeichnet (BYP) und wird insbesondere im Turbomaschinenbereich beobachtet (MAYLE [102]). Grund für das Auftreten ist die periodische Beaufschlagung einer Rotorschaukel durch den Nachlauf einer stromaufliegenden Verdichter- oder Statorreihe.

Zum Auftreten von Bypass-Instabilitäten an Hubschrauberrotoren existieren sehr wenige Erkenntnisse. HUBBARD UND HARRIS [74] beobachteten im Rahmen von Heißfilmmessungen an einem Modellrotor lokale Störungen der laminaren Grenzschicht aufgrund der Interaktion mit einem Blattspitzenwirbel. Exemplarisch sei hier auch auf die Untersuchungen von MILEY ET AL. [109] verwiesen. Sie studierten im Rahmen eines Flugversuches den Grenzschichtumschlag an einem Flügel, ausgelöst durch den Nachlauf eines Propellers (s. Bild 2.4). Als Ursache für den Grenzschichtumschlag wurde der erhöhte Turbulenzgrad im Propellernachlauf identifiziert, der spiralförmig über den Flügel wanderte und lokal den laminar-turbulenten Grenzschichtumschlag provozierte. Weitere Beobachtung zum Grenzschichtumschlag an Flügeln aufgrund des Propellernachlaufs wurden von YOUNG UND MORRIS [187], HOOD UND GAYDOS [69] sowie ZALOVCIK UND SKOOG [188] dokumentiert. Der dort beschriebene Nachlauf induzierte Grenzschichtumschlag ist prinzipiell vergleichbar zu dem Phänomen der Blatt-Wirbel-Interaktionen an einem Hubschrauberrotor und wird daher im Rahmen der zu entwickelnden Methodik mit berücksichtigt.

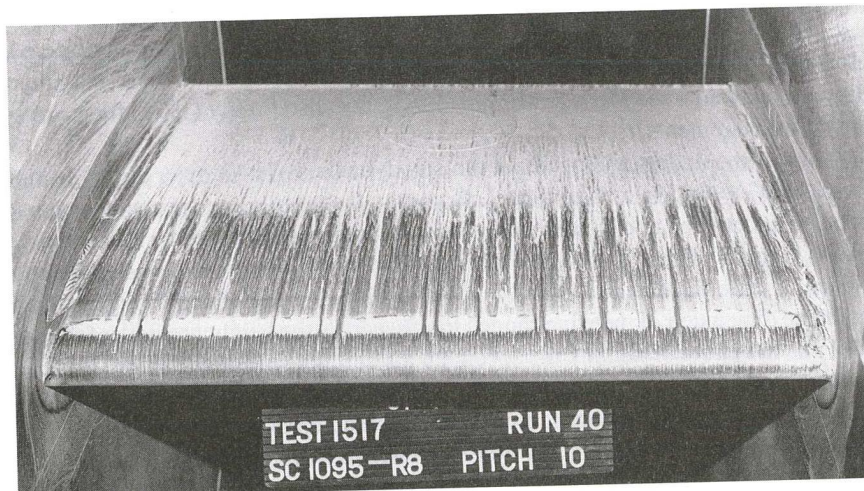


**Bild 2.4:** Prinzipdarstellung zur Eintragung externer Störungen eines Propellernachlaufes in die laminare Grenzschicht an einem Tragflügel, nach MILEY ET AL. [109].

### 2.2.3 Laminare Ablösung

Die Ablösung der Strömung von der Oberfläche innerhalb der laminaren Grenzschicht kann zum laminar-turbulenten Strömungsumschlag führen. Die Ablösung kann durch künstliche Rauigkeitselemente oder durch einen lokalen Druckanstieg hervorgerufen werden. Legt sich die Strömung nach der Ablösung wieder an die Wandkontur an, schließt sich das entstandene Rezirkulationsgebiet zu einer laminaren Ablöseblase. Bei der Umströmung von Profilen tritt die laminare Ablösung insbe-

sondere in den Gebieten hoher Übergeschwindigkeiten mit anschließender Verzögerung auf, wie beispielsweise im Bereich der Profilvorderkante (s. Bild 2.5).



**Bild 2.5:** Visualisierung einer laminaren Ablöseblase mittels Ölfilm an der Vorderkante des Hubschrauberprofils SC1095 im Windkanal, aus LEISHMAN [96].

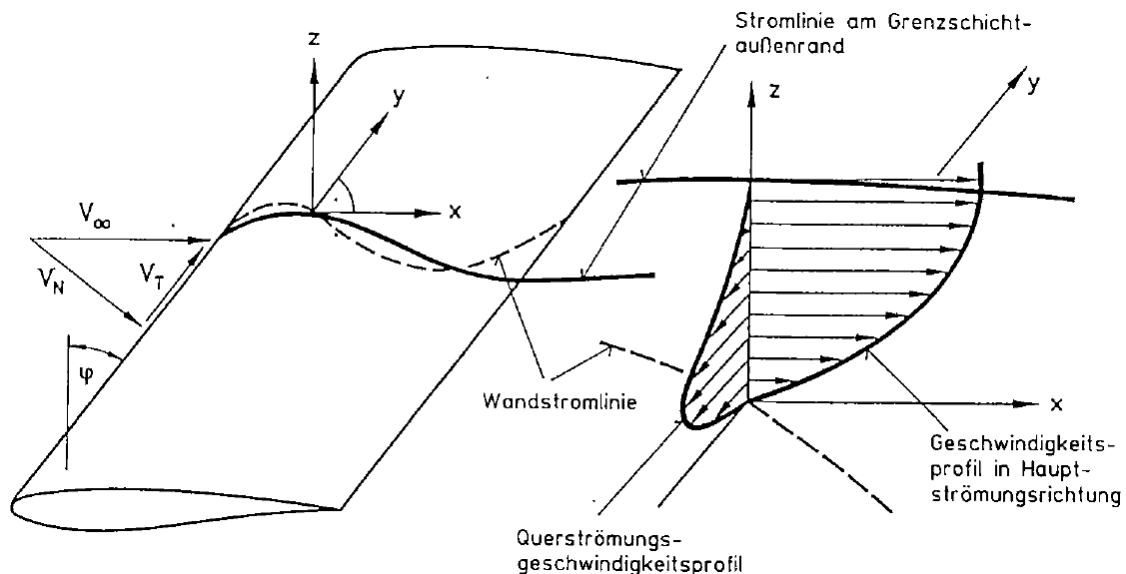
Die Länge einer laminaren Ablöseblase hängt von der Anfachung der Instabilitäten innerhalb der Blase ab.

VELKOFF ET AL. [176] untersuchten 1971 das Auftreten von laminaren Ablöseblasen an skalierten Hubschrauberrotoren mittels Ammoniakspuren für den Schwebeflug und Vorwärtsflug. Im Schwebeflug werden laminare Ablöseblasen auf der Blattoberseite im Bereich der Saugspitze detektiert. Weitere experimentelle Nachweise von laminaren Ablöseblasen an rotierenden Blättern finden sich bei MCCROSKEY [103], BLASER UND VELKOFF [19] oder WADCOCK ET AL. [179]. Eine zusammenfassende Darstellung diesbezüglicher experimenteller Untersuchungen findet sich in Kapitel 2.3.2.1. Das Auftreten von laminarer Ablösung kann im Bereich der Blattwurzel aufgrund von Rotationskräften verzögert werden, wie theoretische Untersuchungen zeigen. Eine ausführliche Zusammenfassung der theoretischen Erkenntnisse zur laminaren Grenzschicht an rotierenden Blättern wird in Kapitel 2.3.1 gegeben.

## 2.2.4 Querströmungsinstabilitäten

Unter Schräganströmung eines Körpers treten aufgrund von Querdruckgradienten Geschwindigkeiten innerhalb der Grenzschicht auf, die senkrecht (quer) zur Richtung der Außenstromlinie verlaufen (s. Bild 2.6). Aufgrund dieser Querströmungskomponenten können Instabilitäten in Form gleichsinnig rotierender Wirbel auftreten, deren Rotationsachsen mit guter Näherung parallel zur Richtung der Außenstromlinie liegen. Bei zunehmender Anfachung der Querströmungsinstabilitäten (QSI) kann es zum laminar-turbulenten Umschlag kommen. GRAY [57] beobachtete das Auftreten von Querströmungsinstabilitäten erstmals 1952 an einem gefeiltten Flügel. Der laminar-turbulente Umschlag erfolgte im Bereich der Vorderkante des gefeiltten Flügels und somit früher als an einem ungefeiltten Flügel. Begünstigt werden Querströmungsinstabilitäten insbesondere durch hohe Pfeilung, eine beschleunigte Profilmströmung und hohe Reynoldszahlen (BOLTZ ET AL. [21], DAGENHART [33]). Zum Auftreten von Querströmungsinstabilitäten am Hubschrauberrotor liegen ä-

ßerst wenige Erkenntnisse vor. MCCROSKEY [103] untersuchte den Einfluss der Schräganströmung auf die laminar-turbulente Umschlagslagen an Rotorblättern. Für Messungen ohne Rotation stellte McCroskey eine Stromaufverlagerung der Umschlagslagen auf der Druckseite fest, die ab Schiebewinkeln von  $\pm 30^\circ$  bei einer Reynoldszahl von  $Re=1,5$  Millionen auftreten. Da im Vorwärtsflug am Rotorblatt hohe Schräganströmung kombiniert mit erhöhten Reynoldszahlen auftreten können (s. Bild 2.1), werden im Rahmen der zu entwickelnden Methodik Querströmungsinstabilitäten mit berücksichtigt.

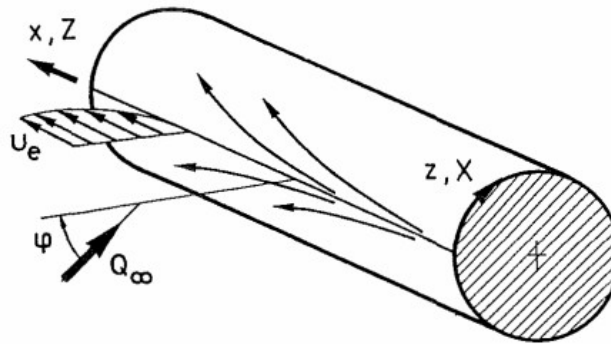


**Bild 2.6:** Prinzipdarstellung eines Längs- und Querströmungsprofils in der dreidimensionalen Grenzschicht an einem gepfeilten Flügel, Graphik aus REDEKER UND WICHMANN [128].

## 2.2.5 Anlegelinieninstabilität

Bei Schräganströmung an einem dreidimensionalen Körper unterteilt die Anlegelinie die Strömung in einen Bereich entlang der Ober- und der Unterseite (s. Bild 2.7). In der Anlegelinie selbst entwickelt sich eine zweidimensionale Grenzschichtströmung. Schlägt die Grenzschicht der Anlegelinie in den turbulenten Strömungszustand um, dann nimmt die Strömung entlang der Ober- und Unterseite ebenfalls den turbulenten Strömungszustand an. Dieser Vorgang wird als natürliche Anlegelinientransition bezeichnet (ALT). Des Weiteren können externe turbulente Störungen in die Anlegelinie eingetragen werden und diese destabilisieren. Die turbulenten Schwankungen können von einer angrenzenden Quelle stammen, wie beispielsweise der turbulenten Grenzschicht eines Rumpfes oder einer Wand, und auf die Flügelvorderkante transportiert werden. In diesem Fall wird von Anlegelinienkontamination gesprochen (ALK). Das Auftreten von Anlegelinieninstabilitäten wurde im Jahr 1965 von PFENNINGER [118] während Flugversuchen zur Grenzschichtabsaugung an gepfeilten Flügeln beobachtet, war aber auch schon seitens GASTER [50] bekannt. Eine theoretische Untersuchung wurde beispielsweise von HALL ET AL. [59] vorgenommen. Die Anfachung von Anlegelinieninstabilitäten wird mit zunehmender Schräganströmung und zunehmenden Nasenradius begünstigt.

Im Bereich der Vorderkante eines Rotorblattes im Vorwärtsflug treten lokal sowohl erhöhte Schräganströmung als auch potentiell turbulente Nachläufe auf. Diese Nachläufe können von anderen Rotorblättern sowie Rumpfkomponten wie dem Rotormast herrühren. Die Beaufschlagung einer Rotorblattvorderkante mit turbulenter Strömung und eine Kontamination der Anlegelinien ist daher potentiell möglich und wird im Rahmen der zu entwickelnden Methodik mit berücksichtigt.



**Bild 2.7:** Strömung in der Anlegelinie am Beispiel eines schiebenden Zylinders, aus ARNAL [3].

## 2.3 Erkenntnisse zur laminaren Grenzschicht am Rotorblatt

Wie in Kapitel 1 bereits dargestellt wurde, ist die laminare Grenzschicht an Rotorblättern im Gegensatz zur Grenzschicht an Tragflügeln nur ansatzweise erforscht. In gängigen Fachbüchern der Hubschrauber-aerodynamik (LEISHMAN [96], BRAMWELL [22], STEPNIIEWSKI UND KEYS [163]) finden sich nur kurze Darstellungen dieser Thematik. Im Zeitraum der 1950er bis 1970er Jahre wurden vor dem Hintergrund verstärkter V/STOL Aktivitäten (TAGUNGSBAND [168]) erste theoretische und experimentelle Untersuchungen der laminaren Grenzschicht an Hubschrauberrotoren und Propellern durchgeführt. HARRIS [60] gab 1966 im Rahmen seiner Studie einen Überblick zum Wissensstand radialer Strömungseffekte an Hubschrauberblättern. In den 1980er bis 1990 Jahren finden sich nur vereinzelte Untersuchungen, wie beispielsweise der Überblick von SFORZA [155] zur laminaren Grenzschicht an Rotorblättern.

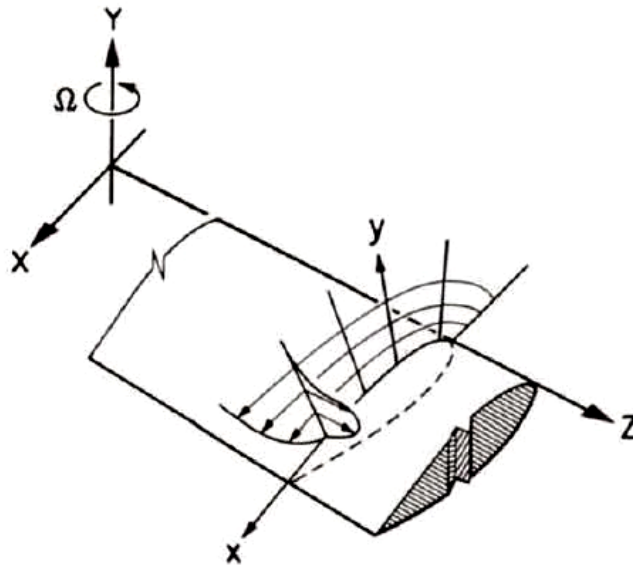
### 2.3.1 Theoretische Untersuchungen

Im Rahmen der theoretischen Untersuchungen wurde überwiegend das *laminare Ablöseverhalten* und die Ausprägung von radialer Strömung unter dem Einfluss von Rotationskräften untersucht. Betrachtungen der Instabilitätsmechanismen am Rotor fanden bisher mit der Ausnahme von HERNANDEZ [67] nicht statt. Die theoretischen Untersuchungen basieren überwiegend auf Lösungen der Grenzschichtgleichungen in differentieller oder integraler Form, unter der Vorgabe einer potentialtheoretischen Außenströmung. Theoretische Erkenntnisse sind sowohl für den Schwebeflug als auch für den Vorwärtsflug bekannt.

#### 2.3.1.1 Instationäre Grenzschichtgleichungen im rotierenden System

Für ein Rotorblatt unendlicher Spannweite entwickelte FOGARTY [47] 1951 die Grenzschichtgleichungen in einem mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotierenden Koordinatensystem, ausgehend von den stationären, dreidimensionalen Navier-Stokes Gleichungen einer inkompressiblen Strömung. In Form der parabolischen Navier-

Stokes Gleichungen wurden die vereinfachenden Annahmen dünner Grenzschichten bei hohen Reynoldszahlen, sowie der Invarianz des Druckes in wandnormaler und spannwärtiger Richtung getroffen (SCHLICHTING [142], CEBECI UND COUSTEIX [25]).



**Bild 2.8:** Koordinatensystem der Grenzschichtgleichungen im rotierenden System, aus McCROSKEY UND DWYER [104].

Werden des Weiteren die instationären Terme berücksichtigt, wie im Rahmen der Untersuchung von DWYER UND McCROSKEY [43], ergeben sich die laminaren Grenzschichtgleichungen für die Erhaltung der Masse sowie des Impulses in  $x$  und  $z$  Richtung im blattfesten Koordinatensystem (s. Bild 2.8) wie folgt:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - 2\Omega w \cos \gamma - \Omega^2 x \cos \gamma = -\frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{\rho} + \frac{\mu_{lam}}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} + 2\Omega u \cos \gamma - \Omega^2 z = -\frac{\partial p}{\partial z} \frac{1}{\rho} + \frac{\mu_{lam}}{\rho} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \quad (2.12)$$

Aufgrund der Betrachtung in einem rotierenden Koordinatensystem treten Terme für die Zentrifugal- und Coriolisbeschleunigung in den Grenzschichtgleichungen 2.11 bis 2.12 auf. Nach FOGARTY [47] besitzen die Gleichungen ihre Gültigkeit für Oberflächen geringer Krümmung. An der Vorderkante einer typischen Profilgeometrie besitzen diese Gleichungen somit keine Gültigkeit.

### 2.3.1.2 Untersuchungen im Schwebeflug

Basierend auf den Grenzschichtgleichungen (2.10) bis (2.12) untersuchte FOGARTY [47] das Verhalten der laminaren Grenzschicht für inkompressible Strömung an Rotorblättern unendlicher Streckung. Als Randbedingung wird die Potentialumströmung an einem rotierenden Blatt mit zylindrischem Profil nach SEARS [151] verwendet. Es werden Blattprofile betrachtet, die um ein Vielfaches der Profillänge  $c$  von der Rota-

tionsachse entfernt sind ( $c/z \ll 1$ ). Mittels Abschätzung der Größenordnung vereinfachte Fogarty die Grenzschichtgleichungen auf die folgende Form:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.13)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{\rho} + \frac{\mu_{lam}}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2.14)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + 2\Omega u = -\frac{\partial p}{\partial z} \frac{1}{\rho} + \frac{\mu_{lam}}{\rho} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \quad (2.15)$$

Die Rotationsterme innerhalb der Impulsgleichung (2.14) entfallen, da sie quadratisch mit dem Radius abklingen. Fogarty zeigte somit, dass die Rotation keinen Einfluss auf die Geschwindigkeitsprofile in Sehnenrichtung hat. Die Erhaltungsgleichungen für die Masse (2.13) und den Impuls in Sehnenrichtung (2.14) gleichen somit denen an einem schiebenden Flügel unendlicher Streckung. Daher kann die Lösung der laminaren Grenzschicht in Sehnenrichtung auf eine zweidimensionale Betrachtung vereinfacht werden. Diese Betrachtungsweise ist analog zu den Untersuchungen von SEARS [152] an einem schiebenden Flügel unendlicher Streckung. Hierbei wurde die Anströmungskomponente normal zur Vorderkante verwendet. Sears zeigte, dass die laminare Ablöselinie am schiebenden Flügel unabhängig vom Schiebewinkel, beziehungsweise der spannweitenigen Strömung ist. Da für das rotierende Blatt die Impulsgleichungen in  $x$ - und  $z$ -Richtung entkoppelt sind, übertrug Fogarty diese Schlussfolgerung. Die laminare Ablöselinie am rotierenden Blatt ist im äusseren Blattbereich ( $c/z \ll 1$ ) unabhängig von der Rotation und gleicht der einer zweidimensionalen Strömung. Die radiale Grenzschichtströmung aufgrund des Rotationseinflusses bewertete Fogarty als sehr gering.

ROTT UND SMITH [137] benutzten die von Fogarty hergeleiteten rotierenden Grenzschichtgleichungen, um den Einfluss eines positiven und negativen Druckgradienten auf die laminare Grenzschicht am Rotorblatt zu untersuchen. Die Untersuchungen galten ebenfalls für radiale Schnitte mit großem Abstand zur Rotationsachse und bestätigten die Erkenntnisse von Fogarty, wonach die radiale Strömung in der laminaren Grenzschicht grundsätzlich gering ist, auch unter der Präsenz eines Druckgradienten. Die größte radiale Strömung wurde bei positiven Druckgradienten nahe der Ablösung bestimmt, wobei in Sehnenrichtung eine Keilströmung nach Falkner-Skan angenommen wurde. Dabei wurden zweidimensionale Geschwindigkeitsprofile nach HARTREE [61] verwendet, welche numerisch ermittelte Lösungen der zweidimensionalen Falkner-Skan Gleichung sind. In radialer Richtung wurde die Grenzschichtströmung mittels einer linearen, partiellen Differentialgleichung bestimmt, unter Verwendung der Lösung für die Geschwindigkeitskomponente in Sehnenrichtung.

Ebenfalls basierend auf der Arbeit von Fogarty entwickelte GRAHAM [54] für den Fall des Schwebefluges eine Methode zur approximativen Berechnung laminarer Grenzschichtprofile an einem rotierenden Blatt unendlicher Streckung. Graham konnte mit ihrer auf einem Integralverfahren beruhenden Grenzschichtberechnung die Geschwindigkeitsprofile in Sehnen- und Radialrichtung an der rotierenden ebenen Platte in guter Übereinstimmung zu Fogarty reproduzieren. Aufgrund der Betrachtung von Profilschnitten mit großem Abstand von der Rotationsachse, entspricht die

Grenzschichtlösung in Sehnenrichtung der eines zweidimensionalen Grenzschichtproblems. Die Form der Geschwindigkeitsprofile wurde mittels einparametrischer Polynomansätze nach POHLHAUSEN [119] angenähert. Als Randbedingung diente die Potentiallösung für rotierende Zylinder nach FOGARTY UND SEARS [48]. Anhand der entwickelten Methode wurden radiale Geschwindigkeitsprofile sowohl an einem rotierenden Zylinder als auch an einem Rotorblatt mit Laminarprofil bei Nullauftrieb berechnet.

Basierend auf den Arbeiten von FOGARTY [47], GRAHAM [54] und TAN [169] untersuchte LIU [97] [98] den Einfluss von Schräganströmung auf die laminare Grenzschicht an der rotierenden ebenen Platte und am rotierenden Zylinderprofil geringer Dicke. Die Schräganströmung wurde durch Variation des Abstandes zwischen der Rotationsachse und der Blattvorderkante hervorgerufen. Es wurden Achspositionen untersucht, die vor, auf und hinter der Blattvorderkante liegen. Liu löste die inkompressiblen, laminaren Grenzschichtgleichungen mittels einer Perturbationsanalyse sowie einer Reihenentwicklung der Geschwindigkeitsprofile. Die vorgeschriebene Potentialumströmung nach Sears wurde entsprechend modifiziert. Beim Vergleich der berechneten Potentialstromlinien zum Verlauf der Wandstromlinien zeigte sich, dass die Orientierung zueinander stets ähnlich und nahezu unabhängig von der Schräganströmung an der ebenen Platte ist. Für den rotierenden Zylinder wurde die Lage der laminaren Grenzschichtablösung untersucht. Im äußeren Blattbereich entspricht die Lage der laminaren Ablösung der einer zweidimensionalen Zylinderströmung, wie ebenfalls von FOGARTY [47] sowie ROTT UND SMITH [137] festgestellt wurde. Die untersuchte Schräganströmung hatte hierbei keinen Einfluss auf die Lage der laminaren Ablösung. Die berechneten Geschwindigkeitsprofile zeigten eine grundsätzliche Ähnlichkeit zum Grenzschichtverhalten an einem schiebenden Zylinder. Nahe der Rotationsachse wurde eine Verlagerung der laminaren Ablöselinie in Richtung der Hinterkante festgestellt. Als Grund wurde die Corioliskraft identifiziert, die in Form einer Druckreduzierung in Sehnenrichtung wirkt. Dieser stabilisierende Einfluss nahm jedoch mit zunehmendem Radius stark ab.

BANKS UND GADD [8] untersuchten den Einfluss der Rotation auf das Ablöseverhalten der laminaren Grenzschicht an rotierenden Blättern geringer Streckung. Die rotierende Grenzschicht wurde mittels eines inkompressiblen Integralverfahrens berechnet, unter Annahme einer linear abnehmenden Umströmung. Unter geringer Strömungsverzögerung konnte eine Verzögerung des Ablöseverhaltens nachgewiesen werden. Unter starker Strömungsverzögerung hingegen wurde keine stabilisierende Wirkung der Rotation mehr festgestellt. Die Grenzschichtgleichungen im rotierenden System beschreiben das Verhalten einer zweidimensionalen Strömung.

BLASER UND VELKOFF [18] führten theoretische und experimentelle Untersuchungen der laminaren Grenzschicht an einer rotierenden ebenen Platte sowie an einem rotierenden NACA 0012 Profil bei Nullauftrieb durch. Bei den theoretischen Untersuchungen für das rotierende NACA 0012 Profil mit vorgeschriebener Potentialumströmung konnte eine Verzögerung der laminaren Ablösung im Bereich der Blattwurzel nachgewiesen werden. Nahe der Wurzel wiesen die berechneten Grenzschichtprofile in Sehnenrichtung aufgrund der Rotation eine erhöhte Fülligkeit auf und decken sich mit den Untersuchungsergebnissen von DWYER UND MCCROSKEY [43]. Im äußeren Blattbereich entsprach die Lage der berechneten Ablösung der bei zweidimensionaler Profilmströmung und spiegelte somit den sehr geringen Einfluss der Rotation im äußeren Blattbereich wieder. Die Form der berechneten laminaren Grenzschichtpro-

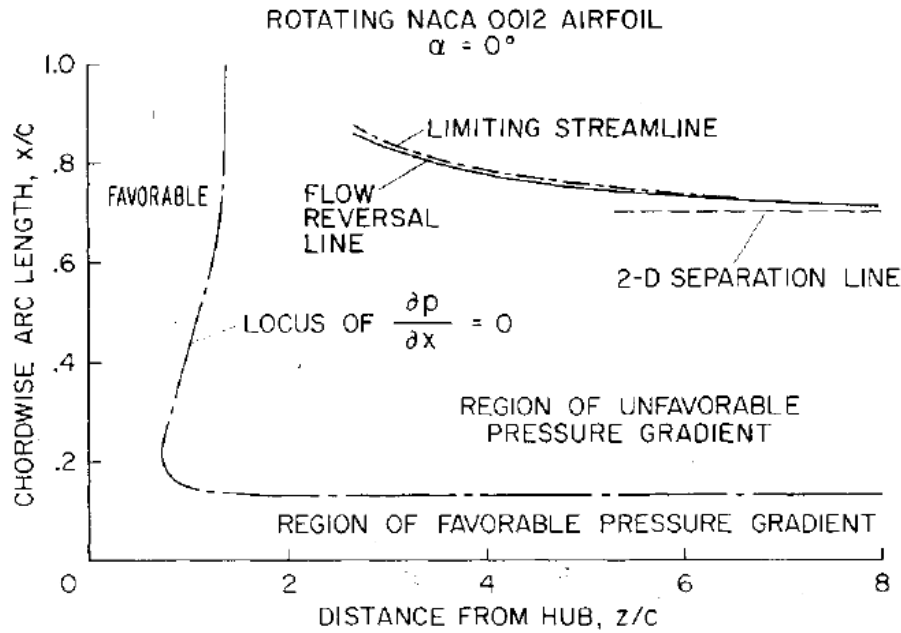


file nahe der Vorderkante des NACA 0012 Profils wiesen im Vergleich zu den experimentell gemessenen Profilen eine tendenziell geringere Fülligkeit auf. Blaser und Velkoff nutzten zur approximativen Berechnung der rotierenden laminaren Grenzschicht ein Integralverfahren, dem zur Darstellung der Geschwindigkeitsprofile ein zweiparametrischer Profilansatz zu Grunde lag. Die Formparameter des Profilansatzes berücksichtigten die Einflüsse des Druckgradienten und der Wandschubspannung in Sehnen- und Radialrichtung. Im Rahmen der theoretischen Untersuchungen wurde von einem Rotorblatt unendlicher Streckung ausgegangen. Der gewählte Grenzschichtansatz berücksichtigte die Einflüsse der Coriolis- und Zentrifugalkräfte. Eine Zusammenfassung der wesentlichen Schlussfolgerungen dieser Vorgehensweise gibt Kapitel 2.4.

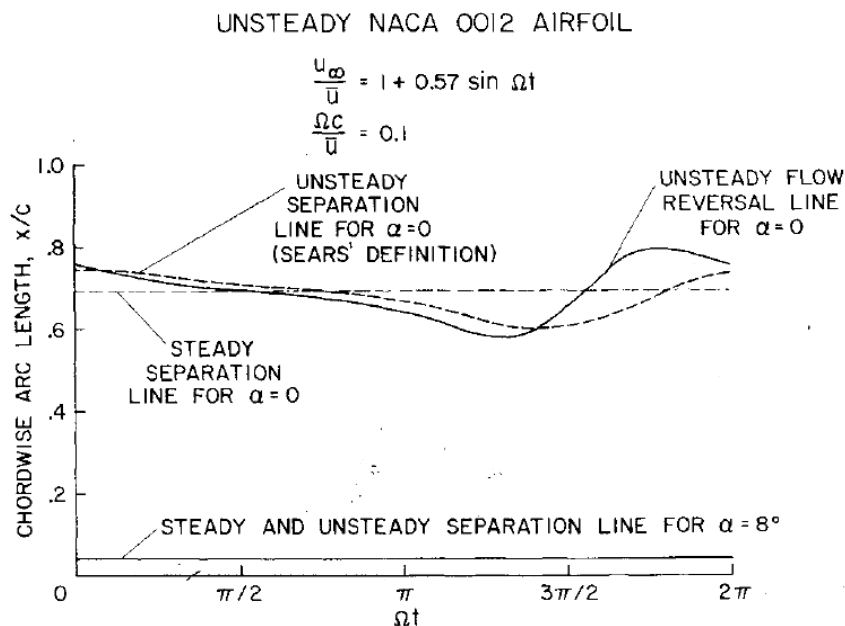
### 2.3.1.3 Untersuchungen im Vorwärtsflug

Die erste analytische Untersuchung der laminaren Grenzschicht an einem Rotor im Vorwärtsflug wurde 1968 von McCROSKEY UND YAGGY [105] durchgeführt. Hierbei wurden eine rotierende ebene Platte sowie ein rotierendes Profil bei verzögerter oder beschleunigter Außenströmung betrachtet. Die Untersuchung zeigte, dass die rotationsbedingte Grenzschichtströmung in radialer Richtung gering ist und die laminare Grenzschicht am Rotorblatt generell der eines schiebenden Flügels ähnelt. Die Charakteristik der radialen Grenzschichtströmung zeigte keine grundlegende Änderung unter verzögerter oder beschleunigter Außenströmung. Eine aufgrund der Rotation leicht erhöhte Fülligkeit der Strömungsprofile in Sehnenrichtung, wie zuvor von LIU [98] sowie BANKS UND GADD [8] beschrieben, konnte erfolgreich nachvollzogen werden. Das instationäre Grenzschichtproblem des Vorwärtsfluges wurde von McCroskey und Yaggy auf die quasi-stationäre Grenzschichtbetrachtung eines Rotors im Schwebeflug reduziert. Die am Rotorblatt zusätzlich auftretende Translationsgeschwindigkeit des Vorwärtsfluges wurde anhand einer vorgeschriebenen Potentialumströmung berücksichtigt. Hierzu wurden die Geschwindigkeitskomponenten aus Rotation und Translation überlagert. Die Untersuchung setzte voraus, dass die Schräganströmung am Rotorblatt gering ist und ausschließlich zeitliche Änderungen der Anströmung in der Größenordnung  $1/\Omega$  relevant sind. Die Strömungsbedingungen des Rotors im Vorwärtsflug glichen somit denen eines Rotors im Schwebeflug mit versetzter Rotationsachse, analog zu den Untersuchungen von LIU [97] sowie ROTT UND SMITH [137]. Die Potentialumströmung basierte auf einer Weiterentwicklung der Betrachtung von Sears am rotierenden Zylinder. Einflüsse des Blattnachlaufes auf die Rotorumströmung wurden durch zusätzliche Potentialterme berücksichtigt.

Weiterführende theoretische Arbeiten von DWYER UND McCROSKEY [43], [104] beschäftigten sich insbesondere mit der Auswirkung der Rotationskräfte und der oszillierenden Anströmung auf die laminare Grenzschicht am Hubschrauberrotor im Vorwärtsflug. Untersucht wurde die Grenzschicht an der rotierenden ebenen Platte und am rotierenden NACA 0012 Blattsegment. Die Untersuchungen ergaben, dass wesentliche Rotationseffekte nur auf die unmittelbare Nähe zur Rotationsachse beschränkt sind ( $z/c < 1$ , s. Bild 2.9).



**Bild 2.9:** Theoretischer Einfluss der Rotation auf die Ablöselage der laminaren Grenzschicht am rotierenden NACA 0012 Profil, aus DWYER UND MCCROSKEY [43].



**Bild 2.10:** Theoretischer Einfluss der sinusförmigen Anströmung eines Hubschrauberrotors im Vorwärtsflug auf die Ablöseposition der laminaren Grenzschicht am NACA 0012 Profil, aus DWYER UND MCCROSKEY [43].

Als wichtigste Erkenntnis der Untersuchungen ist jedoch hervorzuheben, dass der Druckgradient in Richtung der Profillehne das Verhalten der laminaren Grenzschicht wesentlich stärker beeinflusst als die Einflüsse der sinusförmigen Anströmung und der Rotation. Die numerischen Ergebnisse am Beispiel des NACA 0012 Blattsegmentes (s. Bild 2.10) unter Anströmungsbedingungen des Vorwärtsfluges zeigten, dass für einen Anstellwinkel von  $\alpha = 0^\circ$  das Ablöseverhalten sowohl gestärkt als auch geschwächt werden kann. Bereits bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 8^\circ$  wurde dieses Verhalten jedoch aufgrund des dominanten Einflusses der Strömungsverzögerung in

Sehnenrichtung nicht mehr beobachtet und die Lage der laminaren Ablöseblase gleich der unter stationären Strömungsbedingungen.

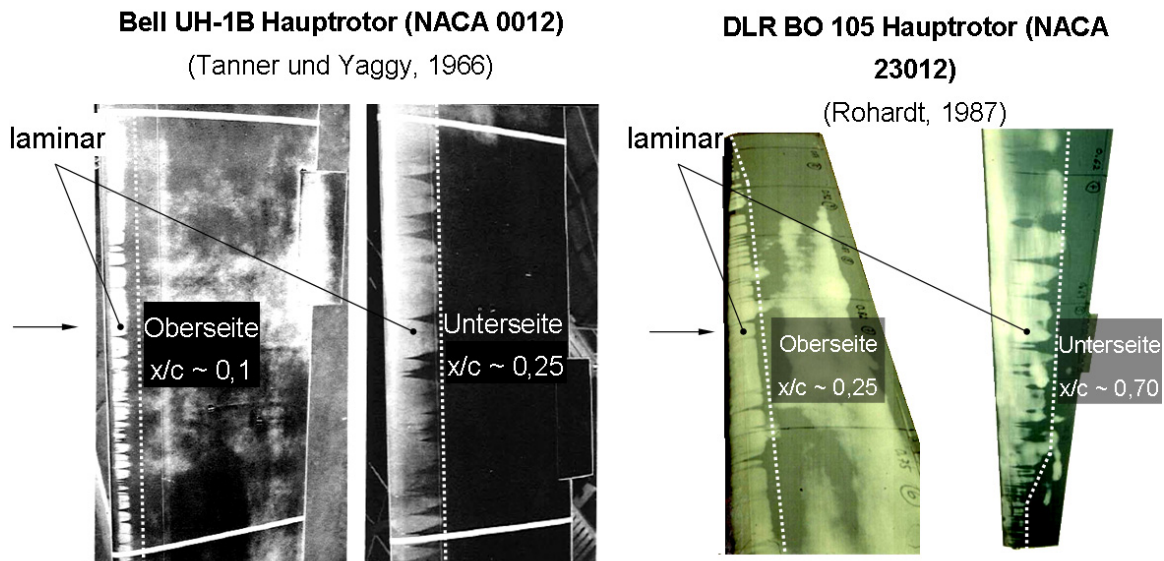
Die numerischen Untersuchungen wurden mittels einer inkompressiblen, dreidimensionalen Grenzschichtbetrachtung im rotierenden, blattfesten Koordinatensystem durchgeführt (vgl. Bild 2.8). Die Lösung des Grenzschichtproblems erfolgte mittels einer Perturbationsanalyse sowie direkter numerischer Integration (McCROSKY UND DWYER [104]). Ihre theoretischen Erkenntnisse bestätigten Dwyer und McCroskey durch einen Vergleich mit experimentellen Grenzschichtuntersuchungen am rotierenden NACA 0012 Profil. Die Schräganströmung am Blatt wurde durch einen gezielten Versatz der Rotationsachse hinter die Blattvorderkante hervorgerufen. Als Fazit zog McCroskey, dass die laminare Grenzschicht am Rotor für erhöhte Anstellwinkel durch eine quasistationäre, zweidimensionale Grenzschichtströmung beschrieben werden kann.

### 2.3.2 Experimentelle Untersuchungen

Aus Windkanal- und Flugversuchen existieren vereinzelte experimentelle Erkenntnisse zum Grenzschichtumschlag an Hubschrauberrotoren. Der überwiegende Teil der Untersuchungen betrachtet den Zustand des Schwebefluges, da hier die quasistationäre Umströmung der Rotorblätter die Messung wesentlich vereinfacht. Nur wenige Untersuchungen befassen sich mit dem Grenzschichtumschlag an einem Rotor im Vorwärtsflug und den damit verbundenen instationären Strömungsbedingungen. Vereinzelt Windkanalmessungen an schwingenden Hubschrauberprofilen liefern Erkenntnisse zur Auswirkung von instationären Strömungsbedingungen auf den laminar-turbulenten Grenzschichtumschlag.

#### 2.3.2.1 Rotor im Schwebeflug

TANNER UND YAGGY [170] studierten 1966 anhand von Flug- und Windkanalversuchen die laminare Grenzschicht am Haupt- und Heckrotor eines Bell UH-1B Hubschraubers im Schwebeflug. Zur Strömungsvisualisierung wurde mit Anstrichbildern, Drucksonden, Hitzdraht, Wollfäden sowie Ölfilm gearbeitet. An den Rotorblättern wurden erhebliche laminare Lauflängen festgestellt, trotz merklicher Erosion der Vorderkante. Die Bereiche laminarer Strömung (s. Bild 2.11) erstreckten sich abhängig vom kollektiven Anstellwinkel auf der Oberseite bis zu 20% der Profiltiefe, auf der Unterseite bis zu 80%. Die Umschlagslagen zeigten eine gute Übereinstimmung zu Vergleichsmessungen ohne Rotationseinfluss. Das Umschlagsverhalten zeigte Ähnlichkeit zu dem bekannten Verhalten an Tragflügeln. Im Bereich der Rotorblattspitze war eine deutliche Verschiebung der Umschlagspositionen zur Profilhase hin erkennbar. Als Grund wurde eine lokale Anstellwinkelerhöhung vermutet, hervorgerufen durch den Blattspitzenwirbel. Tanner und Yaggy stellten anhand einer exemplarisch gemessenen Grenzschichtdicke keinen wesentlichen Unterschied für den rotierenden und nicht-rotierenden Fall fest. Der Stromlinienverlauf am Grenzschichtrand folgte im Wesentlichen einer Kreislinie um den Rotormittelpunkt. TANNER ET AL. [171] untersuchten im Rahmen von Windkanalversuchen die Strömungswinkel am Grenzschichtrand auch für den Fall des Vorwärtsfluges.

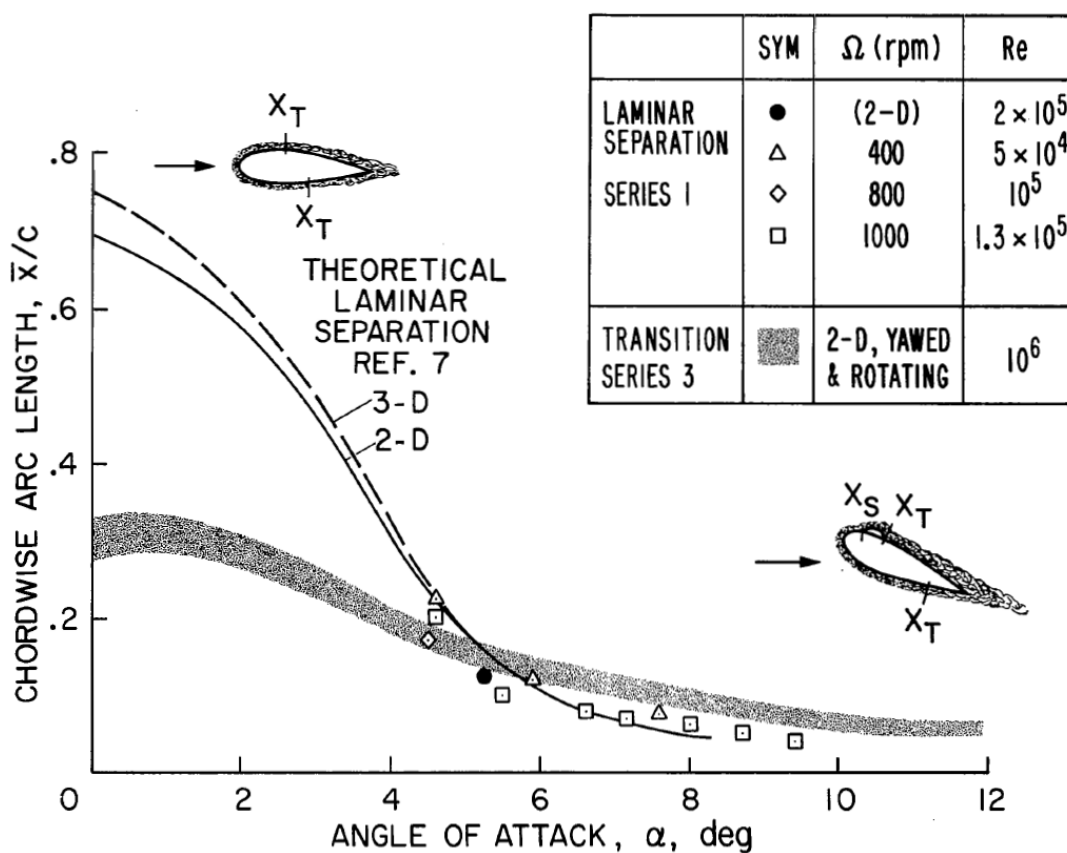


**Bild 2.11:** Visualisierung laminärer Strömungsbereiche an den Hauptrotoren von Hubschraubern mittels Anstrichbildern; links: Bell UH-1B (NACA 0012) nach TANNER UND YAGGY [170], rechts: DLR BO 105 (NACA23012) nach ROHARDT [133].

VELKOFF ET AL. [176][174] untersuchten das Verhalten laminarer Ablöseblasen an einem unverwundenen NACA 0015 Modellrotor mittels Ammoniakspuren. Im Fall des Schwebefluges wurden stehende laminare Ablöseblasen nahe der Blattvorderkante im Bereich verzögerter Strömung detektiert. Das Verhalten der laminaren Ablöseblasen glich hierbei dem an einem zweidimensionalen Profil. Die Blasenlänge verkürzte sich mit zunehmendem kollektivem Anstellwinkel und radial zunehmender Reynoldszahl. Die anliegende laminare Strömung folgte der Profilkontur in Sehnenrichtung. Innerhalb der Ablöseblase wurde die abgelöste Strömung in Richtung der Blattspitze transportiert, vermutlich unter Einfluss des radialen Druckgradienten und der Zentrifugalbeschleunigung. Im Bereich der Blattspitze zeigten sich radiale Strömungskomponenten in Richtung der Blattwurzel. Diese Beobachtung wurde ebenfalls von TANNER UND YAGGY [170] gemacht und auf den Einfluss des Blattspitzenwirbels zurückgeführt. Im Fall des Vorwärtsfluges wurden keine Anzeichen von laminaren Ablöseblasen festgestellt. Die laminare Profilmströmung folgte im Wesentlichen dem Winkel der Schräganströmung, der sich aus der Überlagerung der Rotationsgeschwindigkeit und der Vorwärtsfluggeschwindigkeit ergibt.

BLASER UND VELKOFF [19] untersuchten laminare Grenzschichtprofile an einem unverwundenen NACA 0012 Einblattrotor. Hierbei wurde die Vorderkante auf der Rotorblattoberseite mittels Hitzdraht vermessen, sowohl für den Schwebeflug als auch den Vorwärtsflugfall. Im Schwebeflug ähnelten die gemessenen Geschwindigkeitsprofile in Sehnenrichtung denen einer zweidimensionalen laminaren Grenzschichtströmung. Laminare Ablösung zeigte sich bei erhöhtem kollektivem Anstellwinkel. Innerhalb der anliegenden, laminaren Grenzschicht war die Strömung in radialer Richtung nur schwach ausgeprägt. Im Vorwärtsflug hingegen wurden innerhalb der Grenzschicht deutliche radiale Geschwindigkeitskomponenten festgestellt. Die radialen Geschwindigkeitsprofile wiesen die höchste Fülligkeit auf, wenn das Rotorblatt parallel zur Anströmungsrichtung stand. Die Schwankung der Strömungsrichtung am Grenzschichttrand wies den erwarteten kosinusförmigen Verlauf auf, der sich theoretisch während eines Rotorumlaufs ergibt.

McCROSKY [103] führte Messungen an unverwundenen Modellrotoren mit symmetrischer Profilierung durch, um die theoretischen Arbeiten von DWYER UND MCCROSKY [43] zu begleiten. Es wurden Anstrichbilder, Ammoniakspuren, Heißfilme und Ölanstrichbilder benutzt. Gemessen wurden die Lage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags und der laminaren Ablösung sowie die Richtung der Stromlinien. Um den Einfluss von Schräganströmung am Rotorblatt mit zu berücksichtigen, wurde der Abstand der Rotationsachse zu der Blattvorderkante variiert. McCroskey stellte im Rahmen seiner Untersuchungen fest, dass für den betrachteten Blattbereich der Grenzschichtumschlag unabhängig von Rotationsinflüssen und Schräganströmung ist (vgl. Bild 2.12). Dies bestätigte McCroskey durch Vergleichsmessungen ohne Rotationsinfluss.



**Bild 2.12:** Zusammenstellung theoretischer und experimenteller Ergebnisse zum Verhalten des laminar-turbulenten Umschlags an rotierenden Blättern über dem Anstellwinkel, aus MCCROSKY [103].

Das beobachtete Umschlagsverhalten an den Rotorblättern wurde hauptsächlich durch den Druckgradienten in Sehnenrichtung bestimmt und glich dem eines zwei-dimensionalen Profils. Diese Erkenntnis bestätigen DWYER UND MCCROSKY [43] durch begleitende theoretische Studien. Der Verlauf der gemessenen Stromlinien entsprach dem Verlauf der potential-theoretischen Umströmung und ähnelte somit der eines schiebenden Flügels unendlicher Streckung.

ROHARDT [133] bestimmte die Lage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags an operativen Rotorblättern im Rahmen von Schwebeflugversuchen mit dem BO 105 Hubschrauber des DLR. Die Umschlagslagen wurden auf der äußeren Blatthälfte der Ober- und Unterseite mit Hilfe von Acenaphthen-Anstrichbildern sichtbar gemacht (s.

Bild 2.11). Es wurden erhebliche laminare Lauflängen am Rotorblatt festgestellt, trotz des angebrachten Erosionsschutzes und der hohen Oberflächenrauigkeit im Bereich der Blattvorderkante. Die laminaren Lauflängen erstreckten sich auf der Oberseite bis zu ca. 20% der Profilschneidlänge, auf der Unterseite bis zu ca. 70%. Mit Zunahme der Reynoldszahl in radialer Richtung wurde eine Verkürzung der laminaren Lauflänge beobachtet. Nahe der Rotorblattspitze verlagerten sich die Umschlagspositionen auf der Ober- und Unterseite näher in Richtung der Blattvorderkante. Im Rahmen der Untersuchungen wurde eine Nachrechnung der Umschlagslagen mittels eines zweidimensionalen Grenzschichtverfahrens nach WALZ [180] durchgeführt. Die berechneten Umschlagslagen ergeben eine tendenzmäßig gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Umschlagslagen, mit größeren Abweichungen im Bereich der Blattspitze.

BEAUMIER ET AL. [11] berichten von Messungen des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags am Rotorblatt eines Dauphin Hubschraubers. Die Messungen wurden während Schwebeflugversuchen mittels Acenaphthen-Anstrichbildern vorgenommen. Auf der äußeren Blatthälfte wurden auf der Oberseite laminare Lauflängen bis ca. 25% der Profiltiefe festgestellt, auf der Unterseite bis zu 75% der Profiltiefe. Die laminaren Lauflängen verkürzten sich mit zunehmendem Blattradius. Das Umschlagsverhalten zeigte somit starke Ähnlichkeit zu dem von ROHARDT [133] beobachteten Umschlagsverhalten an den Blättern des DLR BO 105 Hubschraubers.

WADCOCK ET AL. [179] beobachteten erhebliche laminare Lauflängen auf der Blattoberseite eines XV-15 Kipprotors mittels Messung der Oberflächenreibung (Ölfilm-Interferometrie). Bei geringem Blattanstellwinkel erstreckte sich die laminare Grenzschicht im Schwebeflug bis ca. 40% der Profiltiefe. Mit Erhöhung des Blattanstellwinkels verkürzt sich die laminare Lauflänge auf ca. 10% der Profiltiefe. An der Blattoberseite wurde im Bereich der Vorderkante das Auftreten von laminaren Ablöseblasen festgestellt.

Auch BARLA ET AL. [9] untersuchen die Grenzschicht auf der Blattoberseite eines Kipprotors. Im Bereich der Blattwurzel werden hierbei Geschwindigkeitsprofile in Sehnen- und Radialrichtung mittels Laser-Doppler-Anemometrie vermessen. Bei erhöhtem Kollektivwinkel wurde eine laminare Grenzschicht entlang des vorderen Drittels der Profilkontur festgestellt. Die gemessenen laminaren Geschwindigkeitsprofile der Sehnenrichtung wurden erfolgreich mit den theoretischen Geschwindigkeitsprofilen nach BLASIUS UND POHLHAUSEN [119] verglichen.

HEINECK ET AL. [62] untersuchten die laminaren Lauflängen an einem Modellrotor im Schwebeflug mittels Thermographie bei geringer Reynoldszahl. Im betrachteten äusseren Blattbereich werden erhebliche laminare Lauflängen detektiert, die sich mit zunehmendem effektivem Anstellwinkel stark verkürzten.

RICHTER UND SCHÜLEIN [131] nutzten die Infrarot-Thermographie zur Bestimmung der Umschlagslagen am Blatt eines BO105-Modellrotors sowie an den Rotoren zweier DLR-Hubschrauber des Typ BO105 und EC135. Die Messungen wurden jeweils auf der Blattoberseite bei geringen Anstellwinkeln vorgenommen. Die Hubschrauber befanden sich im Standlauf am Boden, teilweise ohne Schuberzeugung. Am Modellrotor wanderte die Umschlagslage im äusseren Blattbereich mit zunehmender Reynoldszahl stromauf. Dieser Effekt konnte ebenfalls entlang des gesamten Blattes beider Hubschrauber beobachtet werden. Bei leichter Erhöhung des kollektiven Steuerwinkels schwächte sich der Effekt ab und die Umschlagslage befand sich in der Nähe der Vorderkante.

### 2.3.2.2 Rotor im Vorwärtsflug

CROZIER [32] sowie SÉMÉZIS UND BEAUMIER [154] untersuchten im Rahmen von Windkanalversuchen den laminar-turbulenten Grenzschichtzustand an einem vierblättrigen 7A(D)-Modellrotor im Vorwärtsflug. Hierzu wurden Heißfilme im äußeren Drittel der Blätter eingesetzt, um den Zustand der Grenzschicht zu detektieren. Im vorlaufenden Rotorbereich wurde auf der Blattoberseite eine laminare Grenzschicht nahe der Vorderkante beobachtet. Auf der rücklaufenden Seite änderte sich der Grenzschichtzustand von laminar zu turbulent aufgrund des Druckanstiegs im Bereich der Vorderkante. Eine Erhöhung des Rotorschubes führte zu einer Verkleinerung des Azimutbereiches, innerhalb dessen laminare Strömung auf der Blattoberseite existiert. Für den überwiegenden Teil einer Rotorumdrehung wurde auf der Unterseite eine laminare Grenzschicht nahe der Vorderkante detektiert. Auf der rücklaufenden Seite erstreckte sich die laminare Grenzschicht teilweise bis zur Hinterkante. Im zweiten Rotorquadranten der vorlaufenden Seite wurde die Grenzschicht auf der Unterseite als turbulent detektiert. Bei erhöhten Fortschrittsgraden kam es im vorlaufenden Rotorbereich zur Bildung von Verdichtungsstößen, die einen turbulenten Grenzschichtzustand aufgrund von Stoß-Grenzschicht-Interaktion hervorrief.

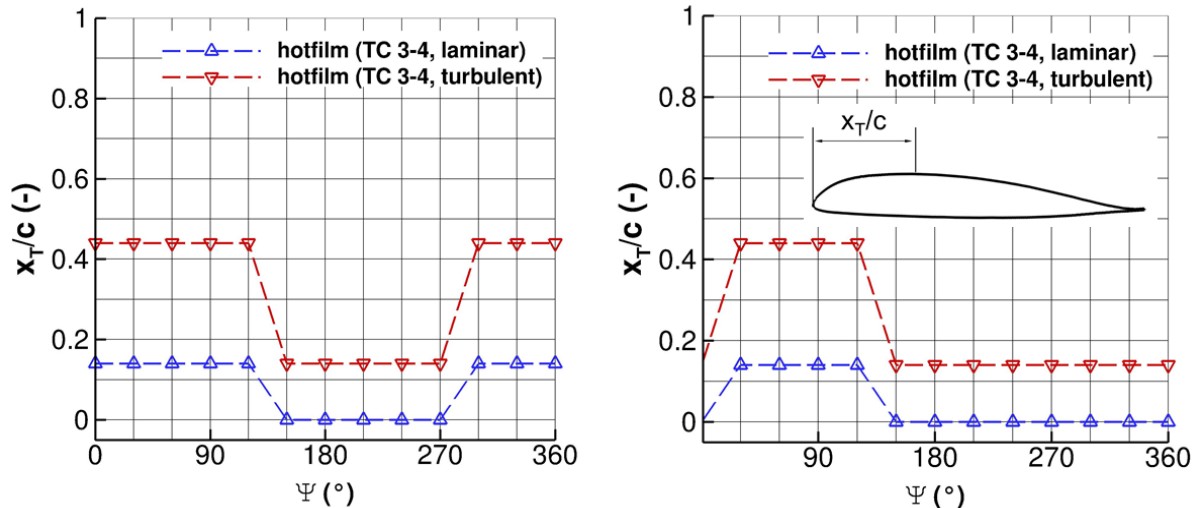
Im Rahmen des GOAHEAD Projektes (PAHLKE [115], SCHWARZ UND PAHLKE [148]) wurde eine Mach-skalierte Gesamthubschrauberkonfiguration umfangreichen Windkanaltests unterzogen (vgl. Bild 2.13), mit dem Ziel, eine Datenbasis zur Validierung Fluid-Struktur gekoppelter Strömungssimulationen zu schaffen.



**Bild 2.13:** Mach-skalierte Gesamthubschrauberkonfiguration der GOAHEAD Messkampagne mit 7AD Hauptrotor im Windkanal DNW-LLF, Photo aus SCHWARZ UND PAHLKE [148].

Im Rahmen der GOAHEAD Messkampagne wurde der Grenzschichtzustand am vierblättrigen 7AD-Rotor mittels Heißfilmen bestimmt. Während des simulierten Vorwärtsflugs wurde hierzu insbesondere der Aussenbereich der Blattoberseite betrachtet. Anhand der Heißfilmpositionen bei  $x/c \sim 17\%$  und  $x/c \sim 45\%$ , konnte somit der Grenzschichtzustand abschnittsweise entlang des jeweiligen Profilschnittes als laminar oder turbulent bestimmt werden (s. Bild 2.14). Auf der vorlaufenden Rotorseite zeigte sich eine laminare Grenzschichtströmung im vorderen Profilbereich. Auf der

rücklaufenden Rotorseite wurde eine überwiegend turbulente Grenzschichtströmung an der Profilvorderkante festgestellt. Mit zunehmendem Fortschrittgrad verkleinerte sich auf der vorlaufenden Rotorkreisfläche der Azimutbereich mit laminarer Profilumströmung.



**Bild 2.14:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug – Örtlicher Zustand der Grenzschicht auf der Blattoberseite während einer Rotorumdrehung (links:  $r/R = 60\%$ , rechts:  $r/R = 80\%$ ), GOAHEAD Heißfilmmessung, ( $\mu=0,33$ ;  $M=0,2$ ;  $Re_{TIP}=2,0$  Millionen).

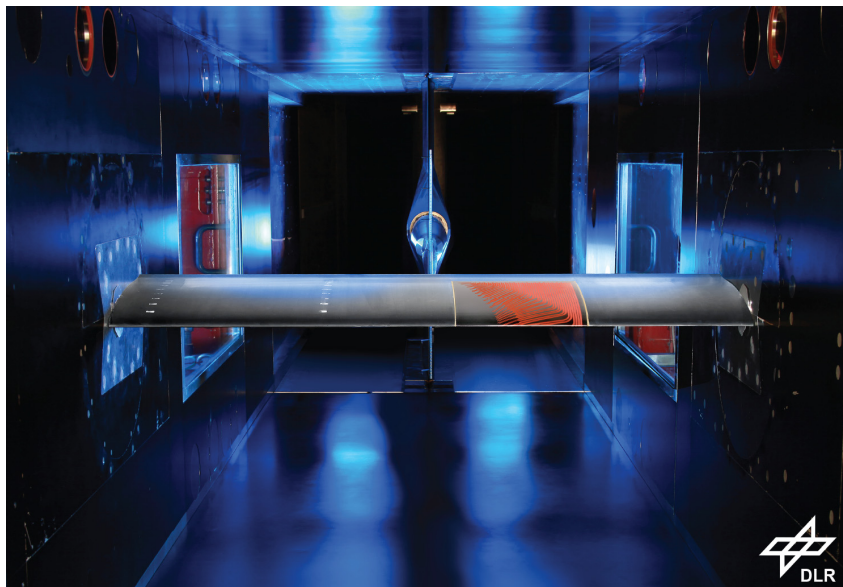
### 2.3.2.3 Schwingendes Hubschrauberprofil

LORBER UND CARTA [95] studierten das laminar-turbulente Umschlagsverhalten an einem Rotorblattspitzenmodell unter stationären und instationären Strömungsbedingungen. Die Windkanalbedingungen ähnelten hierbei den Anströmungsbedingungen an einem vor- und rücklaufenden Rotorblatt. Die Profilierung der Blattspitze entsprach einem Hubschrauberprofil mit einer relativen Dicke von 9% (SSC-A09). Die Oberseite wurde zur Umschlagsmessung mit Heißfilmen ausgestattet. Es wurden insbesondere die Einflüsse der Machzahl, des Schiebewinkels und der Nickbewegung auf das Umschlagsverhalten untersucht. Im Bereich geringer Anstellwinkel erfolgte der laminar-turbulente Umschlag im vorderen Drittel der Profilkontur über eine Tollmien-Schlichting Instabilität. Bei hohen Anstellwinkeln fand der Umschlag im Bereich der Vorderkante hinter dem Ort des Druckminimums statt. Mit steigender Machzahl verlagerte sich die Umschlagslage zunehmend zur Vorderkante. Ein Verdichtungsstoß aufgrund hoher Übergeschwindigkeiten führte zum laminar-turbulenten Grenzschichtumschlag am Ende des Überschallgebietes. Schiebewinkel bis zu  $30^\circ$  zeigten keinen erheblichen Einfluss auf die gemessenen Umschlagslagen.

Aktuelle Windkanalmessungen von RICHTER ET AL. [129], [130] untersuchten den Einfluss der instationären Strömung auf den laminar-turbulenten Grenzschichtumschlag an einem modernen Hubschrauberprofil (vgl. Bild 2.15). Die Versuchsbedingungen im DNW-TWG repräsentierten die Anströmungsbedingungen eines rücklaufenden Rotorblattes. Das Hubschrauberprofil wies eine relative Dicke von 9% auf. Ober- und Unterseite wurden mit Heißfilmen und Drucksensoren instrumentiert, um die Umschlagslagen zu bestimmen. Es wurden Nickschwingungen um die Viertellinie bei hohen mittleren Anstellwinkeln und variierenden Amplituden durchgeführt. Betrachtet



wurden Strömungsfälle unter anliegender Strömung und dynamischen Abreißverhalten (engl.: dynamic stall). Auf der Unterseite erfolgte der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag für alle untersuchten Fälle nahe der Hinterkante und war somit unabhängig von der Anströmungsgeschwindigkeit oder der Schwingungsamplitude. Auf der Profiloberseite schwankte der Grenzschichtumschlag abhängig vom Anstellwinkel generell zwischen  $x/c=50\%$  der Sehrentiefe und der Profilvorderkante. Bei anliegender Strömung verhielt sich die Verlagerung der laminaren Strömungsablösung während der Anstellwinkel-schwingung überwiegend linear und symmetrisch. Die Totzeit zwischen der Anstellwinkeländerung und der Umschlagslage war konstant. Mit zunehmender Schwingungsamplitude verstärkte sich die Hysterese der laminar-turbulenten Umschlagslage. Eine aufnickende Bewegung stabilisierte die Ausbildung der laminaren Grenzschicht aufgrund eines abgeschwächten Druckgradienten im Profilnasenbereich. Eine abnickende Bewegung zeigte dementsprechend eine destabilisierende Wirkung auf die laminare Grenzschicht aufgrund einer Druckerhöhung. Laminare Ablöseblasen wurden nicht beobachtet. Die laminare Lauflänge auf der Profiloberseite verkürzte sich mit zunehmender Mach- und Reynoldszahl. Verdichtungsstöße bei hohen Machzahlen und Anstellwinkeln führten zum laminar-turbulenten Grenzschichtumschlag über eine laminare Ablöseblase.



**Bild 2.15:** Modell des EDI-M109 Hubschrauberprofils in der Messtrecke des DNW-TWG (Blickrichtung stromab des Kanals), Photo aus RICHTER ET AL. [130].

## 2.4 Schlussfolgerungen für die Näherungsmethodik

Basierend auf den theoretischen und experimentellen Erkenntnissen in der Literatur (s. Kapitel 2.3) sowie der Ermittlung relevanter Grenzschichtinstabilitäten (s. Kapitel 2.2), fasst Tabelle 2.1 die maßgeblichen Einflussgrößen auf die laminare Blattgrenzschicht für den allgemeinen Fall des Vorwärtsfluges zusammen.

**Tabelle 2.1:** Zusammenstellung potentieller Einflussfaktoren auf die laminare Grenzschicht (s. Kapitel 2.3) und auf Grenzschichtinstabilitäten (s. Kapitel 2.2) am Hubschrauberrotor.

Strömungsbedingung am Rotor	Effekt auf laminare (Rotor-)Grenzschicht	Effekt auf Grenzschichtinstabilitäten				
		TSI	LS	BYP	QSI	ALT/K
Reynoldszahleffekt	de-/stabilisierend	●	○	○	○	○
Druckgradient (in-/stationär)	de-/stabilisierend lokale Kompressibilität	●	●	○	○	○
Schräganströmung	Querströmung	-	-	-	●	●
Blatt-Wirbel Interaktion	Turbulenzeintragung Druckverteilung	(●)	●	(●)	k.A.	(○)
Turbulenzgrad im Blattnachlauf	destabilisierend	●	k.A.	●	(○)	k.A.
Kompreßibilität	destabilisierend Stosswechselwirkung	○	●	k.A.	○	k.A.
Rückanströmung	Grenzschichtablösung	(●)	(●)	-	-	-
Rotationskräfte ( $r/R < 0,4$ )	lokale Stabilisierung durch Corioliskraft	k.A.	○	k.A.	k.A.	k.A.
Oszillation von Anströmung und Schiebewinkel	de-/stabilisierend bei Gleichdruck	k.A.	○	k.A.	k.A.	k.A.

TSI: Tollmien-Schlichting Instabilität, LS: laminare Ablösung, QSI: Querströmungsinstabilität, ALT: Anlegelinientransition, ALK: Anlegelinienkontamination, BYP: Bypass-Instabilität  
Beeinflussung: ● maßgeblich, ○ unterstützend, ( ) möglich, k.A.: keine Angabe möglich

Hinsichtlich einer *Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags* werden dementsprechend die folgenden Instabilitätsmechanismen als relevant erachtet:

- *Tollmien-Schlichting Instabilitäten (TSI):* Es handelt sich um den primären Instabilitätsmechanismus bei Grenzschichtströmungen und ist daher grundsätzlich auch an Rotorblättern zu erwarten. Das Auftreten wird durch eine hohe Schwankung der Reynoldszahl über der Rotorkreisfläche begünstigt (s. Bild 2.1), sowie entlang der Profilkontur in Gebieten mit ansteigenden Druckgradienten. Ein erhöhter Turbulenzgrad in der Anströmung führt zu einer Verstärkung der Anfachung.
- *Laminare Ablöseblasen:* Aufgrund der stark verzögerten Strömung im Nasenbereich von Hubschrauberprofilen kann es grundsätzlich zur Bildung laminarer Ablöseblasen kommen. Im Experiment wurde das Auftreten laminarer Ablöseblasen an rotierenden Blättern beispielsweise von VELKOFF ET AL. [176] nachgewiesen. Im Bereich der Rotorblattspitze ist mit Stoß-induzierter Grenzschichtablösung aufgrund des Kompressibilitätseinflusses im Vorwärtsflug zu

rechnen. Oszillierende Anströmung und Rotation können die Position der laminaren Ablösung beeinflussen. Diese Effekte sind jedoch auf Regionen nahe der Rotationsachse oder auf schwach beschleunigte Strömungen begrenzt. Für die zu untersuchenden Strömungen am Hubschrauberrotor im Schweben- und Vorwärtsflug sind diese Bedingungen überwiegend nicht erfüllt und werden daher nicht gesondert berücksichtigt.

- *Querströmungsinstabilitäten (QSI)*: Im Vorwärtsflug führt die Überlagerung der Rotations- und Translationsgeschwindigkeit zu erheblicher Schräganströmung am Rotorblatt. Es kommt somit zum Auftreten hoher Schräganströmwinkel über der Rotorkreisfläche, bei gleichzeitig moderaten Reynoldszahlen. Aufgrund der nachgewiesenen Ähnlichkeit der laminaren Grenzschicht am Rotorblatt zu der eines schiebenden Flügels unendlicher Streckung ist das Auftreten von Querströmungsinstabilitäten, wie typischerweise an gepfeilten Flügeln beobachtet, für das Rotorblatt prinzipiell mit zu berücksichtigen.
- *Erhöhte Freistromturbulenz, Bypassstransition (BYP)*: Abhängig vom Flugzustand des Hubschrauberrotors kann es am Rotorblatt zur Interaktion mit dem Nachlauf und Wirbel eines vorauslaufenden Blattes kommen. Auch der Nachlauf des Rotormastes ist hierbei zu berücksichtigen. Im Gegensatz zum Starrflügler kann daher nicht von einer ungestörten Anströmung ausgegangen werden, sondern es ist mit potentiell erhöhten Turbulenzgraden in der Anströmung zu rechnen. Im Falle hoher Anströmturbulenzgrade ( $Tu > 1,5\%$ ) ist daher mit dem Auftreten von Bypass-Instabilitäten zu rechnen.
- *Anlegelinientransition (ALT)*: Entlang der Anlegelinie einer gepfeilten Vorderkante kann durch die Beaufschlagung mit turbulenter Strömung die laminare Grenzschicht verfrüht in den turbulenten Zustand umschlagen. Für einen Hubschrauberrotor im Vorwärtsflug sind an der Blattvorderkante derartige Interaktionen des turbulenten Nachlaufs unter gleichzeitiger Schräganströmung möglich. Die Möglichkeit der Kontamination der Anlegelinie ist daher gegeben und in die Umschlagsvorhersage mit einzubeziehen.
- *Rückströmgebiete nahe der Blattwurzel*: Im Fall des Vorwärtsfluges kommt es auf der rücklaufenden Seite des Rotors nahe der Blattwurzel zur Umströmung aus Richtung der Hinterkante (s. Bild 2.1). Da diese Art der Anströmung keinem aerodynamisch sinnvollen Betriebszustand entspricht, wird die Grenzschichtströmung für diesen Fall der Rückanströmung als vollturbulent angenommen.

Hinsichtlich einer *näherungsweise Berechnung der laminaren Grenzschicht* an Hubschrauberrotoren werden die folgenden, wesentlichen Erkenntnisse für den Fall des Schweben- und Vorwärtsfluges festgehalten.

Im Schwebeflug, im äußeren Blattbereich ( $z/c > 6$ ):

- gleicht die Strömung in Sehnenrichtung hinsichtlich der Massen- und Impulserhaltung einem zweidimensionalen Grenzschichtproblem mit der Anströmungskomponente normal zur Vorderkante;

- ist die Strömung in Richtung der Profelsehne unabhängig von der Strömung in Radialrichtung, analog dem Strömungsfall des schiebenden Flügels unendlicher Streckung;
- hat die Rotation an einem Rotorblatt hoher Streckung keinen relevanten Einfluss auf die Grenzschichtentwicklung in Sehnenrichtung, da der Einfluss der Zentrifugal- und Corioliskraft mit  $(c/z)^2$  abnimmt;
- gleicht die laminare Ablöselinie bei stationärer Rotation der einer zweidimensionalen Grenzschichtströmung und ist somit unabhängig von den Rotationskräften.

Nahe der Rotationsachse ( $z/c < 6$ ) können Zentrifugal- und Corioliskräfte einen stabilisierenden Einfluss auf das Ablöseverhalten der laminaren Grenzschichtströmung haben (McCROSKY UND DWYER [104]). Mit Blick auf die Leistungsvorhersage für Hubschrauberrotoren kann dieser Effekt jedoch als vernachlässigbar betrachtet werden, da der Blattwurzelbereich ( $r/R < 0,2 \sim z/c < 4$ ) an ausgeführten Hubschrauberrotoren meist keine aerodynamisch wirksame Profilgebung aufweist und somit nicht den Gesetzmäßigkeiten einer laminaren Profilmströmung genügt.

Für den Fall des Vorwärtsflugs

- ähnelt die Grenzschicht am Rotorblatt der an einem gepfeilten Flügel aufgrund der Schräganströmung an der Blattvorderkante; die Rotationseinflüsse auf die radialen Geschwindigkeitsprofile werden generell als gering eingestuft, wie die numerischen Untersuchungen von McCROSKY UND YAGGY [105] sowie DWYER UND McCROSKY [43] darlegen;
- kann das instationäre Grenzschichtproblem auf die quasi-stationäre Grenzschichtbetrachtung eines Rotors im Schwebeflug reduziert werden, wie von McCROSKY UND YAGGY [105] hergeleitet;
- kann die auftretende Schräganströmung berücksichtigt werden, indem die Profilmströmung am Grenzschichttrand mit der azimutabhängigen Schräganströmung überlagert wird, unter der Annahme kleiner spannweitiger Strömungskomponenten und der Berücksichtigung instationärer Effekte der Größenordnung  $1/\Omega$ .

Generell dominiert für moderate Anstellwinkel der Einfluss des Druckgradienten in Richtung der Profelsehne deutlich die instationären oder rotationsbedingten Einflüsse auf die Grenzschicht. Diese Erkenntnis wird durch Experimente nach McCROSKY [103] bestätigt, wobei die gemessenen Positionen der laminaren Ablösung mit zweidimensionalen Grenzschichtrechnungen übereinstimmen. Bei geringen Anstellwinkeln kann die oszillierende Anströmung sowohl eine Stärkung als auch eine Schwächung des laminaren Ablöseverhaltens bewirken.

### 3 Methodik zur näherungsweise Berechnung der laminaren Grenzschicht und des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlages am rotierenden Blatt

Um den laminar-turbulenten Grenzschichtumschlag an Hubschrauberrotoren approximativ vorherzusagen, wird basierend auf den in Kapitel 2.4 abgeleiteten Schlussfolgerungen der folgende Ansatz gewählt:

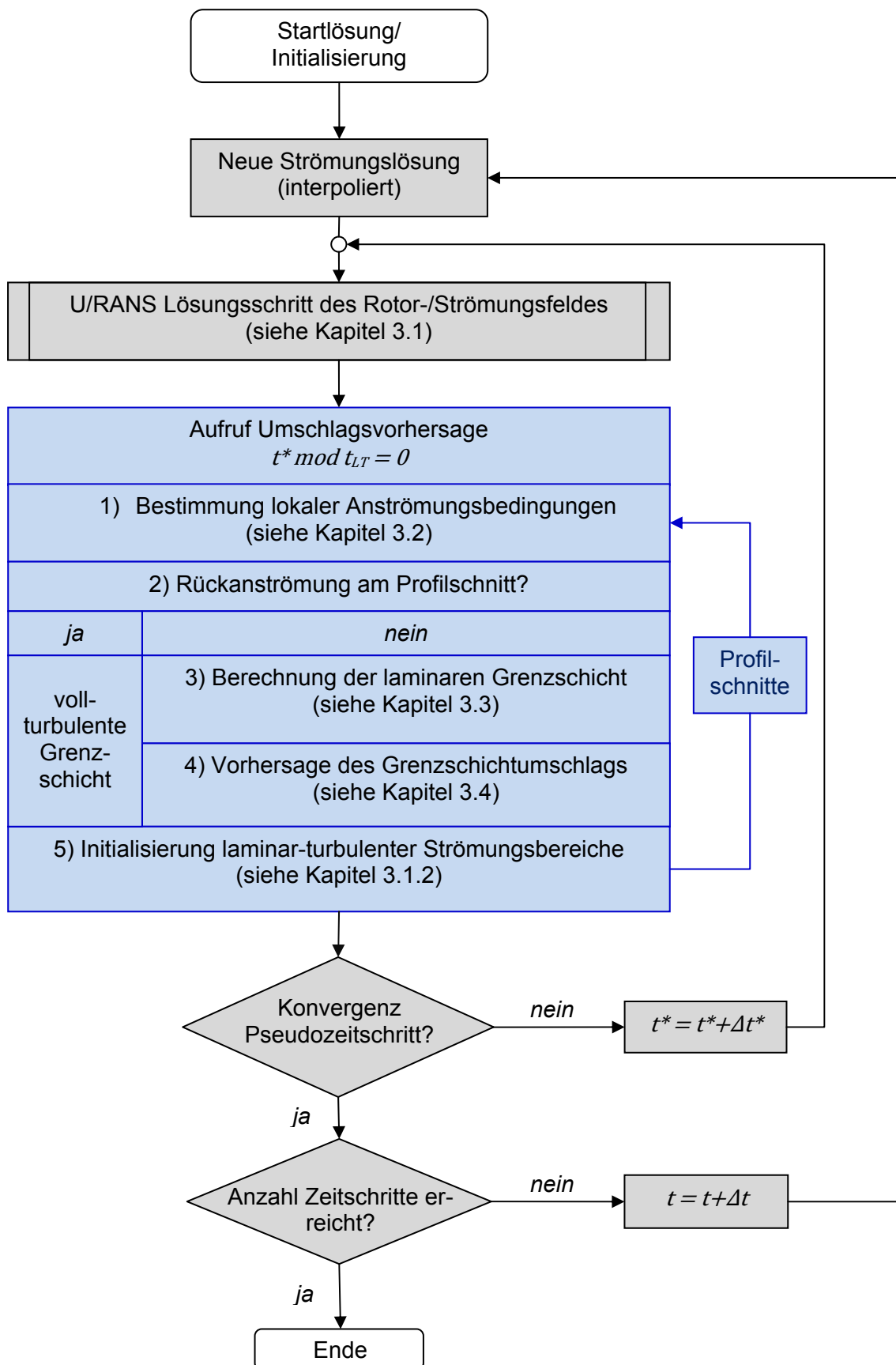
- Berechnung des instationären, reibungsbehafteten Rotorströmungsfeldes mittels eines *URANS-Verfahrens*
- Approximative Berechnung der laminaren Grenzschicht am Rotorblatt unter Annahme einer quasi-stationären Strömung:
  - in Richtung der Profillehne mittels eines *Integralverfahrens* nach SCHLICHTING [142] mit zusätzlicher Kompressibilitätskorrektur nach Walz [180]
  - in Querströmungsrichtung anhand Integration eines *Polynomansatzes für rotierende Geschwindigkeitsprofile* nach BLASER UND VELKOFF [18]
- Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlages am Rotorblatt mittels *empirischer Kriterien* (s. Kapitel 3.4)

Zur Simulation des Rotorströmungsfeldes wird das volumenbasierte U/RANS-Verfahren FLOWer des DLR eingesetzt. Hiermit werden insbesondere die instationären Anströmungsbedingungen, Druckverteilungen und Wandschubspannungen an den Rotorblättern hochgenau berechnet, unter zusätzlicher Berücksichtigung der komplexen Blattbewegung. Die FLOWer Methode wird in Kapitel 3.1 beschrieben.

Die Berechnung der laminaren Grenzschichtgrößen am Rotorblatt wird in Kapitel 3.3 dargestellt. Sie erfolgt separat in Richtung der Profillehne und in Querströmungsrichtung aufgrund der aufgezeigten Entkoppelung der Grenzschichtgleichungen in Kapitel 2.3.1.2. In Richtung der Profillehne wird das zweidimensionale Integralverfahren nach SCHLICHTING [142] verwendet. Da das Verfahren auf Hartee-Profilen (HARTREE [61]) basiert, ist die Grenzschichtrechnung selbst in stark beschleunigter und verzögerter Strömung möglich. Die Kenntniss der Grenzschichtdicke ist für das Integralverfahren nicht erforderlich. Eine Kompressibilitätskorrektur nach WALZ [180] berücksichtigt des Weiteren den Einfluss schallnaher Strömung auf die Grenzschichtlösung des Integralverfahrens.

In Querströmungsrichtung wird die laminare Geschwindigkeitsverteilung mittels eines Polynomansatzes für rotierende, inkompressible Geschwindigkeitsprofile nach BLASER UND VELKOFF [18] bestimmt. Eine Kompressibilitätskorrektur erfolgt im Rahmen des empirischen Kriteriums für Querströmungsinstabilitäten. Die Berechnung der Querströmungsverteilung erfordert die Kenntniss der Grenzschichtdicke, welche im Rahmen der Anbindung des Polynomansatzes an die Lösung des Integralverfahrens berechnet wird.

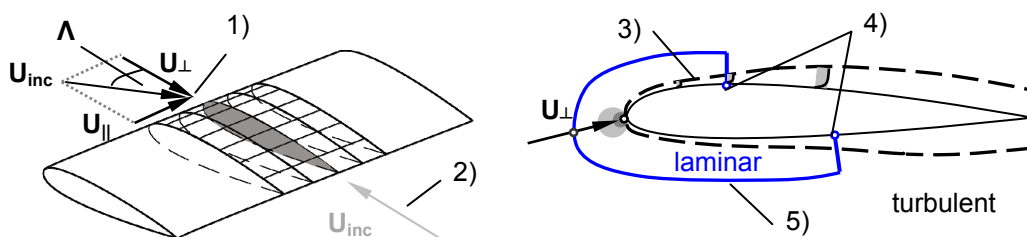
Die Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlages erfolgt mittels empirischer Kriterien. Diese erlauben eine schnelle und genaue Umschlagsvorhersage, wobei jeder Instabilitätsmechanismus durch ein separates Kriterium abgebildet wird. Somit ist eine gezielte Identifikation einzelner Instabilitätsmechanismen möglich, sowie die Auswirkung auf die erforderliche Rotorleistung.



**Bild 3.1:** Ablaufdiagramm der Methode zur näherungsweise Vorhersage des laminar-turbulenten Strömungsumschlags an Hubschrauberrotoren im Rahmen des U/RANS Verfahrens FLOWer.

Die näherungsweise Vorhersagemethode wird in das U/RANS-Verfahren FLOWer implementiert und ist somit Teil der iterativen Strömungslösung. Ein hinsichtlich der Rechenzeit ineffizienter Ein- und Auslesevorgang von Dateien wird hierdurch vermieden. Bild 3.1 zeigt das Ablaufschema einer instationären Strömungssimulation für einen Hubschrauberrotor im Vorwärtsflug mit Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags anhand der approximativen Methode.

Das URANS-Verfahren FLOWer berechnet die örtliche und zeitliche Veränderung der Rotorströmung (s. Kapitel 3.1) für eine betrachtete Zeitspanne. Die Zeitspanne wird in physikalische Zeitschritte  $\Delta t$  unterteilt. Für Rotorsimulationen ist es gängige Praxis, die Zeitschritte analog zu einer Rotordrehung um  $\Delta\psi=1^\circ$  oder  $\Delta\psi=0,5^\circ$  anzunehmen. Zu Beginn der Strömungssimulation wird das Strömungsfeld mit den Werten einer ungestörten Fernfeldströmung oder eines zuvor berechneten Strömungszustandes initialisiert. Die Veränderung der Strömungsgrößen für einen neuen Zeitschritt  $\Delta t$  wird zunächst linear interpoliert und anschließend mittels eines mehrstufigen numerischen Lösungsverfahrens berechnet (s. Kapitel 3.1.3). Innerhalb des physikalischen Zeitschrittes  $\Delta t$  wird die Strömungslösung als quasi-stationär betrachtet und iterativ verbessert. Die iterative Verbesserung erfolgt anhand der Berechnung von Pseudozeitschritten  $\Delta t^*$  (inneren Iterationen) bis entweder eine gewünschte Konvergenz oder eine maximale Schrittanzahl erreicht ist.



**Bild 3.2:** Grundlegende Ablaufschritte der Methode zur approximativen Umschlagsvorhersage am Profilschnitt eines Rotorblattes: 1) Bestimmung lokaler Anströmungsbedingungen, 2) Detektion von Rückanströmung, 3) Berechnung der laminaren Grenzschicht, 4) Vorhersage des laminar-turbulenten Strömungsumschlags, 5) Initialisierung laminar-turbulenter Strömungsbereiche.

Die laminar-turbulente Umschlagsvorhersage erfolgt innerhalb der Pseudozeitschritte  $\Delta t^*$ . Pro Pseudozeitschritt werden zwei gleichverteilte Vorhersageaufrufe durchgeführt, wobei der erste zur Hälfte und der zweite am Ende eines Pseudozeitschrittes erfolgt, siehe hierzu auch die Untersuchung von SCHUCH [147]. Die grundlegenden Ablaufschritte der Umschlagsvorhersage sind in Bild 3.2 hervorgehoben. Bei Aufruf der Umschlagsvorhersage werden die Oberflächenkoordinaten der Rotorblätter sowie die wandnahen Strömungsdaten des aktuellen Lösungsschrittes aus der URANS-Feldlösung extrahiert. Die Anzahl der zu extrahierenden Ebenen wird vom Benutzer anhand einer Punktzahl in wandnormaler Richtung vorgegeben. Anhand der extrahierten Strömungsdaten werden an jedem Profilschnitt eines Blattes die lokalen Anströmungsbedingungen und die Staupunktlage ermittelt (s. Kapitel 3.2). Fällt die Staupunktlage außerhalb einer vorgegebenen Toleranz an einer Profilvorderkante, so wird am betroffenen Profilschnitt von Rückströmung ausgegangen. In diesem Fall wird die Profilströmung als vollturbulent angenommen.

Liegt die Staupunktlage innerhalb der vorgeschriebenen Toleranz an der Vorderkante, so werden die laminaren Grenzschichtgrößen approximativ berechnet (s. Kapitel

3.3). Die Grenzschichtgrößen werden von empirischen Kriterien hinsichtlich unterschiedlicher Instabilitäten ausgewertet und die zugehörigen Umschlagslagen auf der Ober- und Unterseite des Profilschnittes bestimmt (s. Kapitel 3.4). Die am weitesten stromauf liegende Umschlagslage am Profilschnitt definiert die effektive Umschlagslage. Basierend auf den effektiven Umschlagslagen wird innerhalb des Rechennetzes eine Zone generiert (vgl. Bild 3.2). Im Inneren der Zone wird die Strömungslösung als laminar initialisiert, d.h. der Produktionsterm des Wirbelviskositätsmodells wird deaktiviert (s. Kapitel 3.1.2). Außerhalb der Zone erfolgt die Strömungslösung unter normaler Verwendung des Wirbelviskositätsmodells. Die Zonenhöhe wird vom Benutzer anhand einer Anzahl wandnormaler Netzpunkte definiert und ist identisch zu der Anzahl der Extraktionsebenen der Strömungsdaten. Die Schritte eins bis fünf der Umschlagsvorhersage in Bild 3.1 werden für die Profilschnitte aller Rotorblätter durchlaufen. Danach wird die Lösung des Strömungsfeldes fortgesetzt.

Die URANS-Simulation endet, wenn ein Abbruchkriterium für die inneren oder äußeren Iterationen des Strömungslösers erfüllt ist, wie beispielsweise das Erreichen eines vorgegebenen Grenzwertes für das Dichte-Residuum.

### **3.1 Berechnung der instationären, reibungsbehafteten Umströmung**

Zur Berechnung der instationären, reibungsbehafteten Rotorströmung wird das volumenbasierte Lösungsverfahren FLOWer des DLR verwendet. Dieses Verfahren basiert auf den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen unter Annahme eines Newtonischen Fluides und des Wirbelviskositätsansatzes nach Boussinesq (BLAZEK [20]). Im Folgenden werden die Grundgleichungen der Hauptströmung im rotierenden System beschrieben. Die Schließungsbedingung für laminar-turbulente Strömung wird aufgrund ihrer Bedeutung zur Abbildung des laminar-turbulenten Strömungsumschlags dargestellt.

#### **3.1.1 Grundgleichungen der Hauptströmung**

Die Position eines Strömungsteilchens in einem körperfesten Koordinatensystem ( $k$ ) ergibt sich nach Bild 3.3 aus der Differenz des Ortsvektors im Inertialsystem ( $0$ ) und des Koordinatenursprungs des körperfesten Systems:

$$\vec{r}_k = \vec{r} - \vec{r}_0 \quad (3.1)$$

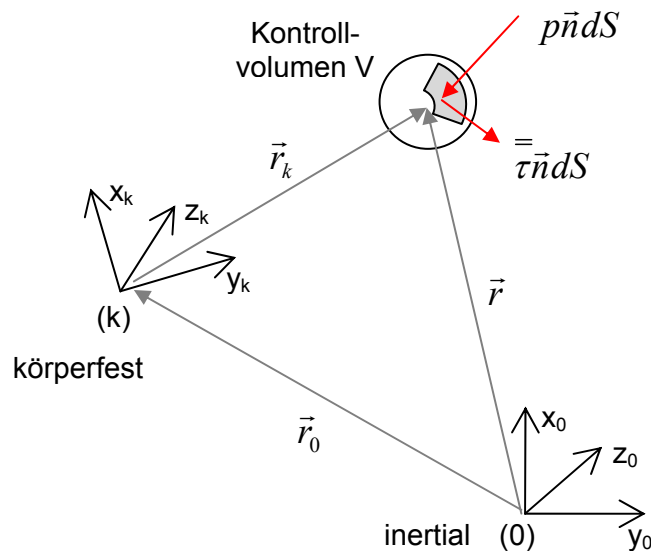
Analog der Ortsbeschreibung ergibt sich die Geschwindigkeit  $\vec{q}_k$  des Strömungsteilchens im körperfesten System aus der Differenz von Absolutgeschwindigkeit  $\vec{q}$  und der Geschwindigkeit des körperfesten Koordinatensystems  $\vec{q}_b$ :

$$\vec{q}_k = \vec{q} - \vec{q}_b \quad (3.2)$$



Das körperfeste Koordinatensystem bewegt sich hierbei gegenüber dem Inertialsystem sowohl mit der Translationsgeschwindigkeit  $\vec{q}_0$  als auch mit einer Rotationsgeschwindigkeit  $\vec{\omega}$ :

$$\vec{q}_b = \vec{q}_0 + \vec{\omega} \times \vec{r}_k \quad (3.3)$$



**Bild 3.3:** Position des Kontrollvolumens  $V$  in einem inertialen (0) bzw. körperfesten Koordinatensystem (k); Druck- und Schubkraftvektor der Strömung am Flächenelement  $dS$ .

Unter Berücksichtigung der vorgenommenen Aufteilung der Geschwindigkeitskomponenten können die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen von einem ruhenden in ein bewegtes Koordinatensystem transformiert werden. Eine Beschreibung dieses Vorgehens findet sich beispielsweise bei SCHÖLL [145]. Demnach ergibt sich das Gleichungssystem der Navier-Stokes Gleichungen in integraler Form wie folgt:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \vec{W} dV + \oint_{dV} (\vec{F}_C - \vec{F}_V - \vec{W} \cdot \vec{q}_b) \vec{n} dS = \int_V \vec{G} dV \quad (3.4)$$

Der Vektor  $\vec{W}$  beinhaltet die Reynolds-gemittelten konservativen Variablen, die den Zustand der Strömung beschreiben. Dazu zählen die Luftdichte  $\rho$ , die kartesischen Strömungsgeschwindigkeiten  $u, v, w$  im Absolutsystem und die totale spezifische Energie  $E$ :

$$\vec{W} = [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho w \quad \rho E]^T \quad (3.5)$$

Der Vektor  $\vec{F}_C$  beschreibt die konvektiven Flüsse, die bei reibungsfreier Strömung auftreten:

$$\vec{F}_C = \begin{bmatrix} \rho \vec{q} \\ \rho u \vec{q} + \vec{i}_x p \\ \rho v \vec{q} + \vec{i}_y p \\ \rho w \vec{q} + \vec{i}_z p \\ \rho H \vec{q} \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

Hierbei bezeichnet der Geschwindigkeitsvektor  $\vec{q} = [u, v, w]^T$  die Absolutgeschwindigkeit,  $p$  den Luftdruck und  $\vec{i}$  den kartesischen Einheitsvektor. Für die totale spezifische Enthalpie  $H$  gilt:

$$H = E + \frac{p}{q} \quad (3.7)$$

mit:

$$E = e + \frac{1}{2} \vec{q}^2 + k \quad (3.8)$$

Die spezifische turbulente Schwankungsenergie  $k$  wird durch ein geeignetes Turbulenzmodell berechnet (s. Kapitel 3.1.2). Der Vektor  $\vec{F}_V$  beschreibt die reibungsbedingten Flüsse am Volumenelement  $dV$ :

$$\vec{F}_V = \begin{bmatrix} 0 \\ \vec{i}_x \tau_{xx} + \vec{i}_y \tau_{xy} + \vec{i}_z \tau_{xz} \\ \vec{i}_x \tau_{yx} + \vec{i}_y \tau_{yy} + \vec{i}_z \tau_{yz} \\ \vec{i}_x \tau_{zx} + \vec{i}_y \tau_{zy} + \vec{i}_z \tau_{zz} \\ \vec{i}_x \Theta_x + \vec{i}_y \Theta_y + \vec{i}_z \Theta_z \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

Die verrichtete Arbeit aufgrund Reibung und Wärmeleitung wird anhand der folgenden Terme beschrieben:

$$\Theta_x = u \tau_{xx} + v \tau_{xy} + w \tau_{xz} + \left( \mu + \frac{\mu_{Tu}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} + \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (3.10)$$

$$\Theta_y = u \tau_{yx} + v \tau_{yy} + w \tau_{yz} + \left( \mu + \frac{\mu_{Tu}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} + \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (3.11)$$

$$\Theta_z = u \tau_{zx} + v \tau_{zy} + w \tau_{zz} + \left( \mu + \frac{\mu_{Tu}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial z} + \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.12)$$

Die Konstante  $\sigma_k$  hängt hierbei von der Wahl des Turbulenzmodells ab. Für die Komponenten der Normal- und Schubspannungen am Fluidelement gilt unter der Annahme eines Newtonischen Fluids:

$$\tau_{xx} = -\frac{2}{3}\mu_{eff}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right) + 2\mu_{eff}\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\rho k \quad (3.13)$$

$$\tau_{yy} = -\frac{2}{3}\mu_{eff}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right) + 2\mu_{eff}\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\rho k \quad (3.14)$$

$$\tau_{zz} = -\frac{2}{3}\mu_{eff}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right) + 2\mu_{eff}\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\rho k \quad (3.15)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu_{eff}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) \quad (3.16)$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu_{eff}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) \quad (3.17)$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu_{eff}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right) \quad (3.18)$$

Aufgrund der zeitlichen Mittelung der turbulenten Schwankungsgrößen nach der Approximation von Boussinesq (BLAZEK [20]) ergeben sich effektive Größen für die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{eff}$  und die Viskosität  $\mu_{eff}$ . Die effektiven Größen setzen sich jeweils aus einem Anteil für laminare und turbulente Strömung zusammen:

$$\lambda_{eff} = \lambda + \lambda_{Tu} \quad (3.19)$$

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_{Tu} \quad (3.20)$$

Die Berechnung der Wirbelviskosität  $\mu_{eff}$  erfolgt durch ein geeignetes Turbulenzmodell (s. Kapitel 3.1.2). Der Quellterm  $\vec{G}$  repräsentiert den Einfluss der Rotation auf die Strömung:

$$\vec{G} = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho \vec{\omega} \times \vec{q} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.21)$$

Unter der Annahme eines kalorisch idealen Gases gilt für den Luftdruck  $p$  bei der Temperatur  $T$  die folgende Beziehung:

$$p = \rho RT \quad (3.22)$$

Die Gaskonstante  $R$  ergibt sich aus der Differenz der isobaren Wärmekapazität  $C_p$  und der isochoren Wärmekapazität  $C_v$ :

$$R = C_p - C_v \quad (3.23)$$

Für die innere Energie  $e$  des Gases gilt:

$$e = C_v T. \quad (3.24)$$

Der Isentropenexponent für Luft  $\kappa = C_p/C_v = 1,4$  wird als konstant angenommen. Für den Luftdruck kann somit folgende Beziehung hergeleitet werden:

$$p = \rho(\kappa - 1) \left( E - \frac{\bar{q}^2}{2} - k \right) \quad (3.25)$$

Nach dem Sutherland Gesetz gilt für die dynamische Viskosität:

$$\mu = \frac{1,45 \cdot T^{3/2}}{T + 110} \cdot 10^{-6} \quad (3.26)$$

Für die Wärmeleitfähigkeit von Luft unter laminaren und turbulenten Strömungsbedingungen gilt:

$$\lambda = C_p \frac{\mu}{Pr} \quad \text{und} \quad \lambda_{Tu} = C_p \frac{\mu_{Tu}}{Pr_{Tu}} \quad (3.27), (3.28)$$

Für Luft werden die Prandtl-Zahlen  $Pr=0,72$  und  $Pr_{Tu}=0,9$  als konstant angenommen.

### 3.1.2 Schließungsbedingung für laminar-turbulente Strömungen

Die Schließung der U/RANS-Gleichungen erfordert die Bestimmung der effektiven dynamischen Viskosität  $\mu_{eff}$  nach Formel (3.20) sowie der turbulenten kinetischen Energie  $k$ . Für die Fälle einer laminaren und turbulenten Strömung unterscheidet sich die Berechnung dieser Werte. Bei laminarer Strömung entspricht die effektive dynamische Viskosität der dynamischen Viskosität nach dem Sutherland Gesetz. Die turbulente kinetische Energie wird zu Null gesetzt, da keine turbulenten Schwankungen der Strömungsgrößen auftreten:

$$\mu_{eff} = \mu, \quad k = 0 \quad (\text{laminar}) \quad (3.29)$$

Bei Verwendung der turbulenten Strömungsbedingung setzt sich die effektive dynamische Viskosität aus der dynamischen Viskosität und der turbulenten Wirbelviskosität zusammen:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_{Tu} \quad (\text{turbulent}) \quad (3.30)$$

Die Berechnung der turbulenten Wirbelviskosität  $\mu_{Tu}$  erfolgt mit Hilfe eines RANS-Turbulenzmodells. Die turbulente Schwankungsenergie  $k$  wird je nach Ansatz der Turbulenzmodellierung berechnet oder vernachlässigt.

Im Rahmen dieser Arbeit werden zur turbulenten Schließung der Eingleichungsansatz nach Spalart-Allmaras (SPALART UND ALLMARAS [161]) und die beiden Zweigleichungsansätze Wilcox- $k\omega$  (WILCOX [182]) und Menter-SST (MENTER [107]) verwendet. Im folgenden sei am Beispiel des häufig genutzten Zweigleichungsansatzes nach WILCOX [182] die Berechnung der turbulenten Wirbelviskosität in ihren wesentlichen Punkten erläutert. Entsprechend des Ansatzes nach Wilcox berechnet sich die turbulente Wirbelviskosität zu:

$$\mu_{Tu} = \frac{\rho k}{\omega} \quad (3.31)$$

Zur Bestimmung der turbulenten Schwankungsenergie  $k$  und der spezifischen Dissipationsrate  $\omega$  gilt das zugehörige Gleichungssystem in integraler Schreibweise:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \begin{bmatrix} \rho k \\ \rho \omega \end{bmatrix} dV + \oint_{dV} \left( \overline{\overline{F_{k,Tu}}} - \overline{\overline{F_{v,Tu}}} \right) \vec{n} d(\partial V) = \int_V \vec{S}_{Tu} dV \quad (3.32)$$

Die Tensoren  $\overline{\overline{F_{k,Tu}}}$  und  $\overline{\overline{F_{v,Tu}}}$  beschreiben den konvektiven und viskosen Anteil der Flussdichte. Zur detaillierten Darstellung der einzelnen Terme sei weiter auf WILCOX [182] verwiesen. Der Quellterm  $\vec{S}_{Tu}$  steuert die Berechnung der turbulenten Wirbelviskosität  $\mu_{Tu}$  anhand von Produktions-, Destruktions- und Diffusionstermen (s. Formel (3.37)).

Um Simulationen durchzuführen, in denen die Strömung ihren Zustand von laminar nach turbulent ändern kann, müssen beide Schließungsbedingungen der Formeln (3.29) und (3.30) simultan erfüllt werden. Dazu ist es erforderlich, beide Schließungsansätze ineinander zu überführen. Hierzu wird der Intermittenzfaktor  $Itflag$  eingeführt:

$$Itflag = f(x, y, z, t) \quad \text{mit} \quad Itflag = [0; 1] \quad (3.33)$$

Der Intermittenzfaktor  $Itflag$  dient der Ansteuerung des Quellterms  $S_{Tu}$  von Turbulenzmodellen. Er definiert den lokalen Zustand einer Strömung für einen betrachteten Zeitpunkt  $t$  als laminar oder turbulent (EMMONS [44]). Werte zwischen Null und Eins erzwingen hierzu die Nutzung der folgenden Schließungsbedingungen:

- $Itflag = 0$ : laminare Strömung
- $Itflag = ]0; 1[$ : umschlagende Strömung
- $Itflag = 1$ : turbulente Strömung

Der Einfluss des Intermittenzfaktors  $Itflag$  auf den Quellterm der jeweiligen Klasse eines Ein- oder Zweigleichungsmodells ist in Tabelle 3.1 dargestellt. Für laminare Strömung ( $Itflag=0$ ) nimmt der Quellterm den Wert Null oder kleiner an. Somit wird die Produktion von Wirbelviskosität unterdrückt und lediglich Destruktion zugelassen. Für turbulente Strömungsbereiche ( $Itflag=1$ ) wird der Quellterm  $S_{Tu}$  hingegen gemäss des verwendeten Turbulenzmodells berechnet.

In Übergangsbereichen von laminarer zu turbulenter Strömung ( $ltflag = ]0;1[$ ) werden die Werte der Wirbelviskosität und ggf. der turbulenten kinetischen Energie mittels  $ltflag$  linear skaliert. Diese Annahme beruht auf der Beobachtung, dass der Intermitenzbereich für stark verzögerte Strömungen sehr kurz ist und keinen wesentlichen Einfluss auf das Umschlagsverhalten hat (ARNAL [3]).

**Tabelle 3.1:** Einfluss des Intermitenzfaktors  $ltflag$  auf die Transportgleichungen von Turbulenzmodellen zur Berechnung laminar-turbulenter Strömungen.

RANS Turbulenzmodell	Ansteuerung der Transportgleichungen
Eingleichungsmodell	$\mu_{Tu} \sim S_{Tu} = \min(S_{full}, S_{lim})$ , mit: (3.34)
	$S_{lim} = ltflag \cdot S_{full}$ (3.35)
	$S_{full} = P - D + Diff$ (3.36)
Zweigleichungsmodell	$\mu_{Tu} \sim \vec{S}_{Tu} = \begin{bmatrix} P_k - D_k + Diff \\ P_\omega - D_\omega + Diff \end{bmatrix}$ , mit: (3.37)
	$P_k = \min(P_k, C^{ltflag} \cdot D_k)$ (3.38)

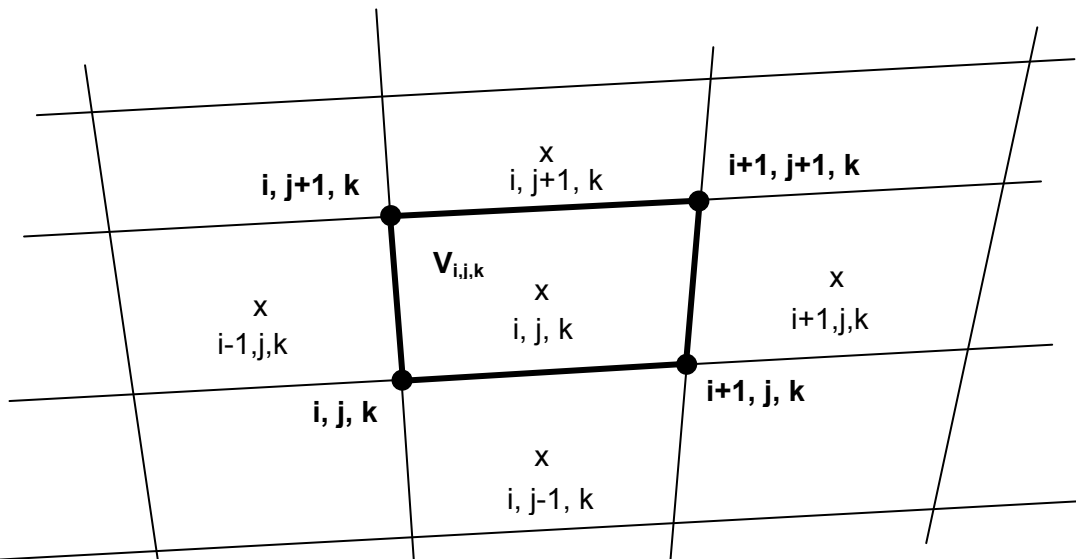
$P$ : Produktionsterm,  $Diff$ : Diffusionsterm,  $D$ : Destruktionsterm,  $C$ : Konstante des Turbulenzmodells  
 $k$ : turbulente kinetische Energie,  $\omega$ : spezifische Dissipationsrate

### 3.1.3 Numerisches Lösungsverfahren

Die Navier-Stokes Gleichungen (Formel (3.4)) können nach der Linienmethode getrennt für Raum und Zeit diskretisiert werden (BLAZEK [20]):

$$V_{i,j,k} \frac{\partial}{\partial t} \bar{W}_{i,j,k} + \bar{Q}_{i,j,k} + V_{i,j,k} \bar{G}_{i,j,k} = 0 \quad (3.39)$$

Zur numerischen Lösung des fluidmechanischen Gleichungssystems nach Formel (3.39) wird der FLOWer-Code des DLR verwendet (KROLL [91], ROSSOW ET AL. [136]). Hierbei handelt es sich um ein volumenbasiertes Lösungsverfahren, das auf blockstrukturierten, körperangepassten Rechennetzen arbeitet. Die Lösung der Strömungsgrößen erfolgt wahlweise für die Eck- oder die Mittelpunkte einer Netzzelle (s. Bild 3.4). Ein Vergleich des Zelleckpunkt- und Zellmittelpunkt basierten Rechen-schemas wurde von Rossow [134] vorgenommen. In der vorliegenden Arbeit wird ausschließlich das Rechen-schemabasierend auf den Zellmittelpunkten genutzt, da es sich im Laufe der Entwicklung und Anwendung des FLOWer-Codes als robuster herausgestellt hat. Rechenintensive Strömungsprobleme können mit dem FLOWer-Code auf parallelen Rechensystemen unter Verwendung von Multiblock-Rechennetzen gelöst werden. Der FLOWer-Code unterstützt hierfür den Datenaustausch basierend auf dem MPI Standard („Message Passing Interface“).



**Bild 3.4:** Indizierung von Knoten (•) und Zellzentren (x) in einem blockstrukturierten Rechengitter.

### 3.1.3.1 Räumliche Diskretisierung

Die räumliche Diskretisierung der Oberflächenflüsse  $\bar{Q}_{i,j,k}$  durch ein Kontrollvolumen  $V_{i,j,k}$  (vgl. Bild 3.4) erfolgt anhand des zentralen Schemas nach JAMESON ET AL. [76]. Die konservativen Variablen angrenzender Zellvolumina werden an den entsprechenden Zellflächen arithmetisch gemittelt. Bei bewegten Rechenetzen muss der zusätzliche Volumenfluss durch eine Rechenzelle berücksichtigt werden (PAHLKE [114]). Die Gradientenberechnung für den viskosen Flussdichtentensor wird anhand finiter Differenzen ermittelt (BLAZEK [20]). Um die Robustheit des Verfahrens zu steigern, werden die Beiträge der turbulenten Schwankungsenergie  $k$  auf die Hauptströmungsgleichungen vernachlässigt. Eine Rechtfertigung dieses Vorgehens wird von FASSBENDER [46] gegeben.

Zur Vermeidung von Oszillationen des zentralen Schemas wird eine künstliche Dissipation eingeführt. Die Skalierung der künstlichen Dissipation basiert auf den gewichteten Spektralradien, wobei in reibungsbehafteten Grenzschichten eine reduzierte künstlicher Dissipation nach RADESPIEL UND SWANSON [124] verwendet wird. Zur Stabilisierung des Verfahrens bei geringen Druckgradienten und zur Vermeidung von Oszillationen bei Drucksprüngen steuern Koeffizienten basierend auf Differenzen erster und dritter Ordnung die künstliche Dissipation (KROLL UND JAIN [90]). Zur konvektiven Flussberechnung der Turbulenzgleichungen verwendet FLOWer ein vereinfachtes Roe-Schema erster Ordnung. Nähere Informationen hierzu finden sich in FASSBENDER [46]. Zur Berechnung der dissipativen Flüsse kommt das oben beschriebene zentrale Verfahren zum Einsatz.

### 3.1.3.2 Zeitliche Diskretisierung

Unter Annahme der Linienmethode repräsentieren die Erhaltungsgleichungen ein gekoppeltes Gleichungssystem gewöhnlicher Differentialgleichungen bezüglich der Zeit. Eine explizite Zeitintegration des Differentialgleichungssystems erfolgt mittels eines hybriden, fünf-stufigen Runge-Kutta Verfahrens. Die Auswertung der künstlichen Dissipation erfolgt damit nicht auf jeder Runge-Kutta Stufe. Für reibungsbehaf-

tete Strömungen werden nach KROLL UND JAIN [90] sowie RADESPIEL UND SWANSON [124] optimierte Koeffizienten für das hybride Runge-Kutta Verfahren verwendet. Der Zeitschritt  $\Delta t$  ist nach der Courant-Friedrich-Levy Bedingung (CFL) beschränkt (BLAZEK [20]):

$$\Delta t = CFL \cdot \frac{\Delta x}{|\Lambda_c|} \quad (3.40)$$

Der Term  $\Delta x/|\Lambda_c|$  repräsentiert die Zeit zur Informationsübermittlung über eine Zeldistanz  $\Delta x$  mit der Geschwindigkeit  $\Lambda_c$ . Für das explizite Zeitschrittverfahren gilt eine maximale CFL Zahl von 4,0. Durch geeignete Beschleunigungstechniken kann die CFL Zahl wesentlich erhöht werden (s. Kapitel 3.1.3.4).

Die zeitliche Diskretisierung der Turbulenzgleichungen erfolgt zwecks gesteigerter Stabilität mittels eines impliziten Verfahrens unter der Verwendung des DDADI-Schemas („Diagonal Dominant Alternating Direction Implicit“) (FASSBENDER [46]).

### 3.1.3.3 Duales Zeitschrittverfahren

Das duale Zeitschrittverfahren nach JAMESON [76] ermöglicht instationäre Strömungsrechnungen unter Vorgabe einer gewünschten zeitlichen Auflösung  $\Delta t$ . Somit sind verkürzte Rechenzeiten möglich, da keine Limitierung des zulässigen Zeitschrittes durch das explizite Runge-Kutta Verfahren vorliegen. Die Berechnung der zeitlichen Änderung konservativer Strömungsvariablen basiert auf einer Rückwärtsdifferenz zweiter Ordnung. Unter Einführung der Pseudozeit  $t^*$  wird ein quasi-stationärer Strömungszustand durch Lösung eines impliziten Gleichungssystems berechnet. Die Lösung erfolgt iterativ mittels eines fünfstufigen Runge-Kutta Verfahrens. Die Berechnung des Pseudozeitschritts  $\Delta t^*$  erfolgt analog zum physikalischen Zeitschritt unter Berücksichtigung der CFL Bedingung (BLAZEK [20]). Nach BLAZEK [20] ist die Genauigkeit der quasi-stationären Strömungslösung üblicherweise ausreichend, wenn das Residuum  $R^*$  um zwei bis drei Größenordnungen reduziert wurde. Im Rahmen des Dualen Zeitschrittverfahrens können die nachfolgend beschriebenen Beschleunigungstechniken eingesetzt werden.

### 3.1.3.4 Beschleunigungstechniken

Zur Verkürzung der Rechenzeit des expliziten Zeitschrittverfahrens (s. Kapitel 3.1.3.2) stehen grundsätzlich diverse Beschleunigungstechniken zur Verfügung (KROLL UND JAIN [90], BLAZEK [20]). Diese Techniken können zur Lösung stationärer Strömungsprobleme angewendet werden sowie zur Lösung des quasistationären Strömungszustandes während des Dualen Zeitschrittverfahrens. Im Rahmen dieser Arbeit werden die folgenden Beschleunigungstechniken genutzt:

- lokales Zeitschrittverfahren
- implizites Residuenglätten
- Mehrgittertechnik
- Vorkonditionierung bei inkompressibler Strömung

Bei der Verwendung des lokalen Zeitschrittverfahrens erfolgt die Integration der Hauptgleichungen mit dem größtmöglichen (Pseudo)Zeitschritt  $\Delta t$  bzw.  $\Delta t^*$  jedes ein-



zelen Zellvolumens. Die Lösung des Strömungsfeldes wird stark beschleunigt, ist jedoch nicht mehr zeitgenau.

Mit Hilfe des impliziten Residuenglättens kann die zulässige CFL Zahl des expliziten Zeitschrittverfahrens ungefähr verdoppelt werden. Die berechneten Residuen werden hierzu vor der Aktualisierung der Strömungslösung über die Nachbarzellen geglättet. Die Glättung verleiht dem expliziten Zeitschrittverfahren Eigenschaften eines impliziten Verfahrens. Die Koeffizienten der Glättungsvorschrift werden nach SWANSON UND TURKEL [167] in Abhängigkeit der Spektralradien der Fluss-Jacobimatrizen bestimmt. Bei dem im Rahmen dieser Arbeit benutzten Verfahren erfolgt die Glättung nach jeder Runge-Kutta Stufe.

Mit Hilfe der Mehrgittertechnik kann die Berechnung der Strömungslösung zusätzlich beschleunigt werden, je nach Strömungsfall um den Faktor 5 bis 10 (BLAZEK [20]). Das Prinzip der Mehrgittertechnik beruht dabei auf der Nutzung eines vergrößerten Rechennetzes, um die Konvergenz der Strömungslösung auf dem feinen Ausgangsnetz zu verbessern. Bei der im FLOWer Code verwendeten geometrischen Mehrgittertechnik entsteht das vergrößerte Rechennetz durch Wegfall jeder zweiten Gitterlinie des Ausgangsnetzes. Die Vergrößerung des Rechennetzes ermöglicht die Nutzung zweier Effekte. Zum einen ist aufgrund des vergrößerten Zellvolumens ein größerer Zeitschritt zulässig. Zum anderen werden niederfrequente Störanteile des feinen Netzes durch den Transfer auf gröbere Netze gedämpft, was zu einem verbesserten Konvergenzverhalten der Lösung führt. Es wird die sogenannte „Full Approximation Storage“ (FAS) Methode genutzt, die von JAMESON [75] erstmals zur Lösung der Euler-Gleichungen genutzt wurde. Die FAS Methode läuft in drei Hauptschritten ab. Die Strömungslösung des feinen Ausgangsgitters wird nach einem Zeitschritt auf das vergrößerte Gitter ( $2h$ ) übertragen („Restriktion“). Um die Genauigkeit der Strömungslösung beizubehalten, wird ein Quellterm basierend auf dem übertragenen Residuum und dem Residuum der Anfangslösung des groben Netzes gebildet. Im zweiten Schritt wird eine Strömungslösung mittels des Runge-Kutta Verfahrens auf dem groben Rechennetz berechnet. Nach einem oder mehreren Zeitschritten auf dem vergrößerten Netz wird die Änderung der Strömungslösung wieder auf das feine Ausgangsnetz übertragen („Prolongation“), beispielsweise basierend auf einer geometrischen Wichtung der angrenzenden Zellvolumina (BLAZEK [20]).

Liegen mehrere sukzessiv vergrößerte Rechennetze vor, sogenannte Mehrgitterebenen, können die Restriktions- und Prolongationsschritte in unterschiedlicher Form kombiniert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird gemeinhin der sogenannte V-Zyklus benutzt. Beim V-Zyklus wird jeweils ein Restriktions- und Zeitschritt wiederholt ausgeführt, bis die größte Mehrgitterebene erreicht ist. Anschließend werden zum Erreichen der feinsten Mehrgitterebene wieder entsprechend viele Prolongationsschritte ohne Zeitschritt ausgeführt.

Zur Berechnung von Strömungen bei inkompressiblen Bedingungen wird in FLOWer das Vorkonditionierungsverfahren nach CHOI UND MERKLE [27] eingesetzt. Mittels der Vorkonditionierung wird eine künstliche Absenkung der Schallgeschwindigkeit auf die Größe der Konvektionsgeschwindigkeit erzwungen. Hierdurch wird das Verhältnis des größten zu dem kleinsten Eigenwert der Hauptgleichungen reduziert und somit eine korrekte Skalierung der künstlichen Dissipation gewährleistet. Nach RADESPIEL ET AL. [127] wird zwecks verbesserter Lösungsgenauigkeit die künstliche Dissipation auf Basis der Strömungsgrößen Druck, Geschwindigkeit und Temperatur berechnet.

### 3.1.3.5 Starrkörperbewegung und überlappende Rechenetze

In dem Strömungslöser FLOWer können beliebige Starrkörperbewegungen vorge-schrieben werden, die entweder im Inertialsystem oder relativ zu einer anderen Be-wegungskomponente definiert werden (s. Kapitel 3.1.1). Treten mehrere Starrkörper-bewegungen gleichzeitig auf, wird die Abhängigkeit der einzelnen Bewegungen in Form einer hierarchischen Datenstruktur (Baumstruktur) spezifiziert. Somit können komplexe Bewegungsvorgänge als eine Reihe einfacher Transformationen darge-stellt werden. Jede Transformation kann aus einer Translation in eine beliebige Raumrichtung sowie einer Rotation um eine beliebige Koordinatenachse bestehen.

Bild 3.5 zeigt das Prinzip einer Datenstruktur für die Bewegungsdefinition eines Hub-schrauberrotors im Vorwärtsflug. Hierbei wird von einem Rotor mit Schlag- und Schwenkgelenken sowie einem Winkelungslager ausgegangen (vollartikulierter Ro-tor). Zunächst wird im Inertialsystem die konstante Vorwärtsfluggeschwindigkeit ent-sprechend der Flugmachzahl  $M$  mittels einer Translation vorgeschrieben. Aufgrund der Fluglage und des Masteinbauwinkels tritt gegenüber der Vertikalen eine Neigung  $\alpha_S$  des Rotormastes auf. Die Neigung wird durch eine Drehung um die entsprechen-de Koordinatenachse berücksichtigt und definiert somit das Rotormast-Koordinatensystem.

Im Rotormastsystem wird nun die Bewegung jedes einzelnen Blattes mittels eines Fourierreihenansatzes beschrieben.

Die Grundbewegung des Blattes ist eine konstante Rotation  $\Omega$  um den Rotormast. Diese wird überlagert mit einer über die Taumelscheibe eingesteuerten kollektiven und zyklischen Drehung entlang der Blattlängsachse um den Winkel

$$\Theta = \Theta_0 + \sum_{j=1}^{\infty} \Theta_{jc} \cdot \cos(j\Omega t) + \Theta_{js} \cdot \sin(j\Omega t) \quad (3.41)$$

Die Beschreibung der Schlag- und Schwenkbewegung eines Blattes erfolgt anhand der folgenden Fourier-Reihen:

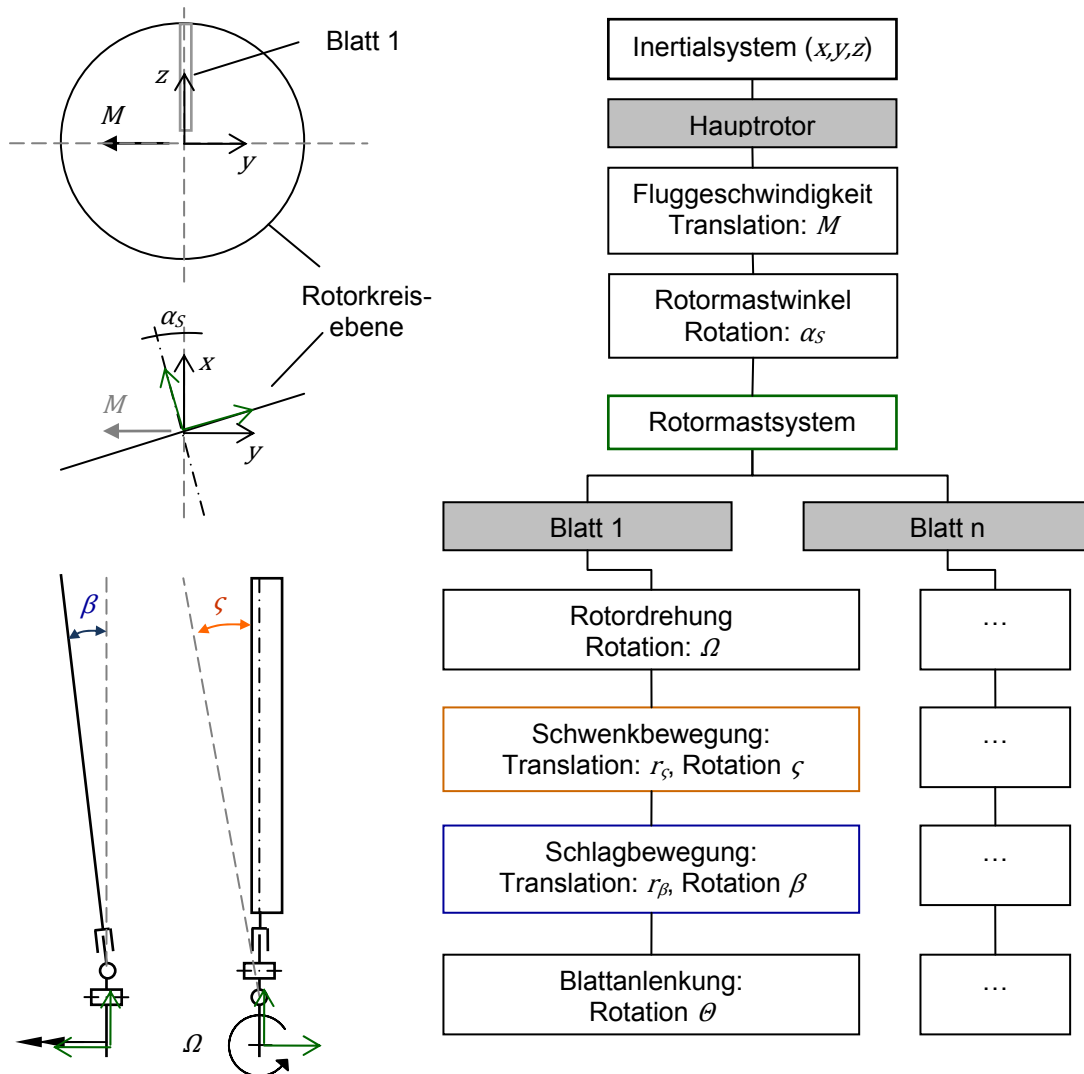
$$\beta = \beta_0 + \sum_{j=1}^{\infty} \beta_{jc} \cdot \cos(j\Omega t) + \beta_{js} \cdot \sin(j\Omega t) \quad (3.42)$$

$$\zeta = \zeta_0 + \sum_{j=1}^{\infty} \zeta_{jc} \cdot \cos(j\Omega t) + \zeta_{js} \cdot \sin(j\Omega t) \quad (3.43)$$

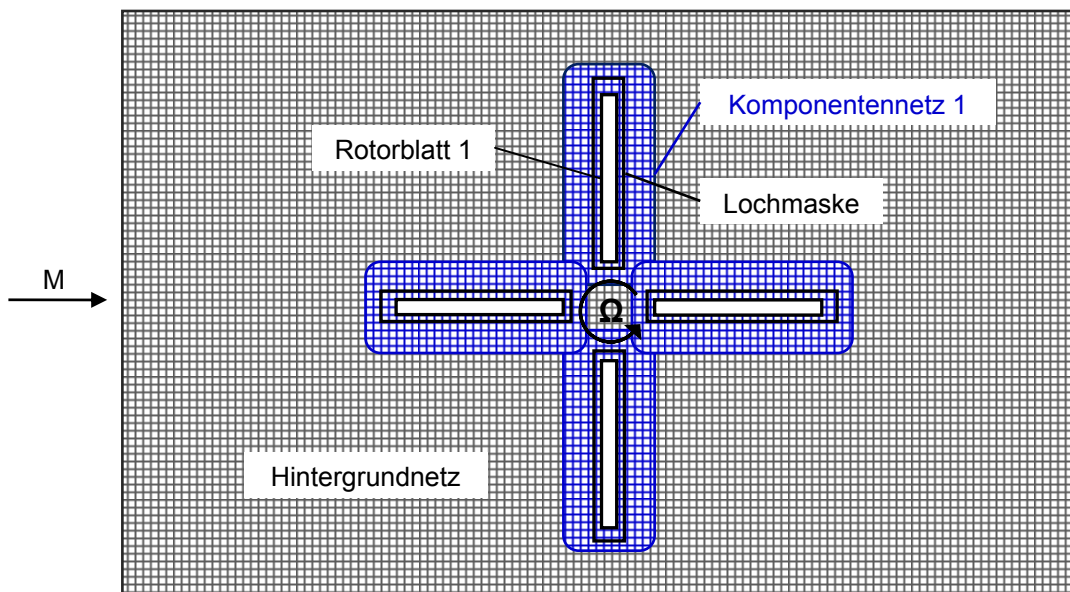
Die Fourier-Koeffizienten der Nick-, Schlag- und Schwenkbewegung eines Blattes können entsprechend der Messungen aus Windkanal- oder Flugversuchen vorgege-ben werden oder über einen separaten Trimmalgorithmus eines Flugmechanik-Verfahrens bestimmt werden. Die Sequenz der Blattbewegung entspricht der Ge-lenkanordnung am Blattanschluss und ist nicht kommutativ. Im Rahmen der vorlie-genden Untersuchung wird von starren Rotorblättern ausgegangen, daher wird die Blattbewegung mittels der internen Starrkörperbewegung des Strömungslösers FLOWer vorgegeben.

In FLOWer kann die Technik überlappender Rechenetze (Chimera-Technik) in Ver-bindung mit der Starrkörperbewegung genutzt werden (SCHWARZ [150]). Die Chime-

ra-Technik erlaubt es, mehrere Rechnernetze relativ zueinander anzuordnen sowie zu bewegen, ohne dass die Netzqualität durch unzulässige Verformung wie Scherung oder Streckung beeinträchtigt wird. Die Verwendung der Chimera-Technik ist in Bild 3.6 schematisch am Beispiel eines vierblättrigen Hubschrauberrotors im Vorwärtsflug dargestellt.



**Bild 3.5:** Hierarchische Datenstruktur zu Definition sequentieller Starrkörperbewegungen in FLOWer am Beispiel eines vollartikulierten Hubschrauberrotors im Vorwärtsflug (schematische Draufsicht, Rotation gegen den Uhrzeigersinn).



**Bild 3.6:** Prinzipdarstellung der Technik überlappender Rechennetze (Chimera-Technik) am Beispiel eines isolierten, vierblättrigen Hubschrauberrotors im Vorwärtsflug (Draufsicht, Rotation entgegen dem Uhrzeigersinn).

Das Prinzip beruht darauf, dass Rechennetze einzelner Komponenten separat erstellt und anschließend in ein gemeinsames Hintergrundnetz eingebettet werden. In den Überlappungsregionen der Rechennetze wird die Übertragung der Strömungslösung mittels Dateninterpolation vorgenommen. Um das Innere eines Starrkörpers, wie beispielsweise eines Rotorblattes, von der Strömungslösung auszuschließen, können diese Bereiche mittels Hilfsnetzen (Lochmasken) geometrisch gekennzeichnet werden. Den Netzkomponenten können zuvor definierten Abfolgen von Starrkörperbewegungen zugewiesen werden. Dies ermöglicht eine entsprechende zeitliche Positionierung der Rechengitter während der Strömungssimulation, sowie die Aktualisierung vektorieller Strömungsgrößen. Um beispielsweise dem vorlaufenden Rotorblatt 1 in Bild 3.6 eine definierte Bewegung im Vorwärtsflug zuzuweisen, wird dem Komponentennetz 1 die Bewegungssequenz ‚Blatt 1‘ aus Bild 3.5 zugewiesen. Dieselbe Zuweisung gilt für die zugehörige Lochmaske, um die Netzzellen des Hintergrundnetzes innerhalb der Blattoberfläche von der Strömungslösung auszuschließen. Die Implementierung der Chimera-Technik und der Starrkörperbewegungen in FLOWER wurde beispielsweise von SCHWARZ [149] für die Simulation von Hubschrauberrotoren validiert. KHIER ET AL. [84] simulierten des Weiteren die instationäre Strömung um eine komplette Hubschrauberkonfiguration im Vorwärtsflug mit Hilfe der Chimera Technik.

### 3.2 Bestimmung lokaler Anströmungsbedingungen

Zur Vorhersage der laminar-turbulenten Umschlagslagen benötigt die Näherungsmethode Strömungs- und Geometriedaten der U/RANS-Simulation. Diese Daten werden an den Rotorblättern entlang der Profil-Netzlinien extrahiert, wie in der Prinzipdarstellung von Bild 3.7 gezeigt. An einem Profilschnitt  $r$  werden dabei die folgenden Daten extrahiert:

- die Konturkoordinaten eines Profilschnittes  $x, y, z$
- die Wanddruckverteilung entlang eines Profilschnittes  $p_w = f(x, y, z)$
- die wandnormalen Abstände  $d_w = f(x, y, z)$  der ersten Netzpunkte über der Profiloberfläche
- die Tangentialgeschwindigkeitskomponente  $u_t$  in Sehnenrichtung und  $w_t$  quer zur Sehnenrichtung, jeweils mit Abstand  $d_w$  von der Profiloberfläche

Stromauf des Staupunktes werden des Weiteren folgende Größen pro Profilschnitt entnommen:

- der Vektor der lokalen Anströmungsgeschwindigkeit  $\vec{U}_{URANS}$
- die turbulente kinetische Energie  $k_e$

Der Abstand zum Staupunkt wird mittels einer vorgegebenen Punkteanzahl entlang der Staupunkt-Netzlinie definiert. Diese Anzahl entspricht der vom Benutzer vorgegebenen Anzahl wandnormaler Punkte zur Definition der laminaren Zone um den Profilschnitt (s. Bild 3.2).

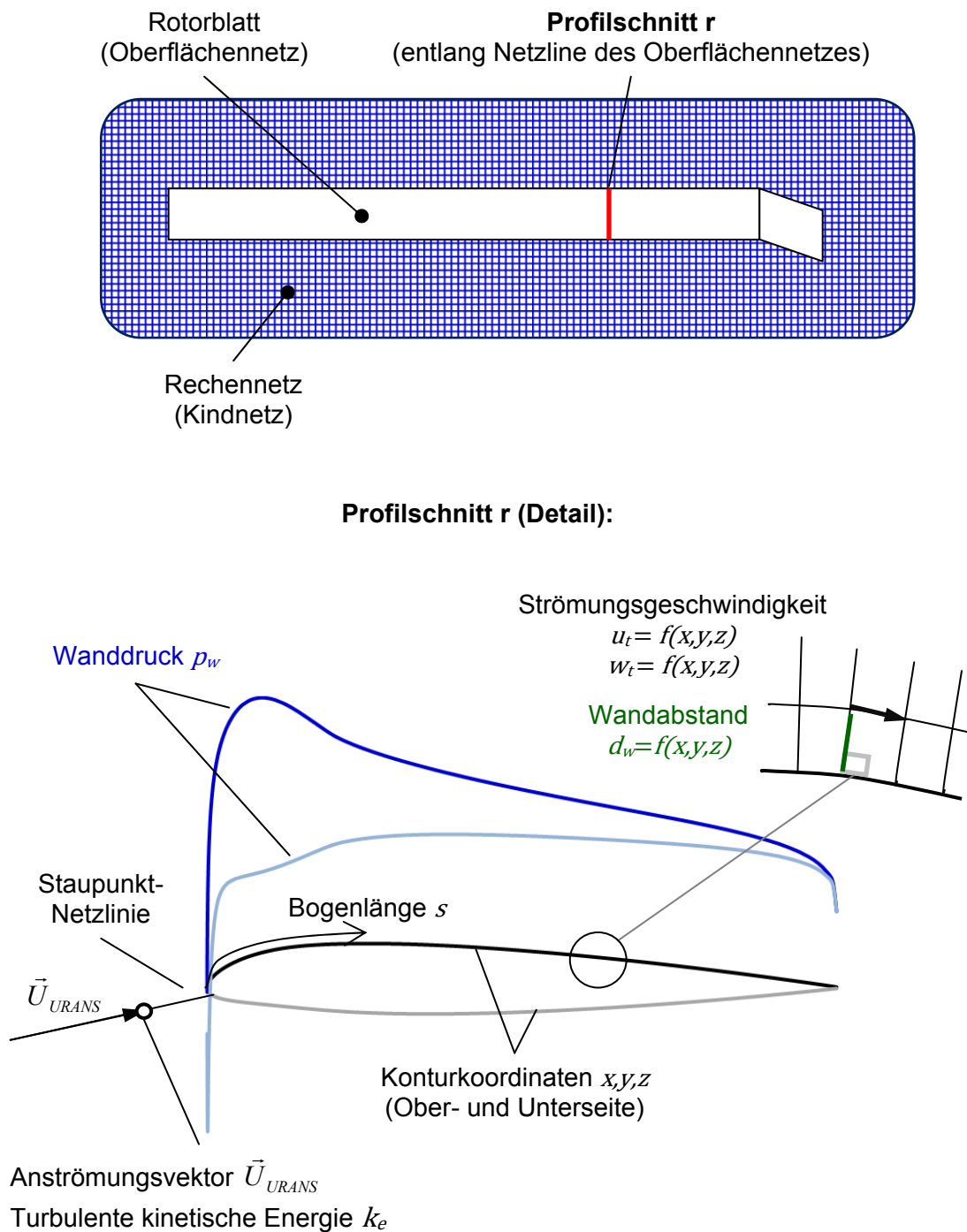
Aus den Konturkoordinaten  $x, y, z$  des Profilschnittes werden die Positionen der Vorder- und Hinterkante ermittelt. Anhand dieser Positionen wird die Profilkontur in die Ober- und Unterseite aufgeteilt, um die Umschlagsvorhersage separat durchführen zu können. Der Vorhersagealgorithmus aus Bild 3.1 wird dementsprechend jeweils für eine Profelseite durchlaufen. Die Aufteilung betrifft ebenfalls die Datenstrukturen der Wanddruckverteilung  $p_w$ , der Tangentialgeschwindigkeiten  $u_t$ ,  $w_t$  und der Wandabstände  $d_w$ .

Der Vektor der Profilsehne wird aus den Punktkoordinaten der Vorder- und Hinterkante bestimmt:

$$\vec{c} = [x, y, z]_{TE}^T - [x, y, z]_{LE}^T \quad (3.44)$$

Die dem Oberflächenpunkt  $i$  zugeordnete Bogenlänge  $s$  wird ausgehend von der Vorderkante entlang der Profilkontur bestimmt, separat für die Ober- und Unterseite:

$$s_i = \sum_{i=i_{LE}+1}^{i_{TE}} \Delta s_i \quad \text{mit} \quad \Delta s_i = \left| (x, y, z)_i^T - (x, y, z)_{i-1}^T \right| \quad (3.45), (3.46)$$



**Bild 3.7:** Schema der benötigten Daten einer U/RANS Simulation zur approximativen Grenzschichtberechnung am Rotorblattprofil.

### 3.2.1 Staupunktlage und Rückanströmung

Zur Bestimmung der Staupunktlage wird die Wanddruckverteilung  $p_w$  entlang eines Profilschnittes hinsichtlich der Druckmaxima ausgewertet. Unter allen gefundenen Maxima des Schnittes wird dasjenige mit dem absolut größten Wert als Staupunkt

angenommen. Die zugehörigen Staupunktkoordinaten  $(X_{SP}, Y_{SP}, Z_{SP})_r$  werden gespeichert.

Der Suchalgorithmus am Profil beginnt an der Hinterkante der Oberseite, läuft über die Vorderkante und endet an der Hinterkante der Unterseite. Damit ein Druckmaximum am Knoten  $i$  detektiert wird, müssen die folgenden Bedingungen erfüllt sein:

$$p_{i-1} \leq p_i > p_{i+1} \text{ oder } p_{i-1} < p_i \geq p_{i+1} \quad (3.47)$$

und

$$\left. \frac{\partial p}{\partial s} \right|_{i-1} \geq 0 > \left. \frac{\partial p}{\partial s} \right|_{i+1} \text{ oder } \left. \frac{\partial p}{\partial s} \right|_{i-1} > 0 \geq \left. \frac{\partial p}{\partial s} \right|_{i+1} \quad (3.48)$$

Liegt der Staupunkt ausserhalb eines vorgegebenen Toleranzbereiches der Vorderkante, so wird von einer Rückanströmung ausgegangen. Die Umströmung des Profilschnittes wird als voll-turbulent initialisiert. Im Rahmen der Untersuchungen wird ein Toleranzbereich definiert, der einem Drittel der Punkteanzahl der Profiler- bzw. Unterseite entspricht.

### 3.2.2 Anströmungsgeschwindigkeit

Der Betrag der lokalen Anströmungsgeschwindigkeit eines Profilschnittes  $U_{inc}$  setzt sich gemäss eines Geschwindigkeitsdreieckes aus einem Anteil normal und parallel zur Anlegelinie zusammen:

$$U_{inc} = \sqrt{U_{\perp}^2 + U_{\parallel}^2} \quad (3.49)$$

Die Anströmungskomponente normal zur Vorderkante kann nach Bernoulli aus dem Staupunktdruck bestimmt werden:

$$U_{\perp} = \sqrt{\kappa R T_{ref} \left[ \left( \frac{p_{stag}}{p_{ref}} \right)^{\frac{(\kappa-1)}{\kappa}} - 1 \right] \cdot \frac{2}{\kappa-1}} \quad (3.50)$$

Die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Anlegelinie  $U_{\parallel}$  wird mittels Projektion des Anströmvektors  $\vec{U}_{URANS}$  auf den Anlegelinienvektor  $\vec{r}_{stag}$  ermittelt.

$$U_{\parallel} = \left( \frac{\vec{r}_{stag} \cdot \vec{U}_{URANS}}{|\vec{r}_{stag}|^2} \right) \cdot \vec{r}_{stag} \text{ mit } \vec{U}_{URANS} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix}_{URANS} \quad (3.51), (3.52)$$

Das Vorzeichen von  $U_{\parallel}$  wird so definiert, dass für  $U_{\parallel} > 0$  eine zur Blattspitze gerichtete Strömung vorliegt.

Der Vektor der lokalen Anlegelinie wird aus der Position benachbarter Staupunkte berechnet:

$$\vec{r}_{Stag} = [x_{SP}, y_{SP}, z_{SP}]_r^T - [x_{SP}, y_{SP}, z_{SP}]_{r+1}^T \quad (3.53)$$

Basierend auf der Ähnlichkeit der Rotorblattströmung zu der eines schiebenden Flügels unendlicher Streckung (MCCROSKEY [103]) wird die Geschwindigkeitskomponente  $U_{\parallel}$  näherungsweise als spannweite Komponente  $W$  der Grenzschichtrandgeschwindigkeit eines Profilschnittes verwendet. Entlang der Sehnenlänge  $s$  wird  $U_{\parallel}$  somit als konstant angenommen:

$$U_{\parallel}(r, s) \approx U_{\parallel}(r) \quad (3.54)$$

### 3.2.3 Turbulenzgrad

Der Turbulenzgrad  $Tu$  kann im Rahmen der vorliegenden Methodik nach zwei Methoden berechnet werden. Diese basieren auf:

1. der *lokalen* Anströmung eines Profilschnittes;
2. der Vorgabe eines *globalen, konstanten* n-Faktors.

Nach der ersten Methode wird der Turbulenzgrad an jedem Profilschnitt aus der kinetischen Energie  $k_e$  und der lokalen Anströmungsgeschwindigkeit  $U_{inc}$  berechnet, die stromauf des lokalen Staupunktes vorherrschen:

$$Tu = \frac{1}{U_{inc}} \sqrt{\frac{2}{3} k_e} \quad (3.55)$$

Somit können in der Blattanströmung räumliche und zeitliche Schwankungen des Turbulenzgrades berücksichtigt werden, wie sie in den wirbeldominierten Blattläufen potentiell auftreten können.

Nach der zweiten Methode wird der Turbulenzgrad  $Tu$  im gesamten Strömungsfeld als konstant angenommen und mittels eines kritischen n-Faktors  $n_{crit}$  vorgeschrieben. Anhand der empirischen Korrelation nach MACK [99] wird der vorgeschriebene kritische n-Faktor in einen entsprechenden Turbulenzgrad umgerechnet:

$$n_{crit} = -8,43 - 2,4 \cdot \ln(Tu) \quad (3.56)$$

Durch Auflösen nach  $Tu$  ergibt sich entsprechend:

$$Tu = \exp\left(\frac{n_{crit} + 8,43}{-2,4}\right) \quad (3.57)$$



### 3.3 Berechnung der laminaren Grenzschicht

Die laminare Grenzschicht wird separat für die Ober- und Unterseite eines Profilschnittes berechnet. Es werden Geschwindigkeit und Richtung der Strömung am Grenzschichttrand bestimmt, sowie integrale Grenzschichtgrößen und Querströmungsprofile.

#### 3.3.1 Grenzschichttrandgeschwindigkeit

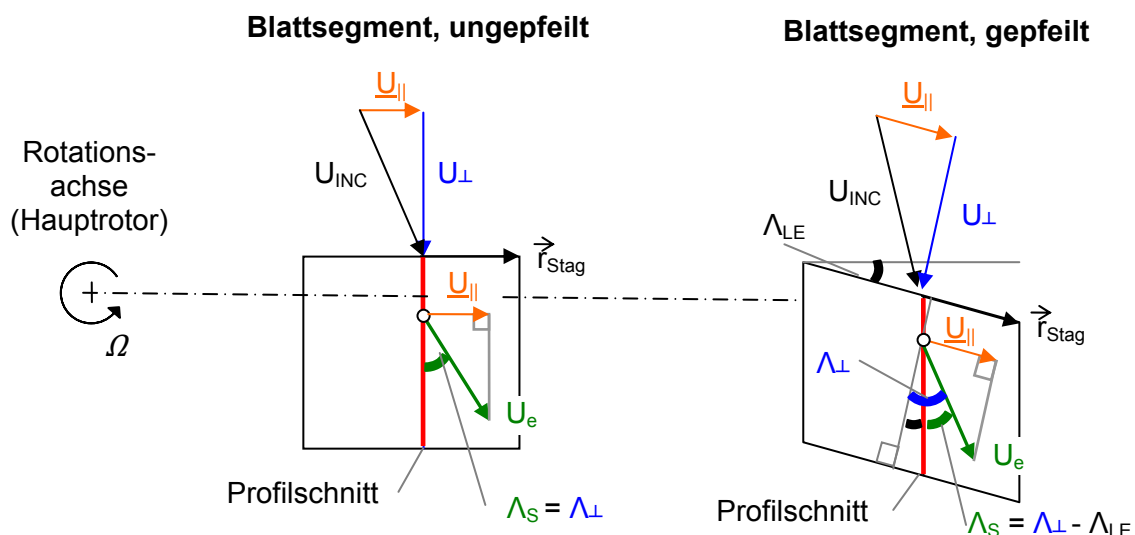
Die Grenzschichttrandgeschwindigkeit  $U_e$  wird über den kompressiblen Ansatz nach Bernoulli berechnet. Verwendet werden hierzu die lokale Anströmungsgeschwindigkeit  $U_{inc}$ , der Wanddruck  $p_w$  und die Referenzgrößen für Druck  $p_{ref}$  und Dichte  $\rho_{ref}$ :

$$U_e = \sqrt{U_{inc}^2 - \frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{p_{ref}}{\rho_{ref}} \left[ \left( \frac{p_w}{p_{ref}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (3.58)$$

Die Referenzgrößen werden den Eingabgrößen des Strömungslösers entnommen.

#### 3.3.2 Schiebewinkel und Strömungswinkel am Grenzschichttrand

Der Winkel  $\Lambda_S$  repräsentiert die Strömungsrichtung am Grenzschichttrand bezogen auf einen Profilschnitt, der senkrecht zur ungepfeilten Viertellinie des Rotorblattes verläuft (s. Bild 3.8).



**Bild 3.8:** Schema zur Bestimmung lokaler Geschwindigkeitskomponenten und Strömungsrichtungen am Grenzschichttrand eines Blattsegments.

Der Winkel  $\Lambda_S$  wird aus der Differenz zweier weiterer Winkel bestimmt: des lokalen Strömungswinkels  $\Lambda_{\perp}$  gemessen senkrecht zur Vorderkante, sowie des geometrischen Pfeilungswinkels der Vorderkante  $\Lambda_{LE}$ :

$$\Lambda_S = \Lambda_{\perp} - \Lambda_{LE} \quad (3.59)$$

mit

$$\Lambda_{\perp} = \frac{\pi}{2} - \arccos\left(\frac{U_{\parallel}}{U_e}\right) \quad \text{und} \quad \Lambda_{LE} = \frac{\pi}{2} - \arccos\left(\frac{\vec{r}_{Stag} \cdot \vec{c}}{|\vec{r}_{Stag}| \cdot |\vec{c}|}\right) \quad (3.60), (3.61)$$

Positive Strömungswinkel ( $\Lambda_S, \Lambda_{\perp} > 0$ ) definieren eine in Richtung Blattspitze gerichtete Umströmung. Ein positiver Pfeilungswinkel ( $\Lambda_{LE} > 0$ ) steht für eine Rückwärtspeilung der Blattvorderkante.

### 3.3.3 Integralverfahren nach Schlichting

Mit Hilfe des Integralverfahrens nach SCHLICHTING [142] werden die laminaren Grenzschichtgrößen in Richtung der Profillehne bestimmt, sowie der Ort der laminaren Strömungslösung. Das Integralverfahren basiert auf dem inkompressiblen Impulssatz der Grenzschichtgleichungen (s. Formel 2.14) und der Wandbindungsbedingung unter Annahme der Bernoulli-Gleichung für die Außenströmung. Im Folgenden wird die Bogenlänge  $x$  der Grenzschichtgleichungen durch die äquivalente Bogenlänge  $s$  der Profilgeometrie ersetzt:

$$x \cong s \quad (3.62)$$

Der Anteil der Grenzschichtrandgeschwindigkeit in Richtung der Profillehne berechnet sich unter Berücksichtigung des lokalen Strömungswinkels am Grenzschichtrand  $\Lambda_S$  zu:

$$U(s) = U_e \cdot \cos \Lambda_S \quad (3.63)$$

Die integralen Grenzschichtgrößen für die Verdrängungsdicke  $\delta_1$ , die Impulsverlustdicke  $\delta_2$  und den Formfaktor  $H_{12}$  sind wie folgt definiert:

$$\delta_1 = \int_{y=0}^{\infty} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (3.64)$$

$$\delta_2 = \int_{y=0}^{\infty} \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (3.65)$$

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (3.66)$$

Die integrale Form des Impulssatzes ergibt sich mittels Integration von Formel (2.14) entlang der Wandnormalen  $y$ . Um die Anzahl der unbekanntenen Größen zu reduzie-

ren, werden nach WALZ [180] zwei voneinander abhängige Parameter  $Z(s)$  und  $\Gamma(s)$  eingeführt:

$$Z(s) = \frac{\delta_2^2}{\nu} U \tag{3.67}$$

$$\Gamma(s) = -\frac{\delta_2^2}{U} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_w \tag{3.68}$$

Die Größe  $Z(s)$  repräsentiert den Dickenparameter der Grenzschicht und  $\Gamma(s)$  einen Formparameter. Unter Verwendung der eingeführten Größen ergeben sich der integrale Impulssatz und die Wandhaftungsbedingung mit zugehöriger Wandschubspannung  $\tau_w$  wie folgt:

$$\frac{dZ}{ds} = \frac{2\tau_w \delta_2}{\rho \nu U} - (3 + 2H_{12}) \cdot \Gamma(s) \quad \text{mit} \quad \tau_w = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_w \tag{3.69}, (3.70)$$

$$\Gamma(s) = \frac{Z}{U} \frac{dU}{ds} \tag{3.71}$$

Der Gradientenverlauf  $dZ/ds = f(\Gamma)$  für die einparametrischen Geschwindigkeitsprofile nach HARTREE [61] ist in Tabelle 3.2 aufgeführt und kann durch einen nahezu linearen Verlauf approximiert werden. Aufgrund der linearen Approximation kann der Dickenparameter explizit mittels einer Quadratur-Formel berechnet werden, basierend auf der Außenströmung  $U(s)$ :

$$Z(s) = \frac{a}{U(s)^b} \int_0^s U(s)^b dx \tag{3.72}$$

**Tabelle 3.2:** Kenngrößen der laminaren Grenzschicht basierend auf Profilansatz nach Hartree (entnommen aus SCHLICHTING [142]).

Kenngröße	$\Gamma$	$dZ/ds$	$H_{12}$	$H_{32}$
Ablösung	-0,0681	0,754	4,029	1,515
	-0,0265	0,557	2,801	1,552
Gleichdruck	0	0,441	2,591	1,573
	0,019	0,360	2,481	1,586
	0,0333	0,300	2,411	1,595
	0,0439	0,253	2,373	1,602
	0,0538	0,215	2,325	1,607
	0,0612	0,184	2,297	1,611
	0,0677	0,158	2,274	1,615
	0,0725	0,137	2,261	1,618
	0,0778	0,117	2,241	1,621
	0,0816	0,101	2,228	1,623
Staupunkt	0,0855	0,085	2,216	1,626

Die Berechnung des Dickenparameters nach Formel (3.72) beginnt am Staupunkt für  $s=0$ . Im Falle beschleunigter Strömung ( $d\Gamma > 0$ ) werden die Konstanten  $a=0,441$  und  $b=4,165$  gewählt, für verzögerte Strömung ( $d\Gamma < 0$ ) wird die Konstante  $b=4,579$  gesetzt (SCHLICHTING [142]). Diese Werte liefern für die Spezialfälle der Plattenströmung ( $\Gamma = 0$ ), der Staupunktströmung ( $\Gamma = 0,0855$ ) und der Ablöseströmung ( $\Gamma = -0,0681$ ) exakte Lösungen.

Aus der berechneten Verteilung des Dickenparameters  $Z(s)$  kann der Verlauf des Formparameters  $\Gamma(s)$  nach Formel (3.71) bestimmt werden.

Um eine schnelle numerische Berechnung der Formfaktoren  $H_{32}$  und  $H_{12}$  zu ermöglichen, werden in dieser Arbeit zwei Ausgleichskurven entwickelt, basierend auf den Werten der Hartree-Profile in Tabelle 3.2:

$$H_{32} = 5,5827 \cdot \Gamma^3 - 1,6199 \cdot \Gamma^2 + 0,7134 \cdot \Gamma + 1,5727 \quad (3.73)$$

$$H_{12} = 4,030 - 4,183(H_{32} - 1,51484)^{0,377} \quad (3.74)$$

Einen Vergleich der entwickelten Ausgleichskurven nach Formel (3.73) und (3.74) mit den Datenpunkten zeigen Bild 3.9 und Bild 3.10. Diese Vorgehensweise entspricht der Methodik zur vereinfachten Grenzschichtberechnung im Rahmen des Integralverfahrens nach WALZ [180].

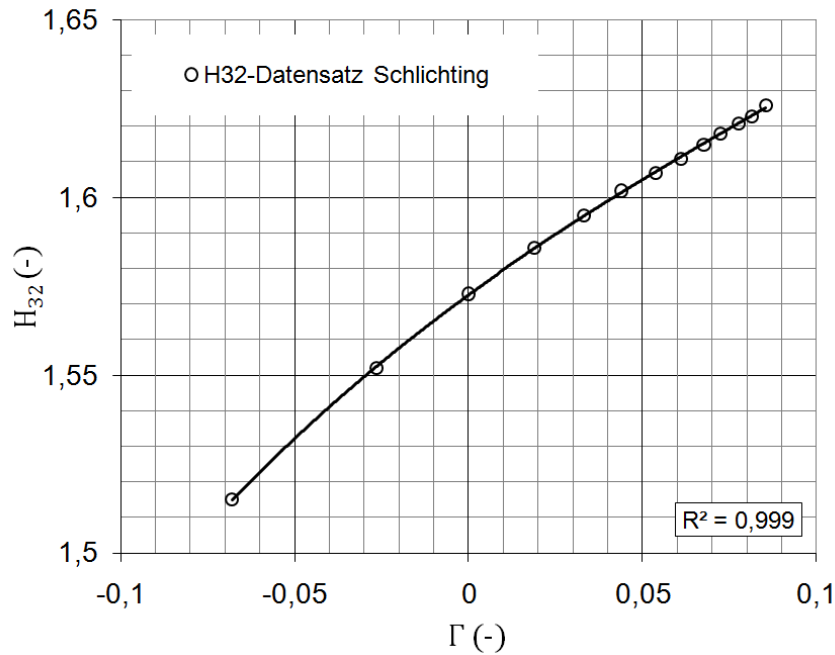
Die integralen Grenzschichtgrößen der Impulsverlustdicke  $\delta_2$  und der Verdrängungsdicke  $\delta_1$  können nun durch Rücktransformation bestimmt werden:

$$\delta_2 = \left( \frac{Zv}{U} \right)^{1/2} \quad (3.75)$$

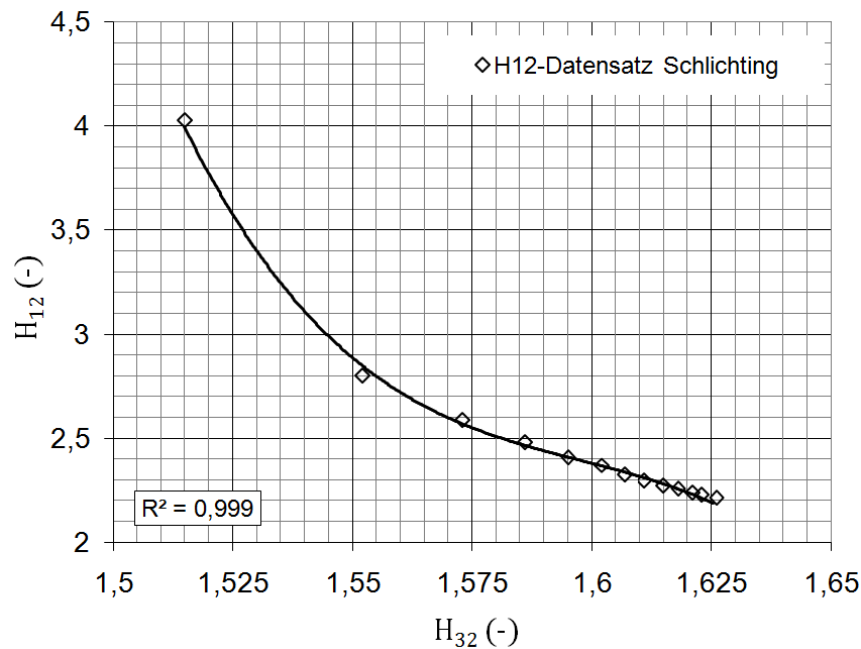
$$\delta_1 = \delta_2 \cdot H_{12} \quad (3.76)$$

Nach SCHLICHTING [142] und WALZ [180] endet die laminare Grenzschichtrechnung des Verfahrens, wenn die Ablöseströmung ( $\Gamma < -0,0681$ ) erreicht wird. Die zugehörige Position wird als Beginn einer laminaren Ablöseblase gespeichert.

$$s_{sep} = (s)_{\Gamma=-0,0681} \quad (3.77)$$



**Bild 3.9:** Ausgleichskurve (s. Formel (3.73)) des Formparameters  $H_{32}$  in Abhängigkeit des Formparameters  $\Gamma$ , entwickelt aus dem Datensatz nach SCHLICHTING [142] für Hartree-Grenzschichtprofile (vgl. Tabelle 3.2).



**Bild 3.10:** Ausgleichskurve (s. Formel (3.74)) des Formparameters  $H_{12}$  in Abhängigkeit des Formparameters  $H_{32}$ , entwickelt aus dem Datensatz nach SCHLICHTING [142] für Hartree-Grenzschichtprofile (vgl. Tabelle 3.2).

### 3.3.3.1 Kompressibilitätskorrektur nach Walz

Um den Einfluss der Kompressibilität auf die Entwicklung der laminaren Grenzschicht mit zu berücksichtigen, wird eine Korrektur nach WALZ [180] verwendet. Diese basiert auf der Kopplung zwischen der Strömungs- und Temperaturgrenzschicht, so dass insbesondere die Größe der Grenzschichttrand-Machzahl  $M_e$  explizit erscheint. Die

Korrektur erlaubt es, die kompressiblen Grenzschichtgrößen (\*) analytisch aus den inkompressiblen Größen  $H_{12}$ ,  $H_{32}$  und  $\delta_2$  des Integralverfahrens zu entwickeln:

$$H_{12}^* = \frac{H_{12}}{\left(\frac{\delta_2^*}{\delta_2}\right)} + r_{eigen} \frac{\kappa - 1}{2} M_e^2 (H_{32}^* - \Theta_T) \quad (3.78)$$

$$\delta_2^* = \delta_2 \cdot \left(\frac{\delta_2^*}{\delta_2}\right) \quad (3.79)$$

$$\delta_1^* = \delta_2^* \cdot H_{12}^* \quad (3.80)$$

Unter der Annahme einer adiabaten Wand gilt für den Wärmeübergangskoeffizienten  $\theta_T=0$ . Für laminare Strömung wird der Eigentemperaturwert  $r_{eigen} = 0,85$  verwendet (WALZ [180]).

Bei der Berechnung der Strömungsmachzahl  $M_e$  am Grenzschichttrand wird angenommen, dass die Temperatur  $T_e$  am Grenzschichttrand annähernd der Wandtemperatur  $T_w$  entspricht:

$$M_e(s) = \frac{U(s)}{\sqrt{\kappa R T_e}} \quad (3.81)$$

Die Terme für das Verhältnis der Impulsverlustdicken  $\delta_2/\delta_2^*$  und des kompressiblen Formfaktors  $H_{32}^*$  werden nach folgenden Ausdrücken gebildet:

$$\left(\frac{\delta_2^*}{\delta_2}\right) = \frac{1}{1 + r_{eigen} \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M_e^2 \cdot (H_{32}^* - \Theta_T) \cdot \varphi} \quad (3.82)$$

$$\varphi = (2 - H_{32}) \cdot \varphi_1 \quad (3.83)$$

$$H_{32}^* = H_{32} (1 + (2 - H_{32}) \cdot \Psi_1) \quad (3.84)$$

Die Korrekturterme  $\varphi_1$  und  $\psi_1$  wurden von WALZ [180] numerisch ermittelt und als analytische Ausdrücke formuliert:

$$\varphi_1 = 0.936 - 0.0572 \cdot M_e \quad (3.85)$$

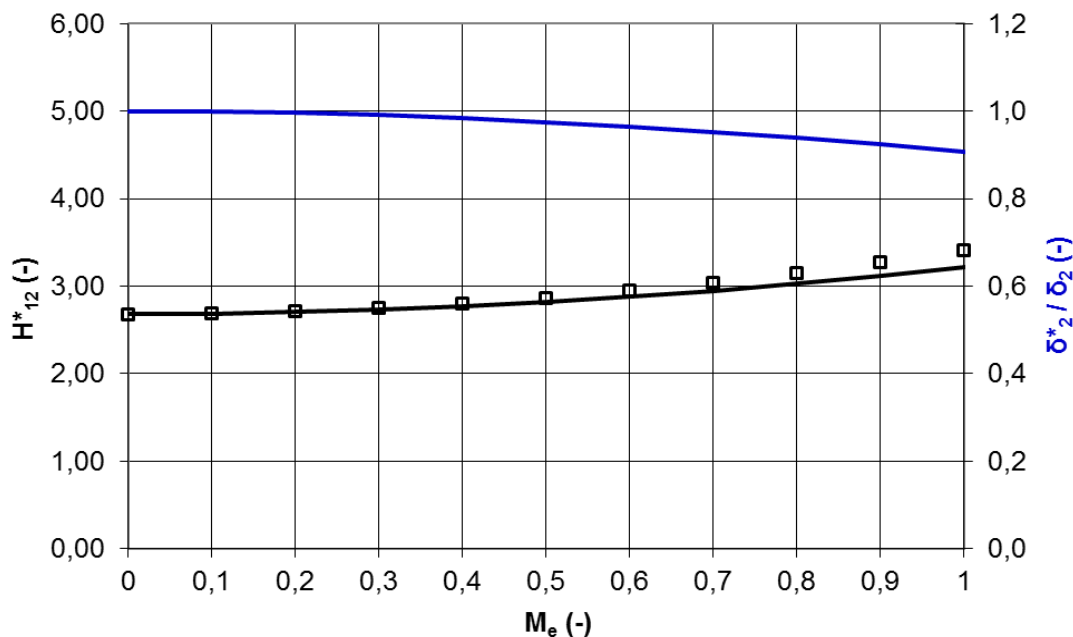
$$\Psi_1 = 0.0114 \cdot M_e \cdot (2 - \Theta_T)^{0.8} \quad (3.86)$$

Bild 3.11 zeigt den Einfluss der Kompressibilitätskorrektur nach Walz auf die integralen Grenzschichtgrößen am Beispiel des kompressiblen Formfaktors  $H_{12}^*$  bei Gleichdruck. Mit zunehmender Machzahl  $M_e$  zeigt sich ein tendenzieller Anstieg des Formfaktors  $H_{12}^*$ . Dies entspricht einer Destabilisierung der laminaren Grenzschicht.

Exemplarisch ist ebenfalls die gleichzeitige Abnahme der kompressiblen Impulsverlustdicke  $\delta_2^*$  dargestellt. Als Vergleich wird die Kompressibilitätskorrektur nach CEBECI [25] für ideales Gas und adiabate Strömung angeführt:

$$H_{12}^* = H_{12} + \left[ \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M_e^2 \right] \cdot (H_{12} + 1) \quad (3.87)$$

Die destabilisierende Tendenz der Kompressibilitätskorrektur nach Walz wird durch die Korrektur nach Cebeci bestätigt, wie in Bild 3.11 anhand der ähnlichen Kurven der kompressiblen Formfaktoren  $H_{12}^*$  zu sehen ist.



**Bild 3.11:** Einfluss der Kompressibilitätskorrektur nach Walz auf den Formfaktor  $H_{12}$  und die Impulsverlustdicke  $\delta_2$  bei adiabater Strömung unter Gleichdruck. (□ Kompressibilitätskorrektur des Formfaktors  $H_{12}$  nach CEBECI UND COUSTEIX [25]).

### 3.3.4 Querströmungsprofile basierend auf Profilansatz nach Blaser und Velkoff

Zur Vorhersage von Querströmungsinstabilitäten innerhalb der laminaren Grenzschicht schräggeströmter Blattsegmente sind Kenntnisse über die Form der Querströmungsverteilung erforderlich.

Die Querströmungsgeschwindigkeit  $w_{CF}$  verläuft senkrecht zur Hauptströmungsrichtung  $\Lambda_s$  des Grenzschichtrandes (s. Bild 2.6). Die wandnormale Querströmungsverteilung  $w_{CF}(y)$  wird im Folgenden aus den Komponenten der Geschwindigkeitsverteilung in Sehnenrichtung  $u(y)$  und in Radialrichtung  $w(y)$  zusammengesetzt:

$$w_{CF}(y) = -u(y) \cdot \sin \Lambda_s + w(y) \cdot \cos \Lambda_s \quad (3.88)$$

Für dimensionslose Geschwindigkeitsprofile  $u(y)/U$  in Sehnenrichtung und  $w(y)/W$  in Radialrichtung, ist die Querströmung formulierbar als:

$$w_{CF}(y) = -U \cdot \left( \frac{u(y)}{U} \right) \cdot \sin \Lambda_s + W \cdot \left( \frac{w(y)}{W} \right) \cdot \cos \Lambda_s \quad (3.89)$$

Im Rahmen der theoretischen und experimentellen Untersuchungen an rotierenden Blättern präsentieren BLASER UND VELKOFF [18] einen Profilansatz, mit dessen Hilfe die laminaren Geschwindigkeitsprofile an Rotorblättern approximativ berechnet werden können. Als Eingangsgrößen der Berechnung dienen die Strömungsbedingungen am Grenzschichttrand und nahe der Wand eines rotierenden Profilschnittes. BLASER UND VELKOFF zeigen mit [18] eine erfolgreiche Validierung ihres Ansatzes anhand experimenteller Messdaten. Auch numerisch ermittelte Geschwindigkeitsverteilungen an rotierenden Blättern von DWYER UND MCCROSKEY [43] können erfolgreich abgebildet werden. Daher wird der approximative Profilansatz von Blaser und Velkoff verwendet, um die Querströmungsprofile am Rotorblatt zu ermitteln.

Die laminaren Geschwindigkeitsprofile in Sehnenrichtung  $u/U$  und in radialer Richtung  $w/W$  werden nach Blaser und Velkoff durch Überlagerung dreier Polynomfunktionen  $F$ ,  $G$  und  $H$  gebildet (vgl. Bild 3.12):

$$\frac{u}{U} = F(\eta) + \Lambda_1 \cdot G(\eta) + \beta_1 \cdot H(\eta) \quad (3.90)$$

$$\frac{w}{W} = F(\eta) + \Lambda_2 \cdot G(\eta) + \beta_2 \cdot H(\eta) \quad (3.91)$$

Die Polynomfunktionen sind in Abhängigkeit der dimensionslosen Wandnormalenkoordinate  $\eta$  formuliert:

$$\eta = y / \delta \quad (3.92)$$

$$F(\eta) = 1 - (1 + \eta)(1 - \eta)^3 \quad (3.93)$$

$$G(\eta) = \frac{1}{6} \eta (1 - \eta)^3 \quad (3.94)$$

$$H(\eta) = 2\eta(1 + 3\eta)(1 - \eta)^3 \quad (3.95)$$

Die Funktion  $F(\eta)$  repräsentiert die Form eines laminaren Geschwindigkeitsprofils bei Gleichdruck (Blasius-Profil). Diese Grundform wird mittels der Funktionen  $G(\eta)$  und  $H(\eta)$  in ein verzögertes oder beschleunigtes Geschwindigkeitsprofil verändert. Die Veränderung der Geschwindigkeitsprofile erfolgt über die Formfaktoren  $\Lambda_{1/2}$  und  $\beta_{1/2}$ :

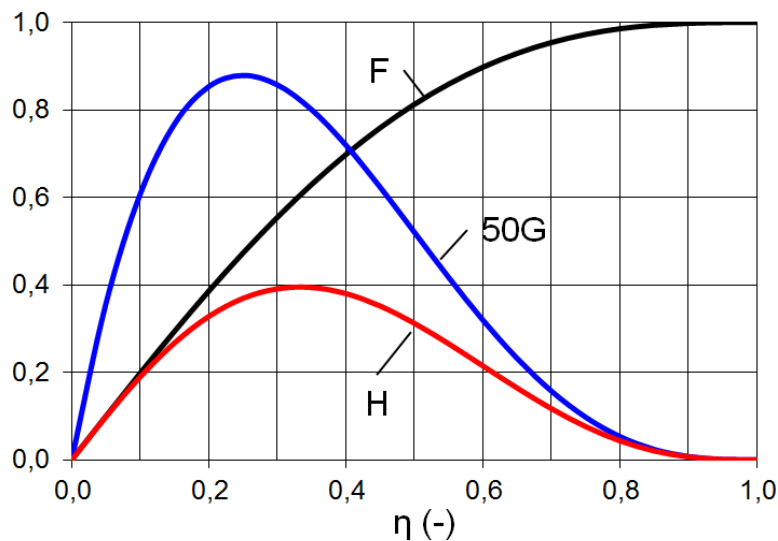
$$\Lambda_1 = \left[ \frac{U \frac{\partial U}{\partial s} + W \frac{\partial W}{\partial s}}{\Omega U} \right] \frac{\Omega \delta^2}{\nu} \quad (3.96)$$



$$\Lambda_2 = \left[ \frac{U \frac{\partial U}{\partial r} + W \frac{\partial W}{\partial r}}{\Omega W} \right] \frac{\Omega \delta^2}{\nu} \quad (3.97)$$

$$\beta_1 = \frac{\delta \cdot \tau_{w,x}}{2\mu U} - \frac{\Lambda_1}{12} - 1 = \frac{\delta}{2U} \cdot \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} - \frac{\Lambda_1}{12} - 1 \quad (3.98)$$

$$\beta_2 = \frac{\delta \cdot \tau_{w,z}}{2\mu W} - \frac{\Lambda_2}{12} - 1 = \frac{\delta}{2W} \cdot \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)_{y=0} - \frac{\Lambda_2}{12} - 1 \quad (3.99)$$



**Bild 3.12:** Polynomfunktionen  $F$ ,  $G$  und  $H$  für die Geschwindigkeitsprofile nach BLASER UND VELKOFF [18].

Eine Herleitung dieser Formfaktoren wird in Appendix A gegeben. Der Term  $\Lambda_{1/2} \cdot G(\eta)$  der Formeln (3.90) und (3.91) repräsentiert den Einfluss der Druckgradienten am Grenzschichttrand in Sehnen- und Radialrichtung. Unter der Annahme einer konstanten Geschwindigkeitskomponente  $W$  am Profilschnitt ergibt sich für  $\Lambda_1$  die bekannte Form des Pohlhausenparameters (POHLHAUSEN [119]):

$$\Lambda_1 \Big|_{dW/ds=0} = \Lambda_{Pohl} = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{\partial U}{\partial s} \quad (3.100)$$

Der Rotationsterm  $\beta_{1/2} \cdot H(\eta)$  gibt den Einfluss der Wandschubspannung auf die Geschwindigkeitsverteilungen nach Formeln (3.90) und (3.91) wieder.

Die Berechnung der Formparameter  $\Lambda_{1/2}$  und  $\beta_{1/2}$  stützt sich auf die Geschwindigkeitskomponenten  $U$  und  $W$  des Grenzschichttrandes gemäss Formeln (3.54) und (3.63). Die Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe und am Grenzschichttrand werden aus der Feldlösung der U/RANS-Simulation entnommen.

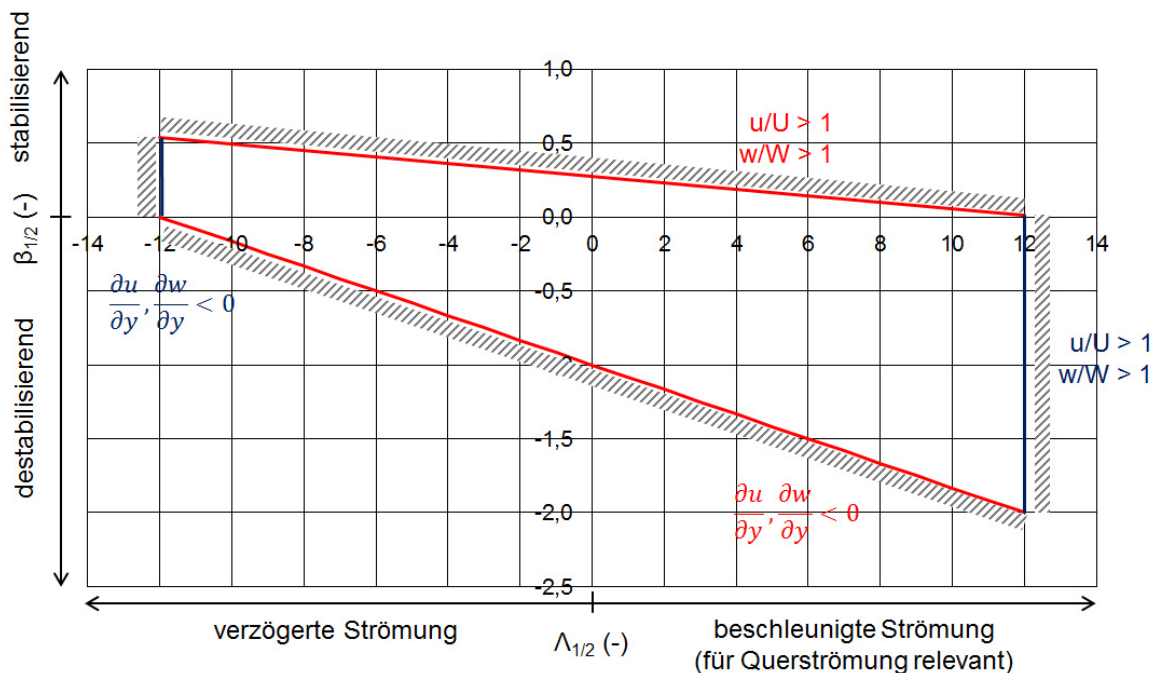
Wie von POHLHAUSEN [119], SCHLICHTING [143], WALZ [180] oder CEBECI UND COUSTEIX [25] gezeigt, ist es erforderlich, die Formparameter von Profilanätzen zu diskutieren, um die Generierung unphysikalischer Geschwindigkeitsprofile zu vermeiden. Daher werden die Geschwindigkeitsansätze in Profil- und Radialrichtung (Formeln (3.90) und (3.91)) für zwei Grenzfälle in Appendix A diskutiert. Die Grenzfälle repräsentieren maximal verzögerte und maximal beschleunigte Außenströmung. Bei der Diskussion wird von dem dominierenden Einfluss des Druckes in der Rotorblattgrenzschicht ausgegangen, analog zu den theoretischen und experimentellen Schlussfolgerungen von McCroskey (vgl. auch Kapitel 2.4). Als Ergebnis der Diskussion in Appendix A werden die Gültigkeitsbereiche für die Formparameter  $\Lambda_{1/2}$  und  $\beta_{1/2}$  definiert:

$$\Lambda_{1,\min} = \Lambda_{2,\min} = -12 \quad (3.101)$$

$$\Lambda_{1,\max} = \Lambda_{2,\max} = 12 \quad (3.102)$$

$$\beta_{1,\min} = -1 - \frac{\Lambda_1}{12} \quad \text{und} \quad \beta_{1,\max} = 0,2726 - \Lambda_1 \cdot 0,0220 \quad (3.103), (3.104)$$

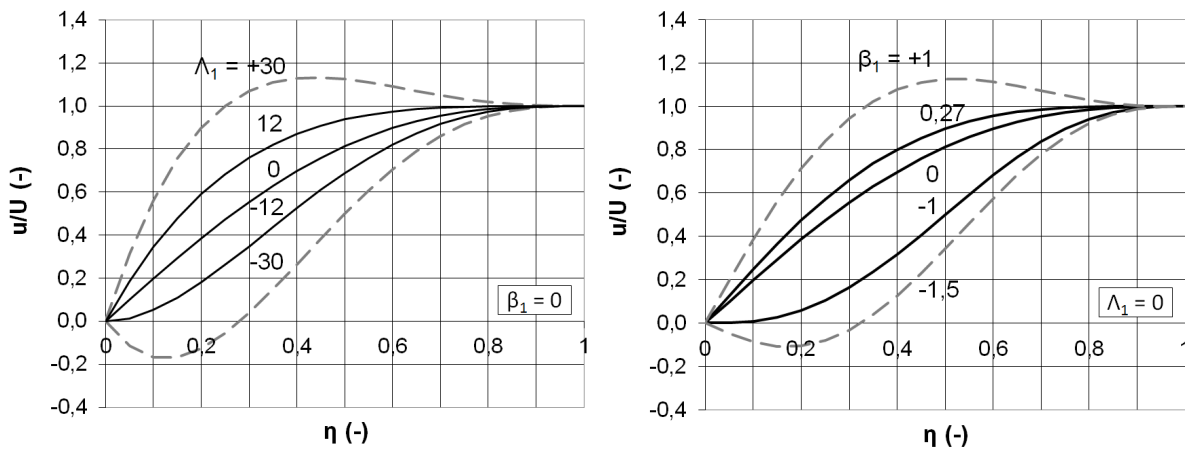
$$\beta_{2,\min} = -1 - \frac{\Lambda_2}{12} \quad \text{und} \quad \beta_{2,\max} = 0,2726 - \Lambda_2 \cdot 0,0220 \quad (3.105), (3.106)$$



**Bild 3.13:** Definitionsbereich der Formparameter  $\Lambda_{1/2}$  und  $\beta_{1/2}$  bei dominierendem Einfluss der Druckverteilung.

Bild 3.13 zeigt die Darstellung des Definitionsbereichs für die Formparameter  $\beta_{1/2}$  in Abhängigkeit von  $\Lambda_{1/2}$ . Die Wertegrenzen der Formfaktoren  $\Lambda_{1/2}$  auf der Abszisse repräsentieren die maximale zulässige Verzögerung ( $\Lambda_{1/2} = -12$ ) oder Beschleunigung ( $\Lambda_{1/2} = 12$ ) eines Grenzschichtprofils aufgrund des Druckgradienten der Außenströmung. Die Grenzen der Formfaktoren  $\beta_{1/2}$  nach Formeln (3.103) bis (3.106) kenn-

zeichnen die maximal zulässige Stabilisierung oder Destabilisierung der Grenzschichtprofile aufgrund der Rotationsterme  $G(\eta)$ .



**Bild 3.14:** Geschwindigkeitsprofile nach BLASER UND VELKOFF [18] in Abhängigkeit des Druckgradientenparameters  $\Lambda_1$  (links) und unter dem Einfluss des Rotationsparameters  $\beta_1$  (rechts).

Für ein laminares Geschwindigkeitsprofil  $u/U$  in Profilrichtung zeigt Bild 3.14 (links) exemplarisch die Profilform bei maximaler Beschleunigung für  $\Lambda_1=12$ , bei Gleichdruck für  $\Lambda_1=0$  und kurz vor der Ablösung für  $\Lambda_1=-12$ , jeweils ohne Einfluss des Rotationsterms ( $\beta_1=0$ ). Profile mit Überschwingern  $u/U > 1$  sowie Profile im abgelösten Zustand werden durch die Grenzen des Definitionsbereiches in Bild 3.13 ausgeschlossen.

Bild 3.14 (rechts) zeigt laminare Geschwindigkeitsprofile bei Gleichdruck ( $\Lambda_1=0$ ), wie beispielsweise im Fall der ebenen Platte. Bei diesem Strömungszustand ist entsprechend des Definitionsbereiches in Bild 3.13 sowohl eine rotationsbedingte Stabilisierung als auch Destabilisierung des Geschwindigkeitsprofils möglich. Unter extremer Destabilisierung ( $\beta_{1,min}=-1$ ) kann es zur Ausbildung eines Ablöseprofils kommen. Bei maximaler Stabilisierung ( $\beta_{2,max}=0,27$ ) zeigt sich eine deutlich fülligere Geschwindigkeitsverteilung gegenüber der Form ohne Rotationseinfluss ( $\beta_1=0$ ). Unzulässige Destabilisierungen der Profile aufgrund des Formparameters  $\beta_1$  werden auch hier durch den Definitionsbereich ausgeschlossen.

Die aufgeführten Fallbeispiele in Bild 3.14 gelten in gleicher Weise für Geschwindigkeitsprofile  $w/W$  in radialer Richtung. In diesem Fall sind für die Formfaktoren  $\Lambda_2$  und  $\beta_2$  die entsprechenden Werte von  $\Lambda_1$  und  $\beta_1$  zu verwenden.

Sind die Geschwindigkeitsprofile  $u/U$  in Profilrichtung und  $w/W$  in radialer Richtung unter Einhaltung des Definitionsbereiches generiert, ergibt sich die zugehörige Querströmungsverteilung  $w_{CF}(y)$  schliesslich nach Formel (3.89).

Da Querströmungsinstabilitäten vornehmlich unter beschleunigter Strömung auftreten, wird im Rahmen der vorliegenden Untersuchung insbesondere der Zustand beschleunigter Strömung ( $\Lambda_1 > 0$ ) zur Berechnung von Querströmungsprofilen genutzt. Dies ist konsistent mit dem Gültigkeitsbereich des C1 Kriteriums zur Vorhersage von Querströmungsinstabilitäten (s. Kapitel 3.4.3), dessen Anwendungsbereich ebenfalls auf beschleunigte Strömungen limitiert ist (ARNAL [5]).

### 3.3.5 Anbindung des Profilansatzes an das Integralverfahren

Das Integralverfahren nach Schlichting aus Kapitel 3.3.3 und der Profilansatz nach Blaser und Velkoff, beschrieben in Kapitel 3.3.4, verwenden zur Approximation der laminaren Geschwindigkeitsverteilungen unterschiedliche Ansätze. Während das Integralverfahren die Profile nach HARTREE [61] nutzt, basiert der Ansatz von Blaser und Velkoff auf Geschwindigkeitsprofilen nach POHLHAUSEN [119].

Unterschiede in der Wahl des Geschwindigkeitsansatzes beeinflussen jedoch die Beschreibung einer laminaren Grenzschichtentwicklung (MANGLER [101], GEROPP [52], WALZ [180]). Trotz identischer Druckverteilung am Grenzschichttrand können daher Unterschiede in der Berechnung integraler Grenzschichtgrößen auftreten, sowie in der Lage von laminarer Ablösung.

Die Hartree-Profile stellen numerisch ermittelte Lösungen der Falkner-Skan Gleichung unter Annahme einer Außenströmung der Form  $U = C \cdot x^m$  (Keilsströmung) dar. Nach GEROPP [52] und WALZ [180] können die Hartree-Profile als einparametriges Polynomansatz beschrieben werden, wie in Anhang B dargestellt. Der Formparameter des Ansatzes entspricht einem dimensionslosen Druckgradienten  $m$ , beziehungsweise dem zugehörigen Keilwinkel  $\beta^*$ :

$$m = \frac{s}{U} \frac{dU}{ds} \quad (3.107)$$

$$\beta^* = \frac{2m}{1+m} \quad (3.108)$$

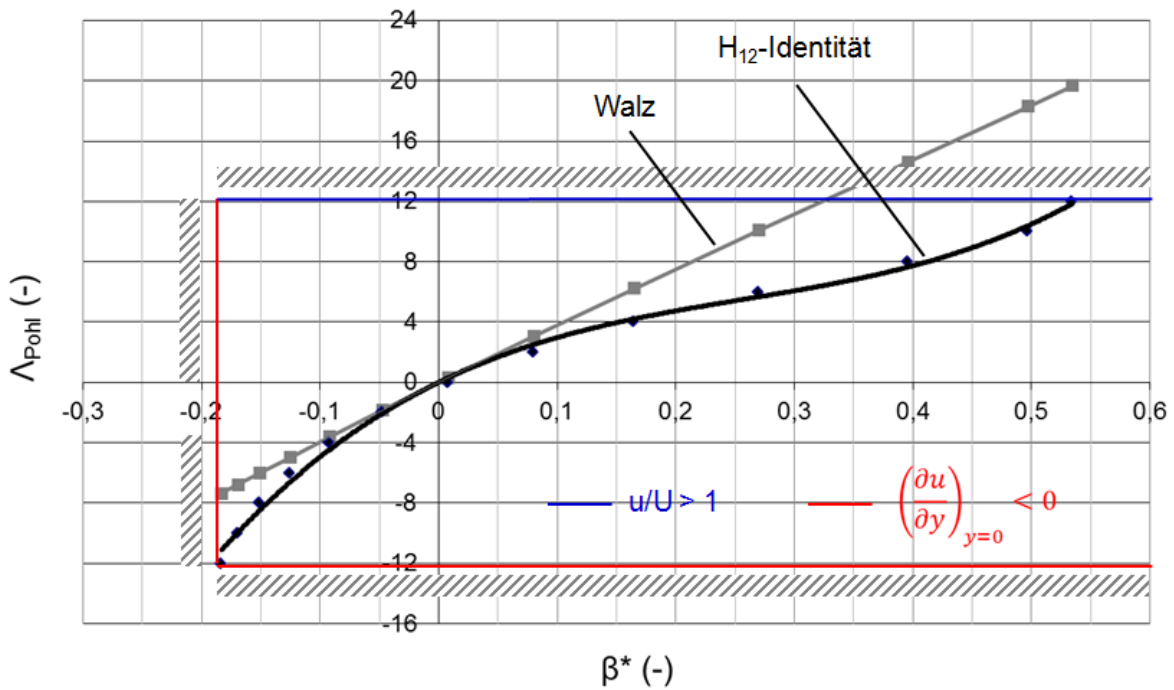
Der Ansatz nach Blaser und Velkoff aus Kapitel 3.3.4 repräsentiert wie die Hartree-Profile die Grenzschichtentwicklung in Profilrichtung. Unter der Annahme eines schiebenden Flügels unendlicher Spannweite ( $dW/ds=0$ ) entspricht der Formparameter  $\Lambda_1$  dem Pohlhausenparameter (s. Formel (3.100)). Der zugehörige Pohlhausenansatz für die Geschwindigkeitsverteilung lautet (POHLHAUSEN [119]):

$$\frac{u}{U} = F(\eta) + \Lambda_1 \cdot G(\eta) \quad (3.109)$$

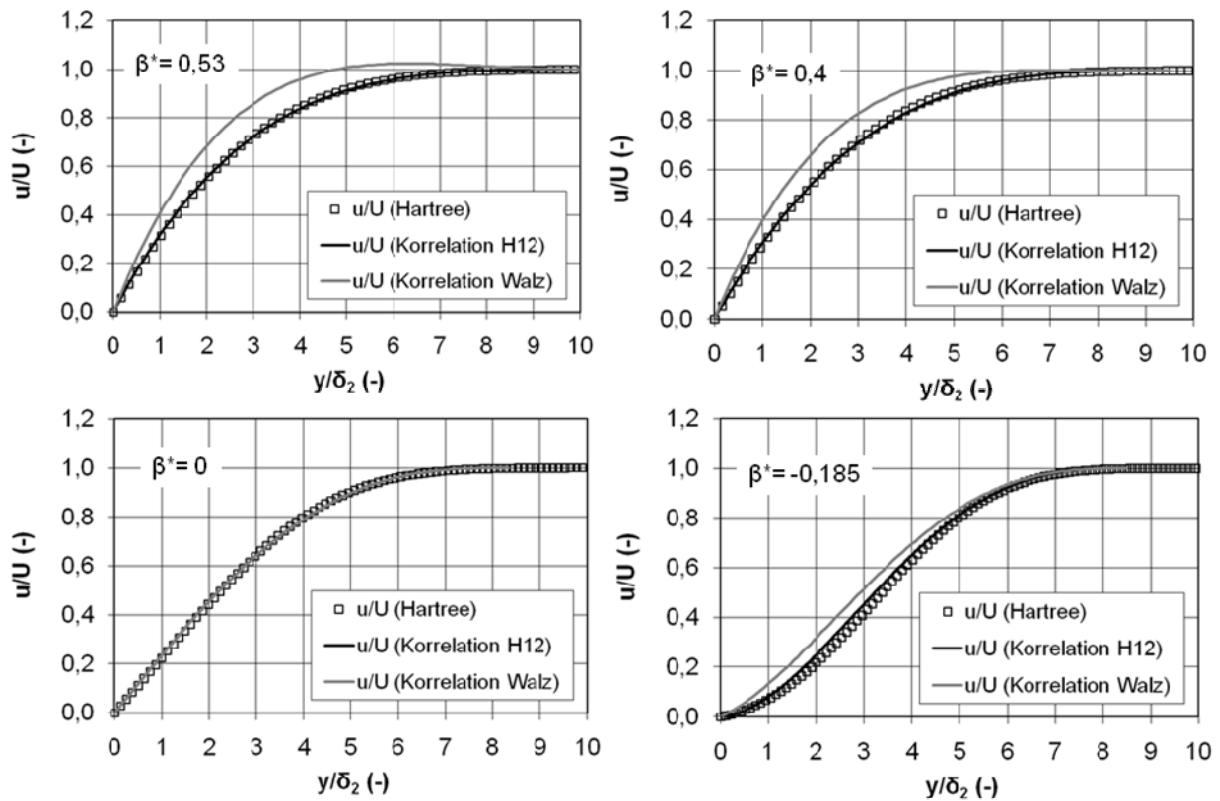
Eine Korrelation beider Formparameter  $\Lambda_{\text{Pohl}}$  nach Pohlhausen und  $m$  nach Hartree wird von WALZ [180] nachgewiesen und zeigt eine prinzipielle Möglichkeit zur Überführung beider Geschwindigkeitsansätze:

$$\Lambda_{\text{Pohl}}(m) = 38,745 \cdot \beta^* - 7,1178 \cdot (\beta^*)^2 + 6,3726 \cdot (\beta^*)^3 \quad (3.110)$$

Bild 3.15 zeigt den Verlauf der Walz-Korrelation nach Formel (3.110). Für Strömung nahe Gleichdruck werden die Geschwindigkeitsverteilungen nach Hartree und Pohlhausen mittels dieser Korrelation treffend ineinander überführt, vgl. auch die zugehörigen Geschwindigkeitsprofile für  $\beta^*=0$  in Bild 3.16. Bei maximal verzögerter Strömung ( $\beta^* \sim -0,2$ ) jedoch, wird der entsprechende Formfaktor nach Pohlhausen ( $\Lambda = -12$ ) nicht erreicht. Bereits für moderat beschleunigte Strömung ( $\beta^* > 0,35$ ) überschreitet die Walz-Korrelation den zulässigen Bereich des Pohlhausen Parameters ( $\Lambda > 12$ ). Dies resultiert in unphysikalischen Übergeschwindigkeiten mit  $u/U > 1$ , vgl. die Profile für  $\beta^* > 0,35$  in Bild 3.16.



**Bild 3.15:** Grenzbereiche und Korrelation der Formparameter nach Pohlhausen ( $\Lambda_{\text{Pohl}}$ ) und Hartree ( $\beta^*$ ) – Vergleich der entwickelten Korrelation unter  $H_{12}$ -Identität (s. Formel (3.113)) und der Korrelation nach WALZ [180] (s. Formel (3.110)).



**Bild 3.16:** Hartree-Geschwindigkeitsprofile in beschleunigter und verzögerter Strömung, korreliert nach WALZ [180] und unter  $H_{12}$ -Ähnlichkeit (s. Formel 3.113).

Da für die Vorhersage von Querströmungsinstabilitäten Geschwindigkeitsprofile im beschleunigten Zustand grundlegend sind (s. Kapitel 3.4.3), wird im Folgenden eine verbesserte Korrelation entwickelt, um den Profilanatz nach BLASER UND VELKOFF [18] konsistent an die Hartree-Profile anzubinden.

Als Bedingung der Korrelationsvorschrift wird vorausgesetzt, dass die Formparameter  $H_{12}$  beider Geschwindigkeitsansätze bei gleicher Grenzschichttrandgeschwindigkeit identisch sind. Somit wird der örtliche Stabilitätszustand der laminaren Grenzschicht gewahrt:

$$(H_{12})_{Integralverfahren} = (H_{12})_{Pohlhausen} \quad (3.111)$$

Zur Bildung der  $H_{12}$ -Korrelationsvorschrift wird der Formfaktor des Pohlhausenansatzes  $\Lambda_1$  in eine funktionale Beziehung zu dem Formfaktor  $m$  der Hartree-Profile gesetzt:

$$\Lambda_1 = f(m) \quad (3.112)$$

Um den Zusammenhang zwischen diesen Formparametern abzuleiten, wird eine numerische Untersuchung unter Berücksichtigung der  $H_{12}$ -Identität durchgeführt. Die iterative Vorgehensweise gliedert sich in die folgenden fünf Schritte:

1. Vorgabe des Formparameters  $\Lambda_{Pohl}$  und Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung  $u/U$  nach Formel (3.109)
2. Integration der Geschwindigkeitsverteilung  $u/U$  nach Pohlhausen zur Berechnung der integralen Grenzschichtgrößen  $(\delta_1, \delta_2, H_{12})_{Pohl}$
3. Vorgabe des Formparameters  $m$  und Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung  $u/U$  nach Hartree nach Formel (B.3) bis (B.13)
4. Integration der Geschwindigkeitsverteilung  $u/U$  nach Hartree zur Berechnung der integralen Grenzschichtgrößen  $(\delta_1, \delta_2, H_{12})_{Hartree}$
5. Beenden der Iteration, wenn  $H_{12,Hartree} = H_{12,Pohl}$ , andernfalls Variation von  $m$  und Wiederholung von Schritt 3

Die numerische Untersuchung wird innerhalb des Gültigkeitsbereiches  $\Lambda_{Pohl} = [-12; 12]$  durchgeführt, an 12 gleichverteilten Stellen. Das iterative Verfahren endet jeweils, wenn die Identität der Formfaktoren bis zur dritten Nachkommastelle vorliegt. Die Auflösung der Geschwindigkeitsprofile in wandnormaler Richtung  $\eta$  ist äquidistant und beträgt 101 Punkte. Die Bedingung nach CEBECI UND COUSTEIX [25], wonach mindestens 41 Punkte für eine zufriedenstellende Auflösung laminarer Geschwindigkeitsprofile ausreichend sind, ist somit erfüllt.

Bild 3.15 zeigt die resultierende Punkteschar des funktionalen Zusammenhangs  $\Lambda_{Pohl} = f(m)$  unter Identität des Formfaktors  $H_{12}$ . Die Punkteschar wird mit einem Polynom dritter Ordnung angenähert:

$$\Lambda_{Pohl}(m) = 0,006 + 38,3112 \cdot \beta^* - 98,7612 \cdot (\beta^*)^2 + 128,2807 \cdot (\beta^*)^3 \quad (3.113)$$

Die zugehörige Grenzschichtdicke  $\delta$  wird entsprechend dem Pohlhausenparameter nach Formel (3.100) berechnet:

$$\delta = \left( (\Lambda_{Pohl} \cdot \nu) / \left( \frac{\partial U}{\partial s} \right) \right)^{1/2} \quad (3.114)$$

Ein Vergleich der  $H_{12}$ -Korrelation (Formel (3.113)) und nach Walz ist in Bild 3.15 dargestellt. Die eingezeichneten Linien repräsentieren den Definitionsbereich der Formparameter. Für Strömungsablösung gelten die Grenzwerte  $\Lambda_{Pohl} = -12$  bzw.  $\beta^* = -0,199$ , für maximal beschleunigte Strömung  $\Lambda_{Pohl} = 12$ .

Die  $H_{12}$ -Korrelation nach Formel (3.113) bewahrt grundsätzlich den beschleunigten oder verzögerten Zustand des Geschwindigkeitsprofils, ersichtlich an dem identischen Vorzeichenverhalten der Formparameter  $m$  und  $\Lambda_{Pohl}$ . Bei Gleichdruck ( $\beta^* = 0$ ) werden die Parameter nahezu unverändert ineinander überführt, da beide Ansätze die Geschwindigkeitsverteilung der Blasiuslösung mit guter Näherung wiedergeben. Dieses Verhalten gilt ebenfalls für leicht beschleunigte und verzögerte Strömung im Bereich  $\beta^* \sim [-0,1; 0,1]$ . Hier zeigen beide Korrelationen eine gute Übereinstimmung miteinander.

Im Bereich verzögerter Strömung mit Werten  $\beta^* < -0,1$  bewirkt die  $H_{12}$ -Ähnlichkeit eine progressive Destabilisierung der Grenzschicht, verglichen mit der Korrelation nach Walz. Der Grenzfall der Strömungsablösung tritt somit bei den korrekten Formparametern der Hartree- und Pohlhausenprofile auf. Die Korrelation nach Walz hingegen erzwingt für ein abgelöstes Pohlhausenprofil ( $\Lambda = -12$ ) eine deutliche Verschiebung des Hartree-Parameters  $m$  unterhalb des theoretischen Grenzwertes  $m = -0,09$ , beziehungsweise  $\beta^* = -0,199$ .

Im Bereich beschleunigter Strömung mit Werten  $\beta^* > 0,1$  bewirkt die  $H_{12}$ -Ähnlichkeit einen degressiveren Kurvenverlauf verglichen mit der Walz-Korrelation und führt zu schlankeren Geschwindigkeitsprofilen.

Bei moderat beschleunigter Strömung mit Werten  $\beta^* > 0,32$  generiert die Walz-Korrelation unphysikalische Geschwindigkeitsprofile, da Pohlhausenparameter mit Werten  $\Lambda > 12$  berechnet werden. Unter Verwendung der  $H_{12}$ -Ähnlichkeit werden hingegen physikalisch sinnvolle Geschwindigkeitsprofile ohne Übergeschwindigkeiten generiert, bis zu einem Wert von bis  $\beta^* = 0,53$ . Formparameter mit Werten  $\beta^* > 0,53$  treten nur bei hochbeschleunigter Strömung an stark gekrümmten Oberflächen auf, wie beispielsweise unmittelbar an einer Profilverdickung. Da der Ansatz von Blasius und Velkoff nur für Oberflächen mit geringer Krümmung gültig ist, werden diese Bereiche von der Vorhersage der Querströmungsinstabilitäten ausgeschlossen.

### **3.4 Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags mittels empirischer Kriterien**

Im Rahmen der vorgeschlagenen Methodik werden fünf verschiedene Grenzschichtinstabilitäten anhand separater empirischer Kriterien untersucht. Mögliche Interaktionen der einzelnen Instabilitätsmechanismen werden aufgrund der analytischen Formulierung der Kriterien daher nicht abgebildet.

### 3.4.1 Tollmien-Schlichting Instabilitäten: AHD Kriterium

Zur Vorhersage des laminar-turbulenten Strömungsumschlages aufgrund von Tollmien-Schlichting Instabilitäten wird das Kriterium nach Arnal, Habiballah und Delcourt (AHD) (ARNAL ET AL. [6]) verwendet. Es ist für anliegende Grenzschichtströmung bei Machzahlen bis 0,6 anwendbar (CLIQUET ET AL. [30]). Die analytische Formulierung basiert auf dem Kriterium von GRANVILLE [55] und korreliert die Reynoldszahl der Impulsverlustdicke  $Re_{\delta_2}$  mit einem gemittelten Pohlhausenfaktor  $\bar{\Lambda}$ . Das AHD Kriterium berücksichtigt den Einfluss des Turbulenzgrades  $Tu$  auf die Grenzschichtstabilität basierend auf theoretischen Stabilitätsbetrachtungen an Falkner-Skan Profilen und der Relation von MACK [100] - im Gegensatz zur meist rein empirischen Formulierung anderer Umschlagskriterien. Das Kriterium ist zur Anwendung mit Integralverfahren geeignet, da es auf Basis integraler Grenzschichtgrößen formuliert wurde. Anwendungen zur Umschlagsvorhersage an Hubschrauberrotoren finden sich beispielsweise bei BEAUMIER UND HOUEVILLE [12] und DEPOMMIER ET AL. [35].

Zunächst wird anhand des Formfaktorverlaufes  $H_{12}$  die kritische Anfangsstabilität der Grenzschicht abgeschätzt und die zugehörige Position  $s_{cr}$  auf der Profilkontur in Form der Reynoldszahl  $Re_{\delta_2,cr}$  bestimmt:

$$Re_{\delta_2,cr} = \exp\left(\frac{52}{H_{12}} - 14,8\right) \text{ für } H_{12} = [2,2 \quad \dots \quad 4] \quad (3.115)$$

$$s_{cr} = \frac{Re_{\delta_2,cr} \cdot v_e}{U} \quad (3.116)$$

Ausgehend von der Position  $s_{cr}$  wird der gemittelte Pohlhausenfaktor  $\bar{\Lambda}$  anhand der Integration des Aussenströmungsgradienten  $dU/ds$  sowie der Impulsverlustdicke  $\delta_2$  (s. Formel (3.75)) entlang der Profilkontur berechnet:

$$\bar{\Lambda} = \frac{1}{s - s_{cr}} \int_{s_{cr}}^s \left( \frac{\delta_2^2}{v_e} \frac{dU}{ds} \right) ds \quad (3.117)$$

Der laminar-turbulente Strömungsumschlag erfolgt, wenn die Reynoldszahl der Impulsverlustdicke  $Re_{\delta_2}$  die analytische Formulierung des AHD Kriteriums erfüllt:

$$Re_{\delta_2,tr} = -206 \cdot \exp\left(25,7 \cdot \bar{\Lambda}_{tr}\right) \left(\ln(16,8 \cdot Tu) - 2,77 \cdot \bar{\Lambda}_{tr}\right) + Re_{\delta_2,cr} \quad (3.118)$$

$$\text{mit } Re_{\delta_2} = \frac{U \cdot \delta_2}{v_e} \quad (3.119)$$

Der Turbulenzgrad  $Tu$  wird als konstanter Wert vorgeschrieben oder aus der U/RANS-Strömungslösung in der Nähe der Vorderkante entnommen (s. Kapitel 3.2.3). Für die Vorhersage von Bypass-Instabilitäten unter erhöhten Turbulenzgraden  $Tu > 1\%$  ist das AHD Kriterium nicht geeignet (ARNAL [4]).



### 3.4.2 Laminare Ablösung

Die Vorhersage von laminarer Grenzschichtablösung basiert auf der Rechnung des Integralverfahrens (vgl. Kapitel 3.3.3). Unterschreitet der Formfaktor  $\Gamma$  den kritischen Wert von

$$\Gamma(x) < -0,0681, \quad (3.120)$$

so ist das zugehörige Geschwindigkeitsprofil in Profilrichtung stark verzögert und weist in Wandnähe eine nahezu wandnormale Tangente auf. In diesem Fall wird nach SCHLICHTING [142] oder WALZ [180] von einer unmittelbar bevorstehenden Ablösung der laminaren Strömung ausgegangen. Die zugehörige Lage am Profilschnitt

$$s_{sep} = (s)_{\Gamma=-0,0681} \quad (3.77)$$

wird gespeichert und zwecks Identifikation der Grenzschichtinstabilität als laminare Ablösung klassifiziert.

### 3.4.3 Querströmungsinstabilitäten: C1 Kriterium

Zur Vorhersage von Querströmungsinstabilitäten wird das vollempirische C1 Kriterium nach ARNAL ET AL. [6] verwendet. Das C1 Kriterium basiert auf experimentellen Messdaten an Pfeilflügeln unter Querströmungseinfluss. Kriterien zur gezielten Abschätzung von Querströmungsinstabilitäten an rotierenden Blättern sind derzeit nicht bekannt. Da die laminare Grenzschicht an Hubschrauberrotoren eine hohe Ähnlichkeit zu der an gepfeilten Flügeln aufweist (s. Kapitel 2.4), kann die Verwendung des C1 Kriteriums als gerechtfertigte Alternative angesehen werden. Vorangegangene Anwendungen des C1 Kriteriums an Hubschrauberrotoren finden sich beispielsweise bei BEAUMIER [12] und DEPOMMIER ET AL. [35].

Das C1 Kriterium korreliert die Querströmungs-Reynoldszahl  $Re_{\delta 2,CF}$  mit dem Formfaktor der Längsströmung  $H_{12}$  anhand folgender Beziehung:

$$Re_{\delta 2,CF} = \frac{300}{\pi} \arctan(0,106 / (H_{12} - 2,3)^{2,05}) \quad (3.121)$$

für  $2,3 \leq H_{12} < 2,7$  (ARNAL ET AL. [6])

Die Querströmungs-Reynoldszahl ergibt sich durch Integration des Querströmungsprofils  $w_{CF}$  nach:

$$Re_{\delta 2,CF} = -\frac{1}{\nu} \int_0^{\delta} w_{CF} dy \quad (3.122)$$

Die approximative Berechnung der Querströmungsverteilung  $w_{CF}=f(y)$  erfolgt gemäß der in Kapitel 3.3.4 dargestellten Vorgehensweise. Die numerische Integration der

Querströmungsverteilung in wandnormaler Richtung wird anhand von 120 äquidistanten Segmenten vorgenommen.

Die Anwendung des C1 Kriteriums ist nur in beschleunigter Strömungen gültig. Für kleine Formfaktoren gilt die folgende Obergrenze der Querströmungs-Reynoldszahl:

$$\text{Re}_{\delta_2,CF} = 150 \quad \text{für} \quad H_{12} < 2,3 \quad (3.123)$$

Zur Berücksichtigung von Kompressibilitätseffekten wird nach ARNAL [5] die Querströmungs-Reynoldszahl anhand der Machzahl  $M$  der Potentialumströmung korrigiert:

$$\text{Re}_{\delta_2}^* = \text{Re}_{\delta_2} \cdot (1 + 0,2M^2) \quad (3.124)$$

### 3.4.4 Bypassinstabilitäten: Mayle Kriterium

Die Vorhersage des Grenzschichtumschlags aufgrund von Bypass-Instabilitäten erfolgt anhand des empirischen Kriteriums nach MAYLE [102]. Basierend auf experimentellen Messdaten bei Gleichdruck korreliert Mayle den Einfluss des Anström-Turbulenzgrades  $Tu$  mit der Reynoldszahl der Impulsverlustdicke

$$\text{Re}_{\delta_2} = 400 \cdot Tu^{-5/8} . \quad (3.125)$$

Die Korrelation gilt für einen weiten Bereich von Turbulenzgraden von  $Tu = 0\%$  bis  $10\%$ . Im Vergleich zu dem Bypass-Kriterium nach ABU-GHANNAM UND SHAW [1] wird für geringe Turbulenzgrade die Übereinstimmung zu den experimentellen Daten nicht erzwungen.

Der Turbulenzgrad  $Tu$  kann im Rahmen der Vorhersagemethodik als konstanter Wert vorgegeben oder aus der U/RANS-Strömungslösung in der Nähe der Vorderkante entnommen werden (vgl. Kapitel 3.2.3).

### 3.4.5 Anlegelinien-Instabilität: Pfenniger/Poll Kriterium

Anhand der Reynoldszahl der Impulsverlustdicke  $\text{Re}_{\delta_2,AL}$  kann das Auftreten eines laminar-turbulenten Strömungsumschlags an der Anlegelinie beurteilt werden. In unmittelbarer Nähe des Staupunktes lässt sich diese Reynoldszahl für einen Profilschnitt wie folgt berechnen:

$$\text{Re}_{\delta_2,AL} = 0,404 \frac{U_{inc} \cdot \sin \Lambda_s}{\sqrt{v_e (dU/ds)_{AL}}} = 0,404 \frac{U_{\parallel}}{\sqrt{v_e (dU/ds)_{AL}}} \quad (3.126)$$

Hierbei bezeichnet  $U_{\parallel}$  den Geschwindigkeitsbetrag der Schräganströmung. Der Geschwindigkeitsgradient  $dU/ds$  dient als Maß für den Fluidtransport aus dem Staupunkt.

Gemäß den experimentellen Untersuchungen von POLL [121] bleibt die Strömung in der Anlegelinie für Werte  $\text{Re}_{\delta_2,AL} < 100$  laminar, da alle auftretenden Instabilitäten ge-

dämpft werden. Für Werte zwischen 100 und 230 kann der Eintrag turbulenter Strömung die Anlegelinie kontaminieren. Bei Werten über 240 bleibt eine natürliche laminare Strömung in der Anlegelinie nicht mehr bestehen. WILD ET AL. [184] demonstrieren an gepfeilten Flügeln erfolgreich die Vorhersage von Anlegelinientransition mittels des Kriteriums von Pfenniger/Poll unter Verwendung des U/RANS-Verfahrens FLOWer.

Zur Berechnung von  $Re_{\delta 2,AL}$  wird Formel (3.126) über  $n_{AL}=3$  Netzpunkte entlang der Profilnasenkontur gemittelt:

$$Re_{\delta 2,AL} = \frac{1}{n_{AL}} \cdot \sum_{i=1}^{n_{AL}} \left( Re_{\delta 2,AL} \Big|_i \right) \quad (3.127)$$

Die Mittelung geschieht jeweils entlang der Profilober- und Unterseite, wobei der größere der beiden Werte für das Kriterium verwendet wird. Falls  $Re_{\delta 2,AL}$  den vorzuziehenden kritischen Wert von 100 (Kontamination) bzw. 250 (natürlicher Umschlag) übersteigt, wird die Umströmung auf der Ober- und Unterseite des betroffenen Profilschnitts als vollturbulent angenommen.



## 4 Ergebnisse

Zur Validierung der Methodik zur näherungsweise Umschlagsvorhersage werden fünf verschiedene Windkanal- und Flugversuche nachgerechnet, bei denen der laminar-turbulente Grenzschichtzustand vermessen wurde und deren Strömungsbedingungen für Hubschrauberanwendungen relevant sind.

Hinsichtlich der Umschlagsvorhersage von Tollmien-Schlichting Instabilitäten und laminarer Ablösung wird die zweidimensionale Strömung um das Laminarprofil NLF(1)-0416 von SOMERS [158] bei subsonischer Strömung berechnet. Um die Anwendbarkeit der approximativen Umschlagsvorhersage unter zweidimensionalen, instationären Strömungsbedingungen zu validieren, wird der Testfall des oszillierenden Hubschrauberprofils EDI-M109 betrachtet.

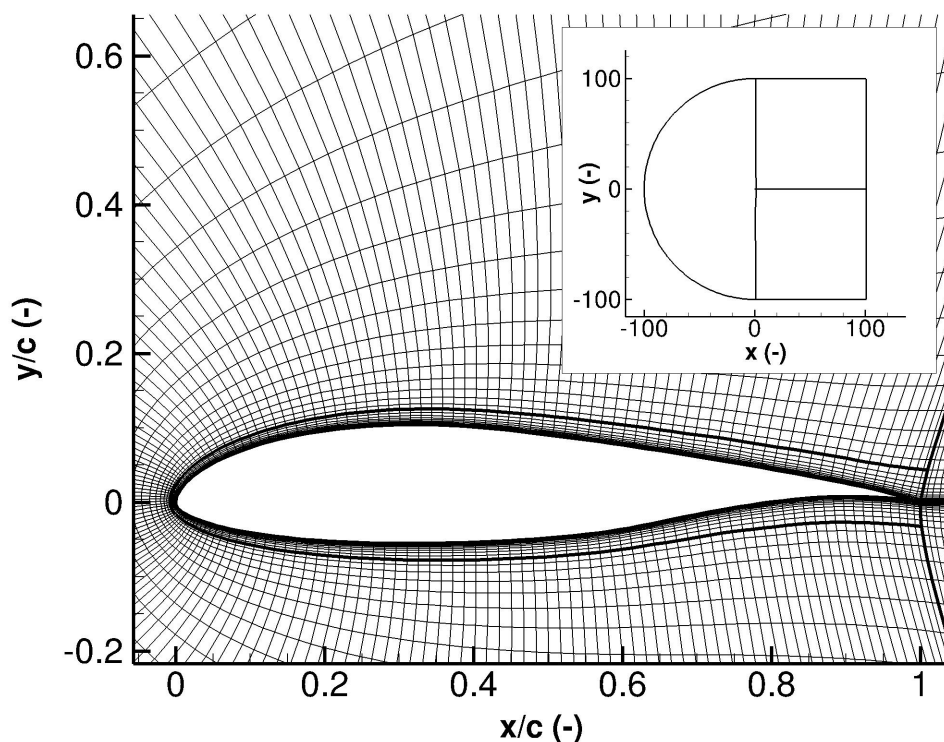
Zur Validierung der Umschlagsvorhersage bei stationärer, dreidimensionaler Strömung wird der Versuch an einem schiebenden Tragflügelsegment nach DAGENHART [33] (NLF(2)-0415) nachgerechnet. Detaillierte Messungen zu Querströmungsinstabilitäten an rotierenden Blättern sind derzeit nicht bekannt. Der Flugversuch eines BO 105 Hubschraubers im Schwebeflug dient als Testfall unter quasi-stationärer, dreidimensionaler Strömung mit Rotationseinfluss. Die Anwendbarkeit der Methode unter instationären, dreidimensionalen Strömungsbedingungen und Rotationseinfluss wird schliesslich anhand des Testfalls eines Mach-skalierten 7AD-Modellrotors im Vorwärtsflug demonstriert.

### 4.1 Laminarprofil Somers NLF(1)-0416

Das Laminarprofil NLF(1)-0416 nach SOMERS [158] stellt einen Profilentwurf für subsonische Verkehrsflugzeuge dar und begünstigt laminare Lauflängen im Bereich mittlerer Anstellwinkel. Das Profil wurde umfangreich im Windkanal vermessen. Im Rahmen der Messungen wurden die laminar-turbulenten Umschlagslagen mittels akustischer Messmethoden auf der Profilober- und Unterseite bestimmt.

Die Strömungsbedingungen des vorliegenden Testfalls entsprechen einer subsonischen Anströmung bei  $M=0,1$  und einer Reynoldszahl von  $Re=4,0$  Millionen. Der Turbulenzgrad der Anströmung wird zu  $Tu=0,03\%$  gesetzt. Um einen Vergleich mit den experimentellen Umschlagslagen vorzunehmen, werden die Strömungssimulationen im Anstellwinkelbereich von  $-4^\circ$  bis  $12^\circ$  durchgeführt. Die RANS-Rechnungen verwenden strukturierte Netze mit C-Topologie (s. Bild 4.1). Die verwendeten Profilkordinaten werden dem Bericht von SOMERS [158] entnommen. In Umlaufrichtung wird die Profilkontur mit 177 Punkten aufgelöst, das Nachlaufgebiet und die Richtung normal zur Kontur mit jeweils 65 Punkten. An der Hinterkante enthält die Grenzschicht ca. 22 Punkte. Der Abstand des ersten physikalischen Zellmittelpunktes von der Wandkontur gewährleistet einen dimensionslose Abstand von

$$y^+ = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \cdot \frac{y}{\nu} < 0,5. \quad (4.1)$$



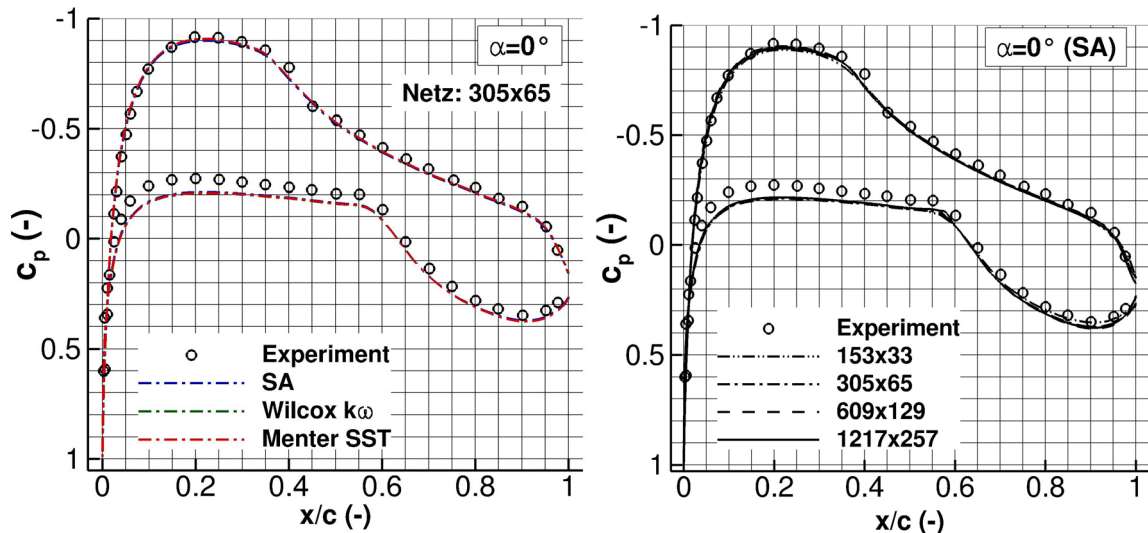
**Bild 4.1:** Laminarprofil Somers NLF(1)-0416 – strukturiertes Rechennetz (Topologie: C-Netz, Gitterpunkte: 305x65, 4 Netzblöcke).

**Tabelle 4.1:** Eckdaten der strukturierten Rechennetze für die RANS-Simulation des Laminarprofils Somers NLF(1)-0416 (Netzblöcke: 4, Fernfeldabstand: 100 Sehnenlängen).

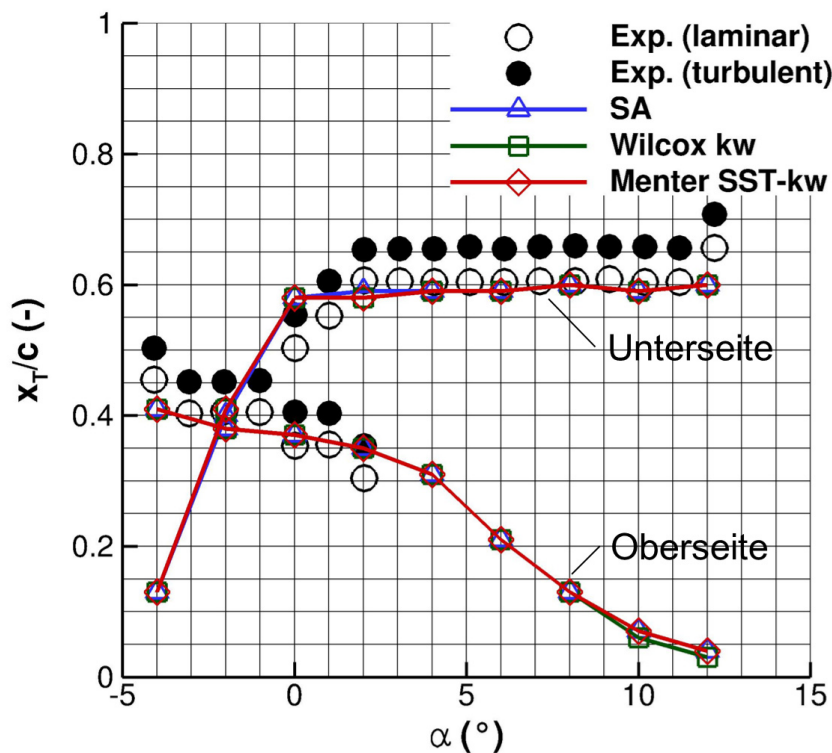
Auflösung (Punkte)	Profilkontur	Wandnormal (Grenzschicht)	Nachlauf
153x33	89	33 (~14)	33
305x65	177	65 (~22)	65
609x129	353	129 (~38)	129
1217x257	705	257 (~84)	257

Das Fernfeld befindet sich in einem Abstand von 100 Sehnenlängen vom Profil. Um den Einfluss der Turbulenzmodellierung auf die Umschlagsvorhersage zu untersuchen, werden drei unterschiedliche Turbulenzmodelle verwendet, darunter das Eingleichungsmodell nach Spalart-Allmaras (SA) (SPALART UND ALLMARAS [161]) sowie die beiden Zweigleichungsmodelle Wilcox- $k\omega$  (WILCOX [182]) und Menter-SST (MENTER [107]). Zur Untersuchung der Netzabhängigkeit der Grenzschichtapproximation werden ein vergrößertes Rechennetz mit 153x33 Punkten sowie zwei verfeinerte Rechennetze mit 609x129 und 1217x257 Punkten genutzt (s. Tabelle 4.1).

Bild 4.2 (links) vergleicht die berechneten Verläufe des dimensionslosen Druckbeiwertes  $c_p$  mit dem Experiment bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 0^\circ$ . Für alle drei verwendeten Turbulenzmodelle wird der Druckverlauf in guter Übereinstimmung zum Experiment wiedergegeben.



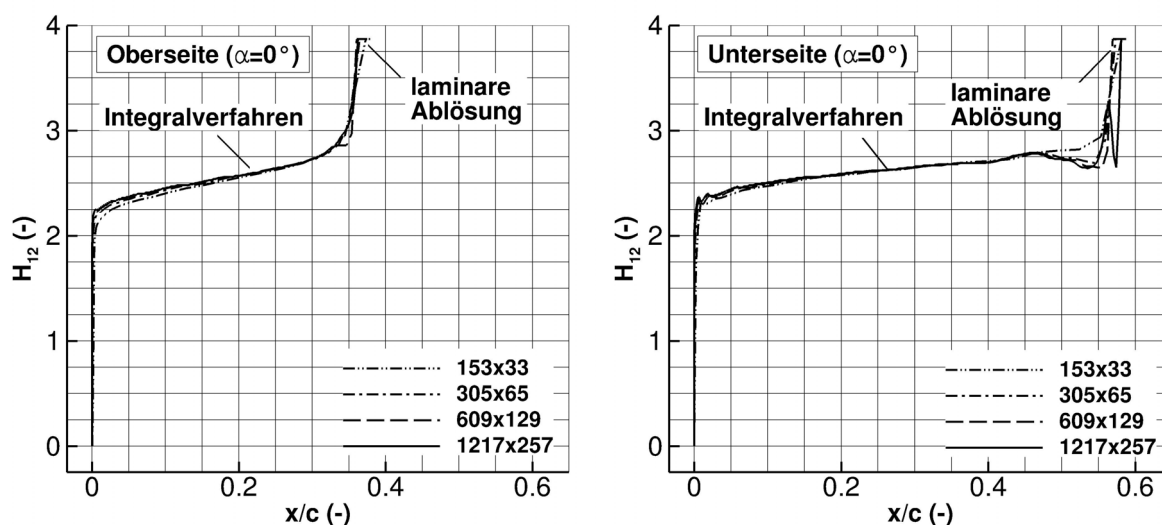
**Bild 4.2:** Laminarprofil Somers NLF(1)-0416 – Vergleich der experimentellen und berechneten Druckverteilung  $c_p$  bei Verwendung verschiedener Turbulenzmodelle (links) sowie für verfeinerte Rechenetze (rechts) ( $M=0,1$ ,  $Re=4,0$  Millionen,  $\alpha=0^\circ$ ).



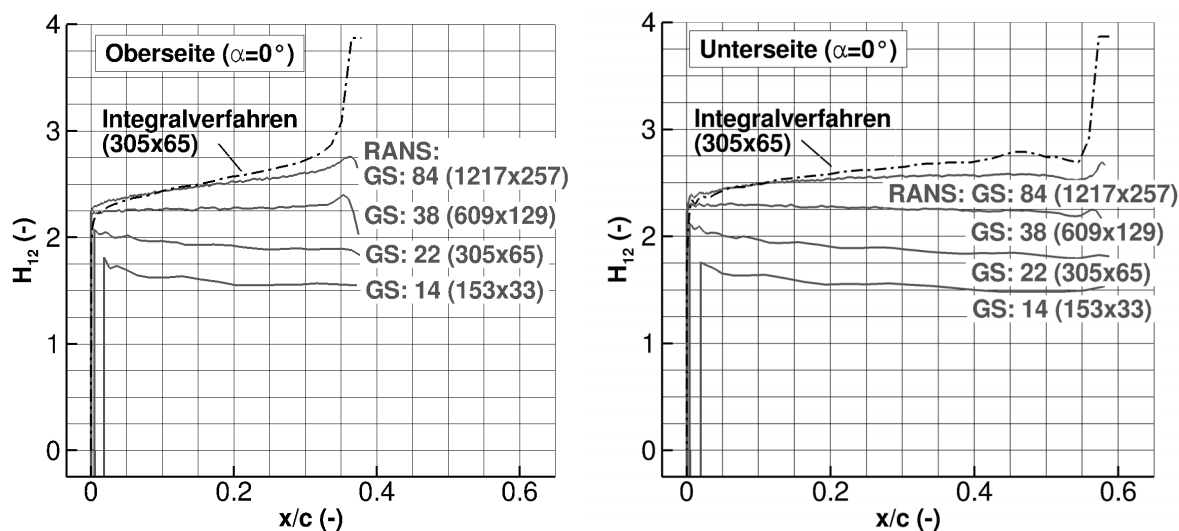
**Bild 4.3:** Laminarprofil Somers NLF(1)-0416 – Vergleich von experimentellen und berechneten Umschlagslagen der RANS-Simulation mit approximativer Umschlagsvorhersage ( $M=0,1$ ,  $Re=4,0$  Millionen, Rechenetz: 305x65 Punkte).

Bild 4.3 zeigt die berechneten Umschlagslagen für den Anstellwinkelbereich von  $-4^\circ$  bis  $12^\circ$  im Vergleich zu den experimentellen Messpunkten. Der Vergleich der berechneten Verläufe mit den experimentell gemessenen Umschlagsverläufen zeigt auf Ober- und Unterseite eine enge Übereinstimmung. Auf der Oberseite wandert die berechnete Umschlagslage mit zunehmendem Anstellwinkel stromauf in Richtung der Vorderkante. Auf der Unterseite verlagert sie sich mit zunehmendem Anstellwinkel stromab zur Hinterkante. Die Vorhersage der Umschlagslage zeigt keine Sensiti-

vität gegenüber dem verwendeten Turbulenzmodell, da für alle verwendeten Turbulenzmodelle die berechneten Umschlagslagen praktisch deckungsgleich sind. Die Grenzschichtlösung des Integralverfahrens zeigt eine sehr geringe Abhängigkeit von der Auflösung der RANS-Rechnetze. Dies demonstriert Bild 4.4 anhand der berechneten Formfaktor-Verläufe  $H_{12}$  sowie dem zugehörigen Ort der laminaren Strömungsablösung auf der Profilober- und Unterseite für  $\alpha=0^\circ$ . Die geringen Unterschiede liegen in der Übereinstimmung der berechneten Geschwindigkeitsverteilung begründet (s. Bild 4.2 (rechts)), da diese die massgebliche Eingangsgröße des Integralverfahrens darstellt. Die maximale Abweichung der Formfaktor-Verläufe des größten und feinsten Rechenetzes beträgt ca. 10% und zeigt sich kurz vor dem Beginn der laminaren Ablösung auf der Unterseite.



**Bild 4.4:** Laminarprofil Somers NLF(1)-0416 – Abhängigkeit des Integralverfahrens nach Schlichting von der Auflösung des RANS-Rechnetzes am Beispiel des Formfaktorverlaufes  $H_{12}$  auf Profilober- und Unterseite ( $M=0,1$ ,  $Re=4,0$  Millionen,  $\alpha=0^\circ$ ).



**Bild 4.5:** Laminarprofil Somers NLF(1)-0416 – Abhängigkeit der RANS-Grenzschichtgrößen von der Auflösung des Rechnetzes am Beispiel des Formfaktorverlaufes  $H_{12}$  auf Profilober- und Unterseite; zum Vergleich die Grenzschichtlösung des Integralverfahrens nach Schlichting bei einer groben Rechenetzeauflösung von 305x65 Punkten ( $M=0,1$ ,  $Re=4,0$  Millionen,  $\alpha=0^\circ$ ).



Bild 4.5 vergleicht die Grenzschichtlösung des Integralverfahrens mit Grenzschichtgrößen basierend auf den RANS-Geschwindigkeitsprofilen am Beispiel des Formfaktorverlaufes  $H_{12}$  auf der Profilober- und Unterseite für den Fall  $\alpha=0^\circ$ . Die Integrationsgrenze der RANS-Grenzschichtprofile wurde anhand der Detektion der Grenzschichttrandgeschwindigkeit nach Formel (3.58) ermittelt. Es zeigt sich, dass die Lösung des Integralverfahrens der einer RANS-Rechnung mit einer hohen Grenzschichtauflösung von 84 Punkten entspricht (Rechenetz: 1217x257). Die RANS-Grenzschichtgrößen neigen bei grober Grenzschichtauflösung zu einer tendenziellen Unterschätzung des Formfaktorverlaufes (s. Bild 4.5). Dies wurde beispielsweise auch von STOCK UND HAASE [165] im Rahmen der Stabilitätsberechnung an Profilen beobachtet und führte zu einer Überschätzung der Grenzschichtstabilität.

## 4.2 Oszillierendes Hubschrauberprofil

Bei dem Hubschrauber-Profil EDI-M109 handelt es sich um einen fortschrittlichen Profilentwurf mit einer relativen Dicke von  $t/c = 9\%$  für den äusseren Blattbereich (KLEIN ET AL. [81]). Die Hinterkante weist die Formgebung eines Tab auf. Der vorliegende Testfall basiert auf den Windkanalmessungen im DNW-TWG von RICHTER ET AL. [129], [130] sowie GARDNER ET AL. [49] (vgl. auch Kapitel 2.3.2.3). Das Windkanalmodell schwingt hier um die Viertellinie des Profils mit einer Frequenz von  $f = 6,6\text{Hz}$ . Die reduzierte Frequenz

$$k = \frac{2\pi f \cdot c}{2U_\infty} = 0,06 \quad (4.2)$$

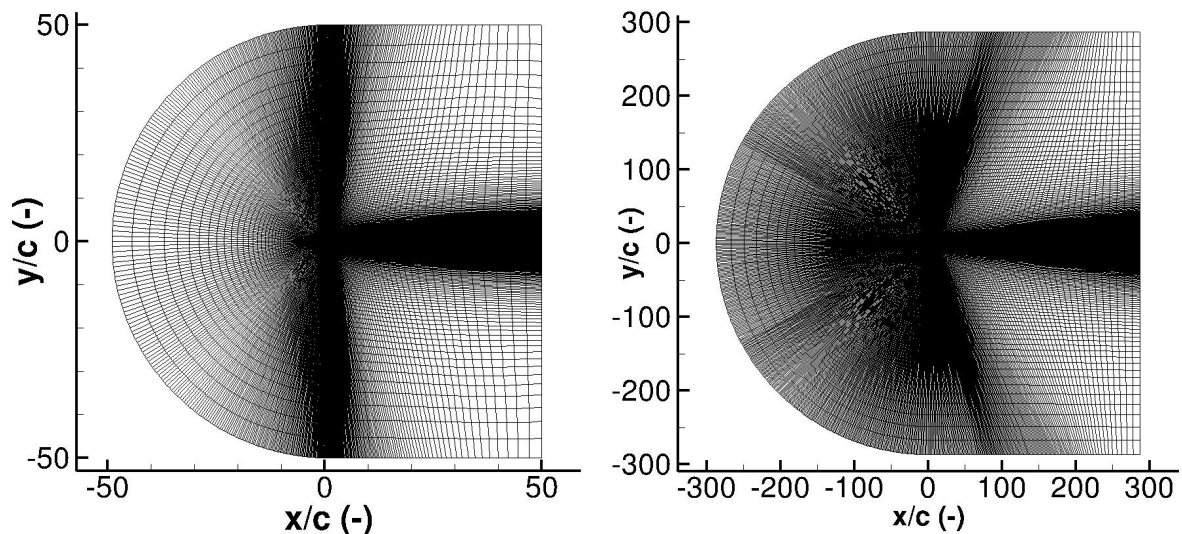
charakterisiert die Instationarität der Profilströmung. Mittels Heißfilmmessungen wurde das Verhalten des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlages auf der Profilober- und Unterseite bestimmt. Entlang der Profilkontur sind nahe dem Mittelschnitt dynamische Druckmessungen verfügbar. Da das Windkanalmodell keine geometrische Pfeilung aufwies, wird die URANS-Strömungssimulation als zweidimensionale Profilrechnung durchgeführt. Die Rechnung basiert auf der Diplomarbeit von WENTRUP [181] und erfolgt auf zwei strukturierten Netzen mit C-Topologie (s. Bild 4.6). Verwendet werden ein grobes Netz mit 69.262 Punkten und ein verfeinertes Netz mit 217.327 Punkten. Tabelle 4.2 fasst die Eckdaten der verwendeten Rechenetze zusammen.

**Tabelle 4.2:** Eckdaten der strukturierten Rechenetze für die URANS-Strömungssimulationen eines Hubschrauberprofils mit stumpfer Hinterkante.

Auflösung (Punkte)	Profilkontur / Hinterkantendicke	Wandnormal (Grenzschicht)	Nachlauf	Fernfeldabstand
<b>69.262 (grob)</b>	161 / 25	129 (~21)	97	50c
<b>217.327 (fein)</b>	625 / 141	241 (~51)	105	290c

Die Anströmungsbedingungen der URANS-Simulation entsprechen den Windkanalbedingungen des DNW-TWG bei einer Machzahl von  $M=0,3$  und einer Reynoldszahl von  $Re=1,8$  Millionen. Der zugehörige Turbulenzgrad in der Anströmung beträgt  $Tu=0,05\%$  und entspricht einem kritischen N-Faktor von  $n_{CRIT} = 9,81$ . Im Folgenden

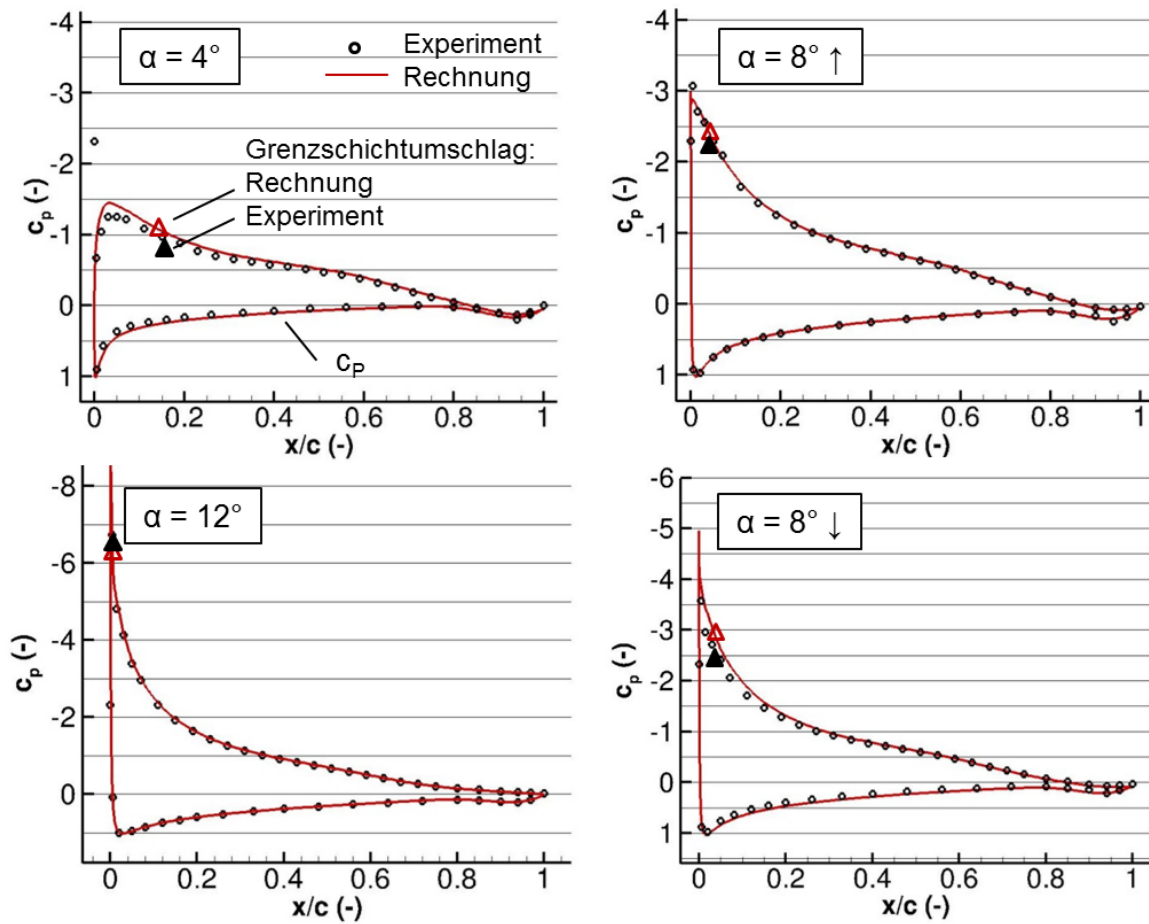
wird eine sinusförmige Anstellwinkelschwingung simuliert mit einem mittleren Anstellwinkel von  $\alpha=8^\circ$  und einer Amplitude von  $\Delta\alpha=+/-4^\circ$ . Zur Turbulenzmodellierung wird das Zweigleichungsmodell Wilcox- $k\omega$  (WILCOX [182]) verwendet. Hinsichtlich des Strömungsumschlags werden Tollmien-Schlichting Instabilitäten und laminare Ablöseblasen berücksichtigt. Der Aufruf der Umschlagsvorhersage erfolgt am Ende eines jeden physikalischen Zeitschrittes. Die Dauer einer Schwingungsperiode wird mit 360 Zeitschritten aufgelöst. Dieses Vorgehen entspricht der gängigen Praxis bei der URANS-Simulation von Hubschrauberrotoren, wonach die  $360^\circ$ -Drehung eines Rotors zeitlich analog zu  $1^\circ$  Azimutschritten aufgelöst wird.



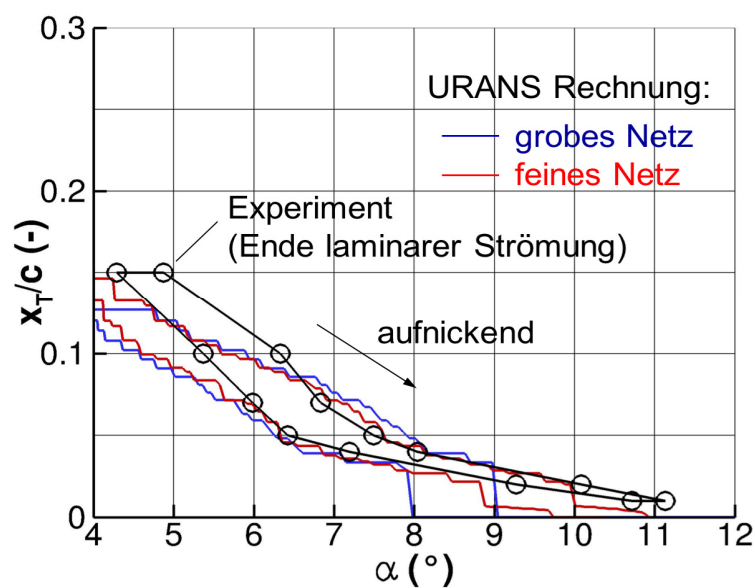
**Bild 4.6:** Strukturierte Rechennetze mit C-Topologie für die URANS-Strömungssimulationen des Hubschrauberprofils EDI-M109 - links: grobe Auflösung (69.262 Punkte), rechts: feine Auflösung (217.327 Punkte).

Bild 4.7 vergleicht die Druckbeiwertsverteilungen des Experiments mit den laminar-turbulenten URANS-Ergebnissen des feinen Netzes. Dargestellt werden Positionen bei minimalem, mittlerem und maximalem Anstellwinkel. Die dimensionslosen  $c_p$  Verläufe der URANS-Simulation geben die experimentellen Verläufe in enger Übereinstimmung wieder, insbesondere den für die Umschlagsvorhersage relevanten Bereich der Saugspitze auf der Profilloberseite. Der Grenzschichtumschlag erfolgt sowohl im Experiment als auch in der Rechnung im Bereich des Druckanstiegs stromab der Saugspitze. Dieses Ergebnis unterstützt die Hypothese von DWYER UND MCCROSKY [43], wonach der Einfluss des Druckgradienten in Sehnenrichtung  $dU_e/dx$  über dem instationären Einfluss  $dU_e/dt$  dominiert und eine quasistationäre, zweidimensionale Berechnung der Grenzschicht unter Vorgabe der experimentellen Druckverteilung (in diesem Fall: Berechnung) zulässig ist. Für den Fall  $\alpha=4^\circ$  zeigt ein einzelner Messpunkt im Bereich der Vorderkante eine punktuell starke Abweichung vom generellen  $c_p$ -Verlauf der Saugspitze an. Die starke Abweichung und das Ausbleiben des unmittelbaren Grenzschichtumschlags an dieser Stelle im Experiment lassen auf einen fehlerhaften Datenpunkt schließen.

Im Bereich kleiner Anstellwinkel ( $\alpha < 6^\circ$ ) ist die berechnete Saugspitze im Vergleich zum Experiment stärker ausgeprägt. Dies führt zu einer leicht verfrühten Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags (vgl. Bild 4.8). Am deutlichsten zeigt sich die verfrühte Vorhersage bei dem minimalen Anstellwinkel von  $\alpha = 4^\circ$ . Eine mögliche Ursache hierfür ist die Vernachlässigung des Windkanalwandeinflusses während des Experiments auf die Druckverteilung entlang der Profilkontur.



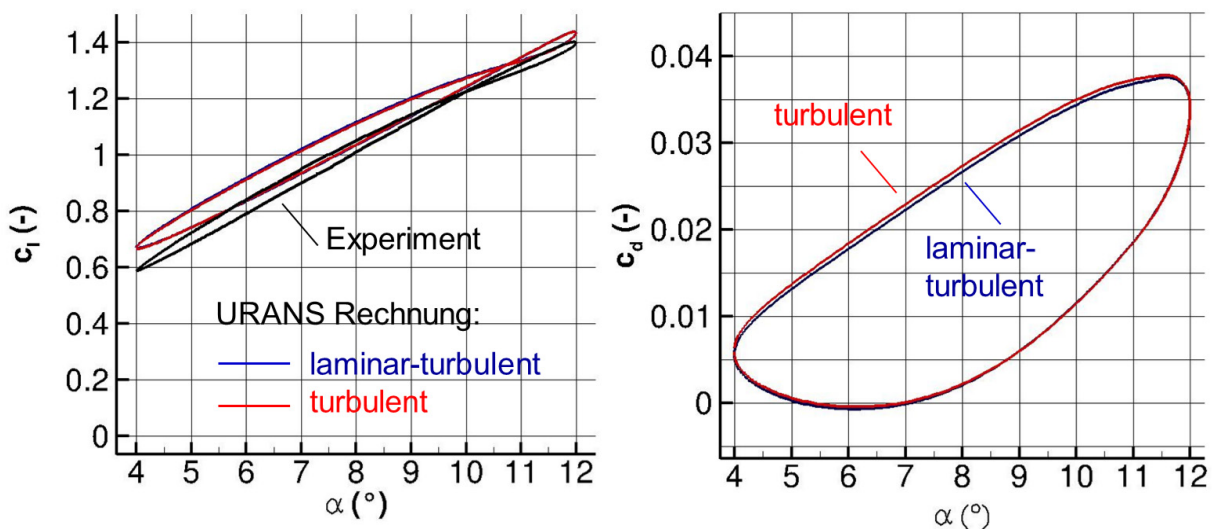
**Bild 4.7:** Oszillierendes Hubschrauberprofil – Druckverläufe und laminar-turbulente Umschlagslagen aus Experiment und URANS-Rechnung (217.327 Punkte,  $M=0,3$ ,  $Re=1,8$  Millionen,  $\alpha= 8^\circ+/-4^\circ$ ,  $k=0,06$ ).



**Bild 4.8:** Oszillierendes Hubschrauberprofil - Lage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags bei sinusförmiger Schwingung, im Vergleich: Experiment und URANS-Simulation mit approximativer Umschlagsvorhersage ( $M=0,3$ ,  $Re=1,8$  Millionen,  $\alpha= 8^\circ +/- 4^\circ$ ,  $k=0,06$ ).

Dies zeigen auch die unkorrigierten U/RANS-Strömungssimulationen von KLEIN ET. AL. [81] am gleichen Hubschrauberprofil. Zum Zeitpunkt der Rechnung sind jedoch keine Korrekturen verfügbar, um den Einfluss der Windkanalwände zu berücksichtigen.

Bild 4.8 zeigt das Verhalten des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags auf der Profiloberseite während einer vollen Schwingungsperiode. Verglichen werden die Ergebnisse der Umschlagsvorhersage und die laminaren Lauflängen der Windkanalmessungen. Die näherungsweise Vorhersagemethode gibt sowohl die Hysterese als auch die Lage des experimentellen Grenzschichtumschlags treffend wieder. Mit aufnickender Profilbewegung wandert die berechnete Umschlagslage stromauf und liegt bei maximalem Anstellwinkel unmittelbar an der Vorderkante. Auf dem feinen Rechennetz wird im hohen Anstellwinkelbereich die kontinuierliche Stromaufbewegung treffend wiedergegeben. Auf dem groben Netz führt eine Strömungsablösung an der Profilverkante zu einer verfrühten Stromaufverlagerung an die Vorderkante. Mit abnickender Bewegung verlagert sich auch die Umschlagslage stromab. Bei minimalem Anstellwinkel wird eine maximale laminare Lauflänge von  $x/c=15\%$  vorhergesagt. Die Unterschiede der Umschlagslagen im unteren Anstellwinkelbereich werden durch die zuvor diskutierten Abweichungen der Druckbeiwertsverteilungen hervorgerufen (vgl. Bild 4.7).



**Bild 4.9:** Oszillierendes Hubschrauberprofil – Auftriebs- und Widerstandsbeiwert für vollturbulente und laminar-turbulente URANS-Rechnung sowie der Verlauf des experimentellen Auftriebbeiwertes ( $M=0,3$ ,  $Re=1,8$  Millionen,  $\alpha=8^\circ \pm 4^\circ$ ,  $k=0,06$ , Rechennetz: 217327 Punkte).

Bild 4.9 zeigt den Einfluss der berechneten laminaren Grenzschicht auf die Hysteresekurven des Auftriebsbeiwertes  $c_l$  und des Widerstandsbeiwertes  $c_d$ . Die laminaren Strömungsbereiche bewirken eine geringfügige Widerstandsverringering in der aufnickenden Bewegung. Grund hierfür ist die verringerte Oberflächenreibung in den laminaren Strömungsbereichen. Diese sind beim Aufnicken stärker ausgeprägt als beim Abnicken (vgl. Bild 4.8). Der Auftriebsbeiwert  $c_l$  zeigt praktisch keine Sensitivität gegenüber den berechneten laminaren Lauflängen. Der Verlauf ist nahezu deckungsgleich zur Kennlinie der vollturbulenten Rechnung. Im Vergleich zum Experiment zeigen die berechneten Auftriebsverläufe eine geringfügige Verschiebung zu höheren Werten. Dies ist auf die Vernachlässigung des Windkanaleinflusses zurück-

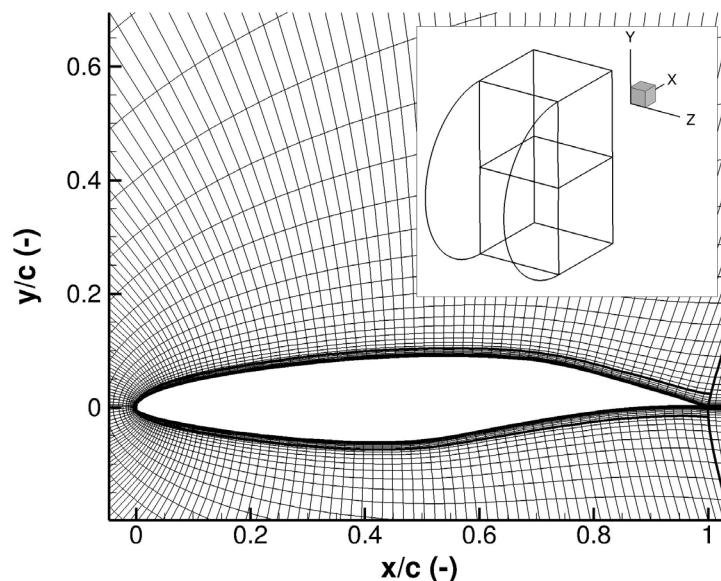
zuführen. Bei dem betrachteten Testfall erweist sich der Einfluss der laminaren Lauf­längen auf die aerodynamischen Profilbeiwerte als gering, da der reibungsbedingte Anteil des Profilwiderstandes wesentlich geringer ausfällt als der Anteil des Druckwiderstandes.

### 4.3 Schiebendes Flügelsegment NLF(2)-0415

DAGENHART [33] untersucht im Rahmen von Windkanalmessungen an einem schiebenden Flügelsegment das Auftreten von Querströmungsinstabilitäten. Das Flügelsegment besitzt die Form des Laminarprofils NLF(2)-0415, gemessen normal zur Vorderkante. Die geometrische Vorderkantenpfeilung beträgt  $45^\circ$ . Die Windkanalversuche werden zur gezielten Anfachung der Querströmungsinstabilitäten unter einem negativen Anstellwinkel von  $-4^\circ$  durchgeführt. Dies führt zu einem kontinuierlichen Druckabfall entlang der Profiloberseite bis  $x/c = 0,7$  und dämpft die Anfachung von Tollmien-Schlichting Instabilitäten. Zur Messung der laminar-turbulenten Umschlagslagen wurden Hitzdrähte, Heißfilme und Naphthalen-Anstrichbilder benutzt.

Basierend auf den Untersuchungen von SOUZA UND SILVA [160] sowie STOCK [164] erfolgt die Nachrechnung des Windkanal-Experiments unter der Annahme eines schiebenden Flügels unendlicher Streckung.

Die Rechnung wird auf einem strukturierten, dreidimensionalen Netz mit C-Topologie durchgeführt (s. Bild 4.10).



**Bild 4.10:** Laminarprofil NLF(2)-0415 – strukturiertes 3D Rechnetetz (Topologie: C-Netz, Gitterpunkte: 305x65x5, Rechenblöcke: 4).

Die Profilkordinaten werden dem Bericht von SOMERS UND HORSTMANN [159] entnommen. Entlang der Profilkontur beträgt die Punkteverteilung 177 Punkte. In Richtung der Wandnormalen und im Profilmachlauf wird das Rechenggebiet mit jeweils 65 Punkten aufgelöst. Die spannweiteige Ausdehnung des Flügelsegments beträgt 5% der Sehnenlänge und wird mit 5 gleichverteilten Punkten aufgelöst. An den Seitenflächen des Rechnetetzes werden periodische Randbedingungen gesetzt. Der Abstand des Fernfeldes zum Flügelsegment beträgt 100 Sehnenlängen. An der Hinterkante des Profils wird die Grenzschichtdicke mit ca. 22 Punkten aufgelöst. Der Abstand des

ersten Zellmittelpunktes von der Wandkontur gewährleistet einen dimensionslosen Wandabstand von  $y^+ < 0,5$ .

Die Reynoldszahl bezogen auf den Profilschnitt parallel zur Strömung variiert zwischen  $Re=1,92 \cdot 10^6 - 3,73 \cdot 10^6$ , die Machzahl entsprechend zwischen  $M=[0,05; 0,101]$ . Zur Turbulenzmodellierung werden das Eingleichungs-Turbulenzmodell nach Spalart-Allmaras (SPALART UND ALLMARAS [161]) sowie die Zweigleichungsmodelle Wilcox- $k\omega$  (WILCOX [182]) und Menter-SST (MENTER [107]) verwendet. Der laminar-turbulente Umschlag wird unter Berücksichtigung von Tollmien-Schlichting- und Querströmungsinstabilitäten sowie laminarer Strömungsablösung vorhergesagt. Aufgrund der geringen Machzahlen wird die Preconditioning-Technik zur Beschleunigung der RANS-Rechnung verwendet.

Da es sich um einen stationären, nicht-rotierenden Strömungsfall handelt, erfolgt die approximative Berechnung der laminaren Querströmungsprofile nach Kapitel 3.3.4 unter Vernachlässigung der Faktoren  $\beta_{1/2}$  in Formel (3.90) und (3.91). In spannweiti-ger Richtung treten keine Geschwindigkeitsgradienten auf ( $dU/dr=0$  und  $dW/dr=0$ ). Somit gibt der Ansatz zur Abschätzung der Querströmungsprofile das Grenzschichtverhalten an einem gepfeilten Flügel unendlicher Streckung wieder. Diese Form des Ansatzes wurde ebenfalls von BOLTZ ET AL. [21] genutzt, um das Auftreten von Querströmungsinstabilitäten an gepfeilten Flügeln abzuschätzen. Zur Untersuchung der Netzabhängigkeit der approximativen Grenzschichtberechnung werden ein vergrößertes Rechennetz mit  $153 \times 33$  Punkten sowie zwei verfeinerte Rechennetze mit  $609 \times 129$  und  $1217 \times 257$  Punkten genutzt (s. Tabelle 4.3).

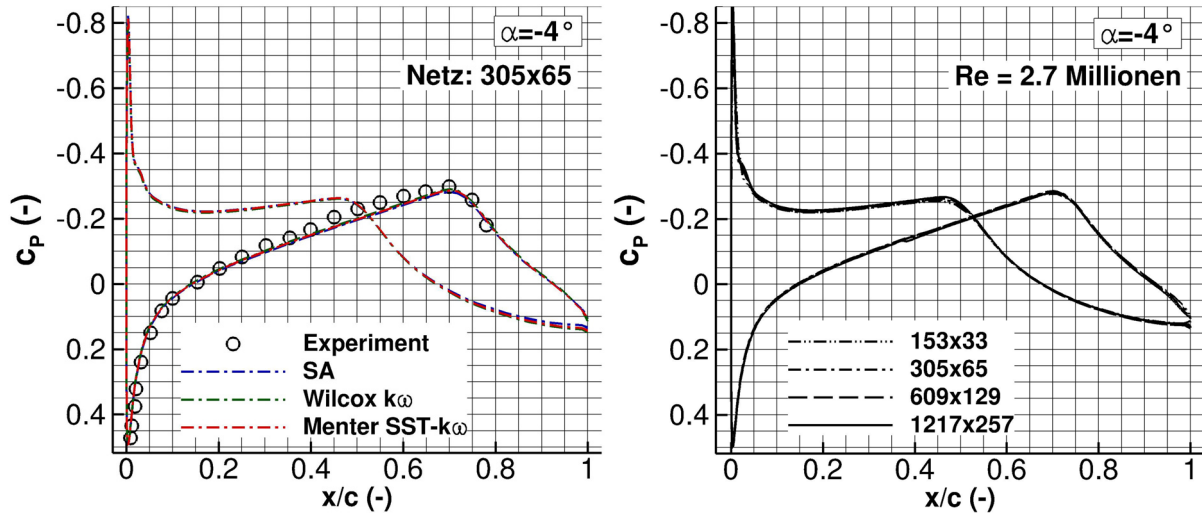
**Tabelle 4.3:** Eckdaten der strukturierten Rechennetze für die RANS-Strömungssimulation des Laminarprofils Somers NLF(2)-0415 (Fernfeldabstand: 100 Sehnenlängen, spannweite Auflösung: 8 Punkte, Netzblöcke: 4).

Auflösung (Punkte)	Profilkontur	Wandnormal (Grenzschicht)	Nachlauf
<b>153x33</b>	89	33 (~14)	33
<b>305x65</b>	177	65 (~22)	65
<b>609x129</b>	353	129 (~40)	129
<b>1217x257</b>	705	257 (~90)	257

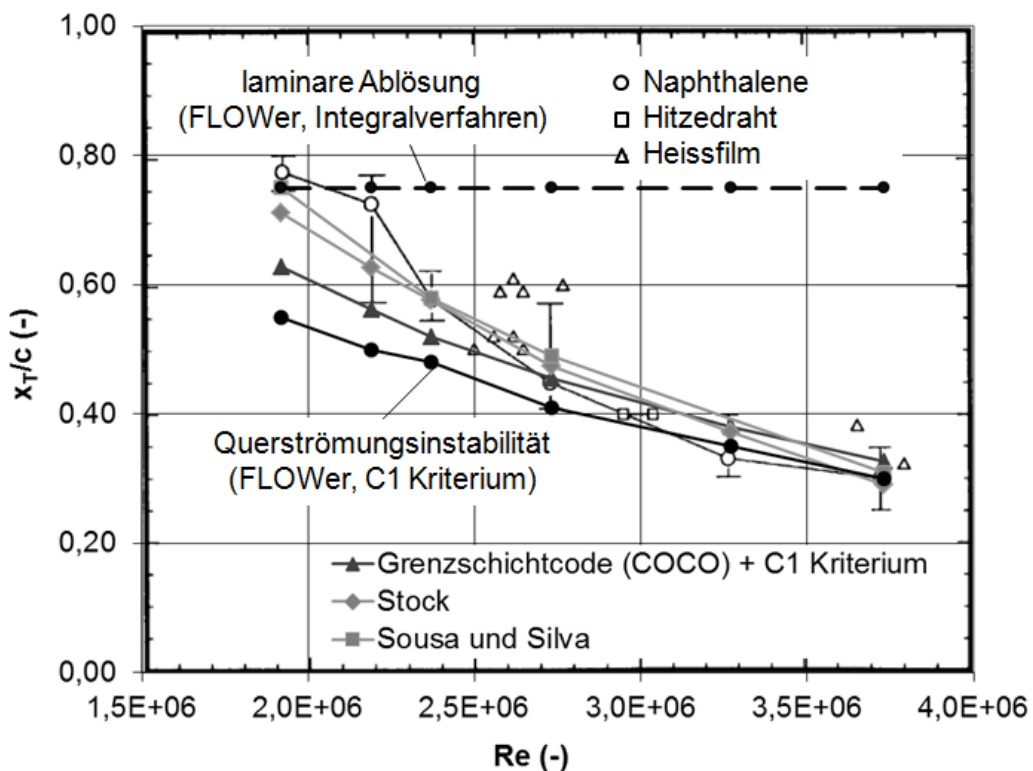
Bild 4.11 (links) zeigt die gute Übereinstimmung der experimentellen und berechneten  $c_p$ -Verteilung entlang der Profilloberseite, exemplarisch für die Reynoldszahl von  $Re=3,73 \cdot 10^6$ . Die Variation der verwendeten Turbulenzmodelle bestätigt die Übereinstimmung und verifiziert die Anströmungsbedingungen der RANS-Rechnung. Das Verhalten des laminar-turbulenten Umschlags auf der Profilloberseite in Abhängigkeit von der Reynoldszahl ist in Bild 4.12 dargestellt. Mit zunehmender Reynoldszahl wandert die Umschlagslage aus dem Bereich der Hinterkante stromauf in Richtung der Vorderkante aufgrund der Anfachung der Querströmungswirbel. Dieses Verhalten wird von der approximativen Umschlagsvorhersage in FLOWer tendenziell wiedergegeben.

Für Reynoldszahlen im Bereich  $Re > 2,7 \cdot 10^6$  wird der laminar-turbulente Umschlag in guter Übereinstimmung zu den experimentellen Messungen wiedergegeben. Im niedrigeren Reynoldszahlbereich  $Re < 2,7 \cdot 10^6$  wird der querströmungsbedingte Umschlag tendenziell stromauf zu den experimentellen Messungen vorhergesagt. Vergleichsrechnungen mit dem konischen Grenzschichtverfahren COCO, entwickelt von

SCHRAUF [146], bestätigen dieses Verhalten (vgl. Bild 4.12). Bei der Vergleichsrechnung wird die  $c_p$ -Verteilung des FLOWer Verfahrens als Eingabegröße für das Verfahren COCO genutzt und der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag ebenfalls mittels des C1 Kriteriums berechnet (KRIMMELBEIN [88]).



**Bild 4.11:** Laminarprofil NLF(2)-0415 – links: Vergleich der experimentellen [33] und berechneten Druckverteilung (FLOWer,  $M=0,1$ ,  $Re=3,7$  Millionen,  $\alpha=-4^\circ$ ,  $\Lambda=45^\circ$ ) – rechts: Vergleich der berechneten Druckverteilung für verfeinerte Rechnetze (FLOWer,  $M=0,0626$ ,  $Re=2,73$  Millionen,  $\alpha=-4^\circ$ ,  $\Lambda=45^\circ$ ).



**Bild 4.12:** Laminarprofil NLF(2)-0415 – Vergleich der experimentellen und approximativ berechneten Umschlagslagen (FLOWer) auf der Profilerseite bei zunehmender Reynoldszahl; zum Vergleich Ergebnisse von STOCK [164], SOUZA UND SILVA [160] sowie Grenzschichtcode-Ergebnisse (COCO) ( $\alpha=-4^\circ$ ,  $\Lambda=45^\circ$ , Graphik basierend auf DAGENHART [33]).

ARNAL UND JUILLEN [7] beobachteten ebenfalls die tendenziell verfrühte Vorhersage von Querströmungsinstabilitäten bei geringen Reynoldszahlen mittels des C1 Kriteriums. Diese Beobachtung machten sie im Rahmen der Nachrechnung des modifizierten ONERA D Profils unter vergleichbaren Strömungsbedingungen von  $Re=[1 \cdot 10^6; 4 \cdot 10^6]$  und  $\Lambda=49^\circ$ . Arnal und Juillen begründen dieses Verhalten damit, dass potentielle Interaktionen zwischen den Instabilitäten in Quer- und Längsrichtung anhand der empirischen Umschlagsvorhersage nicht abgebildet werden. Des Weiteren kann eine eventuelle Variation des Anström-Turbulenzgrades im Experiment aufgrund der Formulierung des C1 Kriteriums nicht abgebildet werden.

Für den hier betrachteten Testfall des Flügelsegmentes NLF(2)-0415 berechnen SOUZA UND SILVA [160] die experimentellen Umschlagslagen unter Verwendung eines RANS-Verfahrens und einer  $e^N$ -Methode (vgl. Bild 4.12). Unter Annahme eines kritischen N-Faktors von 6,4, entsprechend einem Turbulenzgrad von  $Tu = 0,2\%$  nach MACK [99], werden die experimentellen Umschlagslagen treffend wiedergegeben. STOCK [164] demonstriert eine vergleichbar gute Vorhersage der Querströmungsinstabilitäten unter Nutzung eines RANS-Verfahrens in Kombination mit der  $N_{TS}/N_{CF}$ -Strategie, unter Annahme von  $N_{CF}=6,4$ .

Die Netzabhängigkeit der approximierten Grenzschichtgrößen wird für eine Reynoldszahl von  $Re=2,73$  Millionen untersucht (s. Bild 4.13), da diese im typischen Bereich der Anströmungsbedingungen eines Hubschrauberrotors liegt. Die approximierten Grenzschichtgrößen werden mit Grenzschichtdaten basierend auf RANS-Grenzschichtprofilen sowie den Ergebnissen eines Grenzschichtcodes verglichen (s. Bild 4.14). Für die Untersuchung werden die Rechennetze nach Tabelle 4.3 und das Spalart-Allmaras Turbulenzmodell genutzt. Die berechneten Druckbeiwertsverteilungen entlang der Profilloberseite liegen in guter Übereinstimmung für alle verwendeten Rechennetze, vgl. Bild 4.11 (rechts).

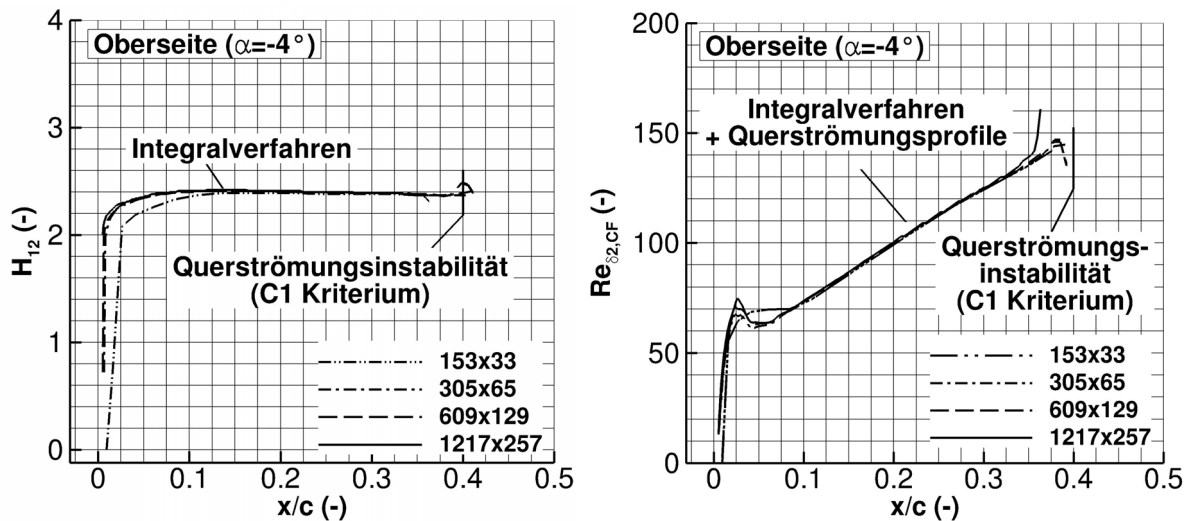
Bild 4.13 zeigt die Verläufe der approximierten Grenzschichtdaten auf der Profilloberseite bis zum berechneten Umschlagspunkt bei  $x/c=40\%$ . Verglichen werden die Verläufe der Formfaktoren  $H_{12}$  und der Querströmungs-Reynoldszahlen  $Re_{\delta 2,CF}$ , da diese Größen zur Vorhersage von Querströmungsinstabilitäten anhand des C1 Kriteriums ausschlaggebend sind (s. Kapitel 3.4.3). Es zeigt sich, dass die approximierten Grenzschichtdaten nur gering von der verwendeten Auflösung des Rechennetzes abhängen. Bei grober Diskretisierung der lokalen Druckgradienten ergeben sich geringe Abweichungen im Bereich des Staupunktes. Diese sind für die Umschlagsvorhersage jedoch ohne nennenswerte Auswirkung. Bild 4.14 vergleicht die Verläufe der approximierten Größen mit Grenzschichtcode-Ergebnissen sowie Grenzschichtgrößen basierend auf integrierten RANS-Geschwindigkeitsprofilen. Als Integrationsgrenze der RANS-Grenzschichtprofile dient der Ort mit einer Strömungsgeschwindigkeit von  $99\% U_e$  (s. Formel 3.58).

Hinsichtlich des Formfaktors  $H_{12}$  zeigt die Lösung des Integralverfahrens eine gute Übereinstimmung mit dem Ergebnis des Grenzschichtcode. Die Genauigkeit des Integralverfahrens wird mit den RANS-basierten Grenzschichtdaten erst ab einer Grenzschichtauflösung von ca. 88 Punkten (Rechennetz  $1271 \times 257$ ) erreicht. Bei geringerer Grenzschichtauflösung liefern die RANS-basierten Grenzschichtdaten tendenziell geringere Formfaktoren mit Werten  $H_{12} < 2$ . Mit RANS-Grenzschichtdaten könnte in diesen Fällen also keine gültige Vorhersage von Querströmungsinstabilitäten erfolgen, da der Definitionsbereich des C1 Kriteriums für Formfaktoren überschritten würde ( $2,1 < H_{12} < 2,7$ , vgl. Formel 3.121).

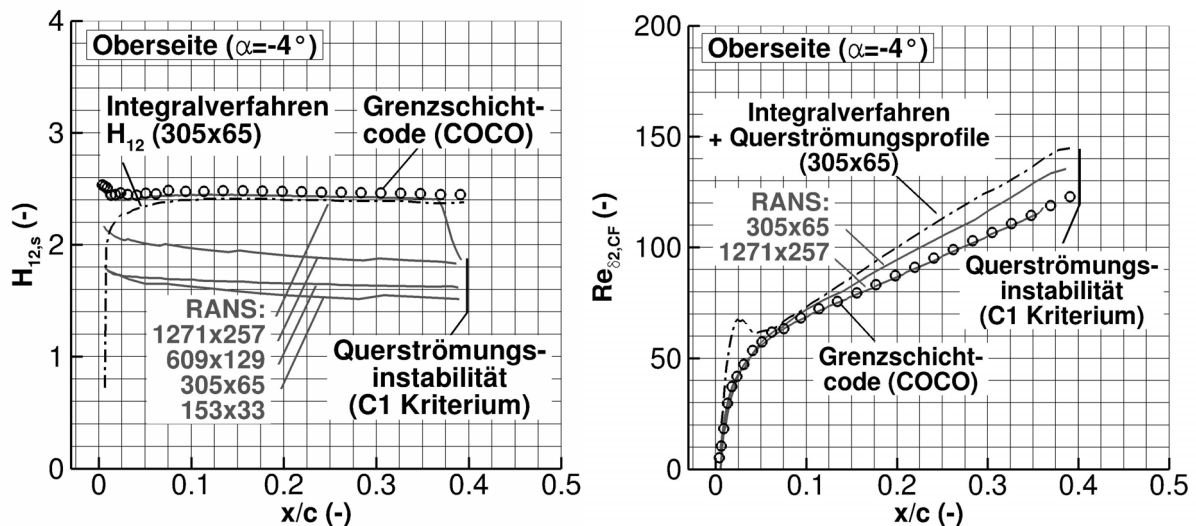
Der Verlauf der approximierten Querströmungs-Reynoldszahl  $Re_{\delta 2,CF}$  in Bild 4.14 (rechts) repräsentiert treffend die stetig zunehmende Anfachung der Querströmungsinstabilitäten. Diese Anfachung entspricht dem Ergebnis der integrierten RANS-



Grenzschicht bei einer Auflösung von ca. 22 Punkten (Rechennetz 305x65). Gegenüber der feinsten Grenzschichtauflösung (Rechennetz 1271x257) zeigt die Approximation der Querströmungs-Reynoldszahl  $Re_{\delta_2,CF}$  eine tendenziell progressivere Anfachung. Dieses Verhalten bestätigt sich im Vergleich mit der Lösung des Grenzschichtcodes. Der approximative Ansatz begünstigt somit eine tendenziell konservative Vorhersage von Querströmungsinstabilitäten im Bereich geringer Reynoldszahlen (vgl. Bild 4.12). Vor dem Hintergrund der Leistungsvorhersage an Hubschrauberrotoren wird dieses konservative Verhalten als akzeptabel angesehen.



**Bild 4.13:** Laminarprofil NLF(2)-0415 – Verlauf der approximierten, laminaren Grenzschichtgrößen für verfeinerte RANS-Rechennetze; links: Formfaktor  $H_{12}$ , rechts: Querströmungs-Reynoldszahl  $Re_{\delta_2,CF}$  ( $M=0,0626$ ,  $Re=2,73$  Millionen,  $\alpha=-4^\circ$ ,  $\Lambda=45^\circ$ ).



**Bild 4.14:** Laminarprofil NLF(2)-0415 – Vergleich der approximierten, laminaren Grenzschichtgrößen mit Ergebnissen basierend auf RANS-Grenzschichtprofilen (FLOWer) und Grenzschichtcode (COCO); links: Formfaktorverlauf in Strömungsrichtung  $H_{12,s}$ , rechts: Querströmungs-Reynoldszahl  $Re_{\delta_2,CF}$  ( $M=0,0626$ ,  $Re=2,73$  Millionen,  $\alpha=-4^\circ$ ,  $\Lambda=45^\circ$ ).

#### 4.4 BO105 Rotor im Schwebeflug

Die Validierung der approximativen Umschlagsvorhersage für den Fall eines Rotors im Schwebeflug erfolgt anhand von Flugversuchsdaten des DLR BO 105 Hub-schraubers (ROHARDT [133]). Im Rahmen des Schwebeflugversuches wurde der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag auf der Ober- und Unterseite eines Hauptrotorblattes mittels Acenaphthen-Anstrichbildern vermessen. Photographien der Umschlagslagen sind in Bild 2.11 wiedergegeben.

Die Profilgebung des Blattes basiert auf der Kontur des NACA23012mod Profils mit Hinterkantentab. Tabelle 4.4 fasst die geometrischen und operativen Daten des BO 105 Rotorblattes zusammen.

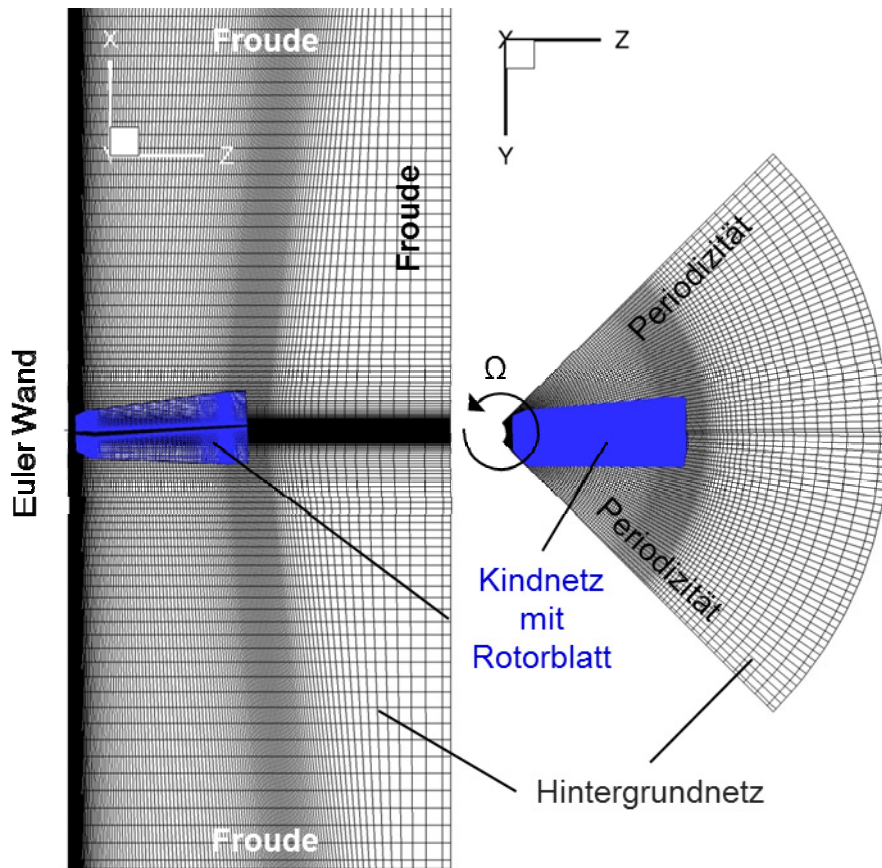
**Tabelle 4.4:** Geometrische Daten und Anströmungsbedingungen des BO 105 Rotorblattes (ROHARDT [133]).

<b>Profil</b>	NACA 23012mod
<b>Rotorradius</b>	4,92 m
<b>Blatttiefe</b>	0,28 m
<b>Verwindung</b>	-8° (linear)
<b>Rotor-Konuswinkel</b>	2,5°
<b>Rotordrehzahl</b>	44,51 1/s
$M_{TIP}$	0,64
$Re_{TIP}$	4,03 Millionen
$c_T$	0,005

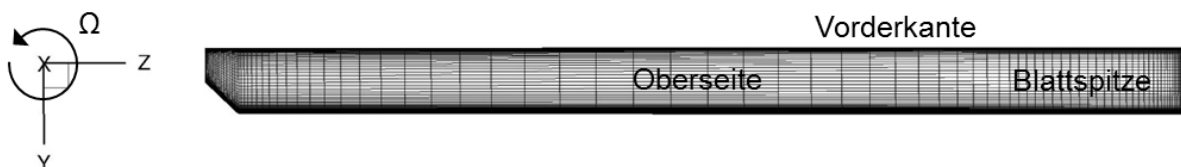
Die Nachrechnung des Flugversuches erfolgt als isolierter Rotor unter Vernachlässigung des Rumpfes. Die Strömungssimulation wird unter Ausnutzung der Periodizität des Strömungsfeldes auf die Berechnung eines der vier Rotorblätter vereinfacht. Das verwendete Chimera-Rechennetz setzt sich aus einem Hintergrundnetz und einem Kindnetz zusammen (s. Bild 4.15).

Das Hintergrundnetz hat die Form eines Zylindersegments mit einem Öffnungswinkel von 90° und besteht aus 1,7 Millionen Punkten. Zur Auflösung des Nachlaufgebietes weist es in der Rotorebene und entlang des Bahnradius der Blattspitze eine erhöhte Punktdichte auf. Die Rotordurchströmung wird mittels Froude Randbedingungen (BEAUMIER ET AL. [11]) entlang der Stirn- und Außenflächen des Hintergrundnetzes sichergestellt. Der Einfluss des Blattnachlaufes auf das Rotorblatt wird mittels periodischer Randbedingungen abgebildet. Entlang der Innenfläche des Hintergrundnetzes wird eine Euler-Wand Randbedingung gesetzt. Zusätzlich wird ein verfeinertes Hintergrundnetz verwendet (vgl. Tabelle 4.5), um den Erhalt des Rotornachlaufes zu steigern und die Auswirkung auf die Umschlagsvorhersage am Blatt zu untersuchen. Das verfeinerte Hintergrundnetz wird durch Halbierung der Punktabstände des Ausgangsnetzes generiert und besteht aus 13,8 Millionen Punkten.

Das Kindnetz für das Rotorblatt besitzt 1,4 Millionen Punkte. Die Blattoberfläche weist einen rechteckigen Grundriss auf (s. Bild 4.16). In radialer Richtung wird das Blatt mit 97 Punkten aufgelöst, entlang der Profilkontur sind 141 Punkte verteilt. In der Grenzschicht nahe der Hinterkante befinden sich ca. 21 Punkte. Die Hinterkante des Blattes ist stumpf und weist einen Tab auf. Der Abstand des ersten Netzpunktes von der Blattoberfläche gewährleistet einen Wert von  $y^+ < 1$ .



**Bild 4.15:** Isolierter BO 105 Rotor im Schwebeflug (Rotation gegen den Uhrzeigersinn) – Netztopologie und Randbedingungen des strukturierten Chimera-Rechennetzes (3,2 Mio. Punkte) – links: vertikaler Schnitt, rechts: horizontaler Schnitt.



**Bild 4.16:** BO 105 Rotorblatt (Rotation gegen den Uhrzeigersinn) – strukturiertes Oberflächennetz des Rotorblattes.

**Tabelle 4.5:** Isolierter BO 105 Rotor im Schwebeflug – Punkteverteilung der Chimera-Rechennetze.

Auflösung (Punkte)	Hintergrundnetz	Kindnetz	Profilkontur x Blattradius x Wandnormal
3.165.376	1.718.802	1.446.574	141x97x41 (~21)
15.217.870	13.771.296		

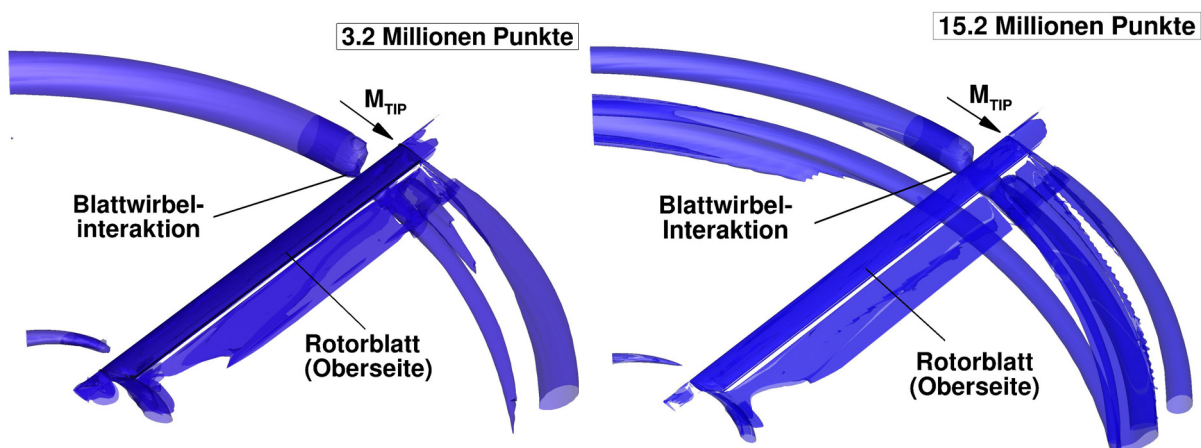
Die Strömungssimulation wird als stationäre Rechnung durchgeführt. Der kollektive Blatteinstellwinkel wird entsprechend eines dimensionslosen Schubbeiwertes von

$$c_T = \frac{m \cdot g}{\rho \pi \Omega^2 R^4} = 0,005 \quad (4.3)$$

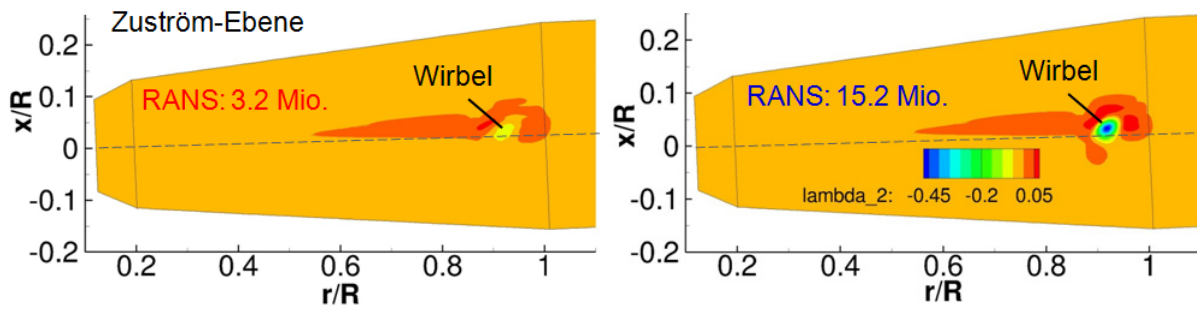
eingestellt, unter Annahme eines Abfluggewichtes von  $m=2250$  kg und einer Luftdichte von  $\rho=1,2$  kg/m<sup>3</sup>. Zyklische Steuerwinkel des Hauptrotors, um beispielsweise die Seitenkraft des Heckrotors während des Flugversuches auszugleichen, werden vernachlässigt. Zur Turbulenzmodellierung wird das Zweigleichungsmodell Wilcox- $k\omega$  (WILCOX [182]) verwendet. Die approximative Berechnung der laminaren Grenzschichtgrößen erfolgt unter Verwendung der Kompressibilitätskorrektur nach WALZ [180].

#### 4.4.1 Effektive Umschlagslage bei unterschiedlichen Instabilitätsmechanismen

An der Blattspitze und im Wurzelbereich kommt es aufgrund des Druckausgleichs zwischen Profillober- und Unterseite zur Wirbelbildung. Den Verlauf der berechneten Wirbeltrajektorien für das BO 105 Blatt im Schwebeflug zeigt Bild 4.17. Die Visualisierung der Wirbelstrukturen erfolgt mittels des  $\lambda_2$  Kriteriums nach JEONG UND HUSSEIN [78] innerhalb des groben und feinen Hintergrundnetzes. In beiden Fällen tritt der Wirbel aufgrund der periodischen Randbedingungen nach Erreichen des Ausströmrandes wieder in der Blattanströmung auf. An der Blattspitze kommt es hierbei zur Blattwirbelinteraktion. Die Interaktion tritt auf beiden Hintergrundnetzen bei ca.  $r/R=0,95$  auf, wie anhand der in Bild 4.18 visualisierten Wirbelposition in der Zuströmebene des Rotorblattes erkennbar ist.

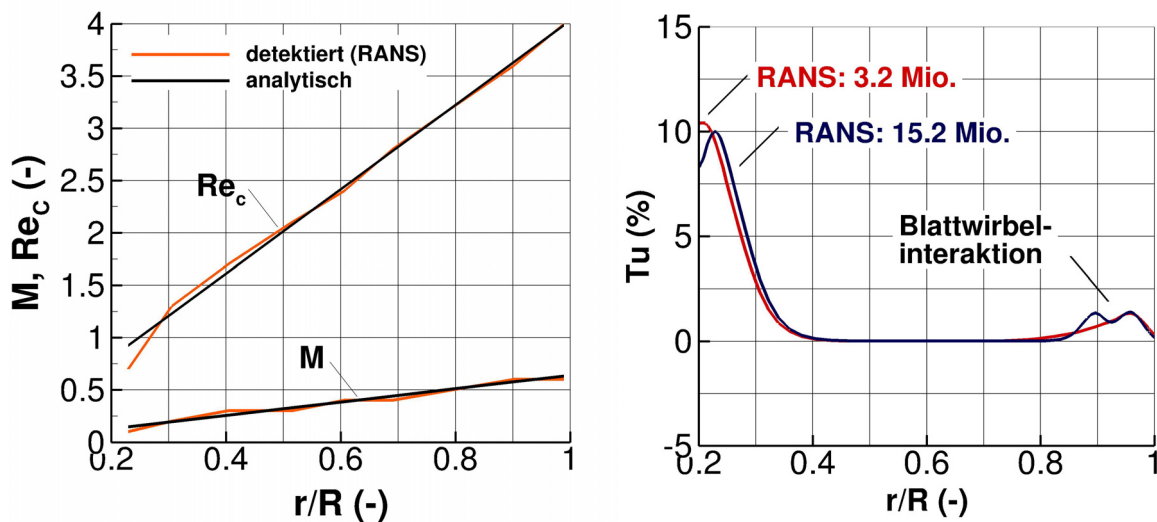


**Bild 4.17:** Isolierter BO 105 Rotor im Schwebeflug (Rotation gegen den Uhrzeigersinn) - Visualisierung der berechneten Wirbeltrajektorien mittels des  $\lambda_2$ -Kriteriums ( $\lambda_2=-0,005$ ); links: grobes Hintergrundnetz, rechts: verfeinertes Hintergrundnetz ( $M_{TIP}=0,64$ ;  $Re_{TIP}=4,03$  Millionen).



**Bild 4.18:** Isolierter BO 105 Rotor im Schwebeflug - Wirbelposition relativ zum Rotorradius in der Zuströmebene unmittelbar vor der Blattvorderkante ( $\lambda_2$ -Kriterium); links: grobes Hintergrundnetz, rechts: verfeinertes Hintergrundnetz ( $M_{TIP}=0,64$ ;  $Re_{TIP}=4,03$  Millionen).

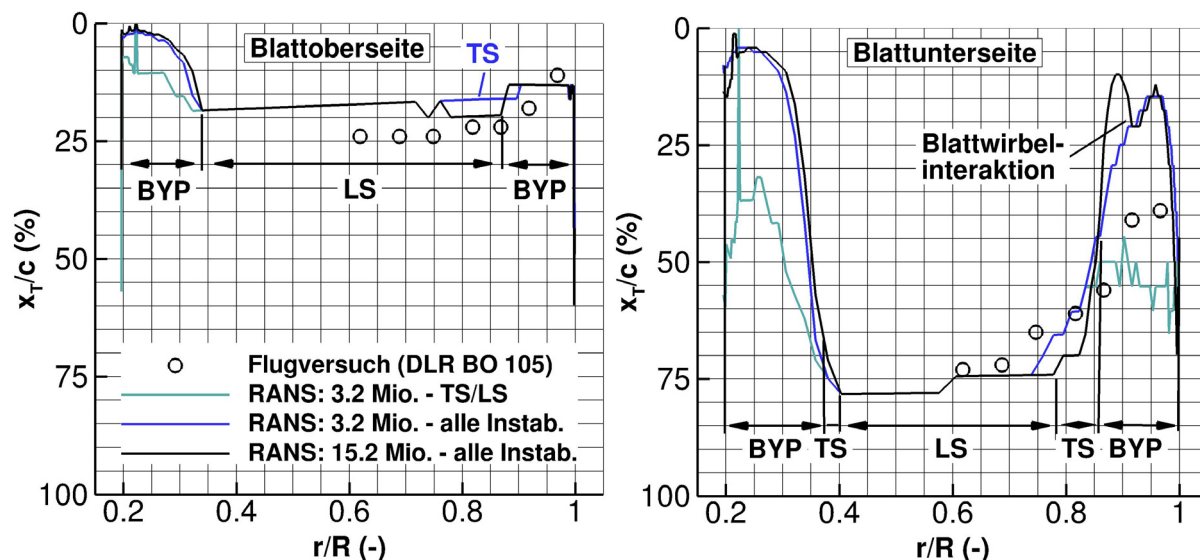
Bild 4.19 links zeigt die detektierten Anströmungsbedingungen am Rotorblatt aus der RANS-Lösung. Ein Vergleich der detektierten Mach- und Reynoldszahlverteilung mit den analytischen Verläufen nach Formeln (2.5) und (2.7) verifiziert die Bestimmung der lokalen Anströmungsbedingung entlang der Rotorblattvorderkante.



**Bild 4.19:** Isolierter BO 105 Rotor im Schwebeflug: detektierte Anströmungsbedingungen an der Blattvorderkante aus RANS-Rechnung, links: Mach- und Reynoldszahl, rechts: Anström-Turbulenzgrad ( $M_{TIP}=0,64$ ;  $Re_{TIP}=4,03$  Millionen).

Bild 4.19 rechts zeigt eine deutliche Erhöhung des Anström-Turbulenzgrades im Bereich der Blattspitze mit Werten von  $Tu > 1,5\%$ . Als Ursache hierfür kann die Blatt-Wirbel-Interaktion angesehen werden. Auf dem verfeinerten Hintergrundnetz zeigt sich eine lokale Variation des Turbulenzgrades im Bereich der Blattwirbelinteraktion bei  $r/R=0,95$ . Diese verläuft symmetrisch zur in Bild 4.18 dargestellten Position des auftretenden Wirbelkerns im feinen Hintergrundnetz.

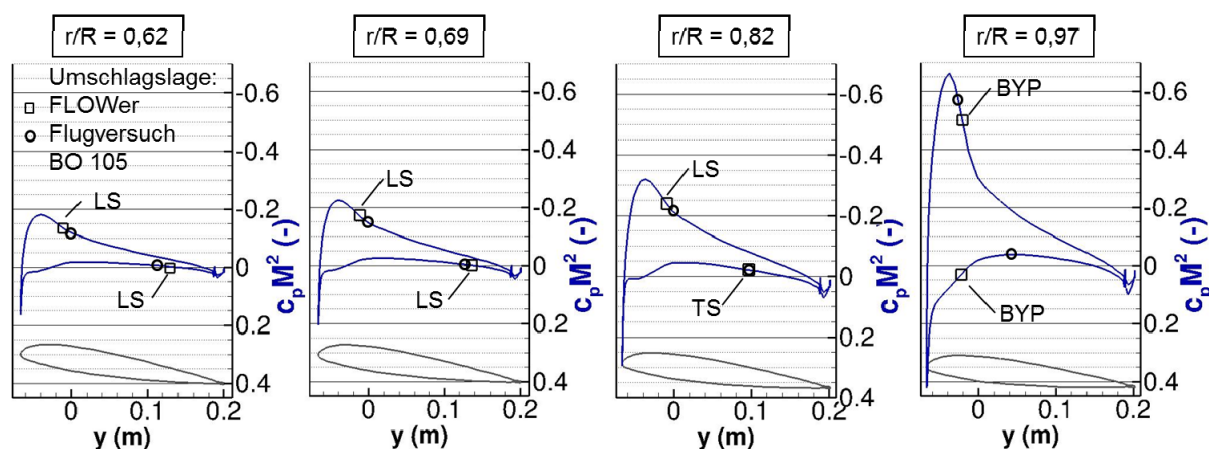
Im Innenbereich des Blattes herrschen hohe Turbulenzgrade mit Werten bis zu  $Tu=10\%$  vor. Grund hierfür ist die Ausbildung des Blattwurzelwirbels. Dieser verändert während der RANS-Simulation nur sehr langsam seine Position, da die Strömungsgeschwindigkeiten in diesem Bereich gering sind.



**Bild 4.20:** Isolierter BO 105 Rotor im Schwebeflug: Lage des berechneten laminar-turbulenten Umschlags am Rotorblatt und zugehörige Instabilitätsmechanismen, links: Blattoberseite, rechts: Blattunterseite ( $M_{TIP}=0,64$ ;  $Re_{TIP}=4,03$  Millionen).

Bild 4.20 zeigt die berechneten effektiven laminaren Lauflängen am Rotorblatt unter Berücksichtigung des kompletten Spektrums von Instabilitätsmechanismen. Dazu zählen Tollmien-Schlichting Instabilitäten, Querströmungs-, und Bypass-Instabilitäten sowie laminare Ablösung und Anlegelinienkontamination ( $Re_{\delta 2,AL}=100$ ). Als Vergleich dienen die experimentellen Umschlagslagen des DLR BO105 Flugversuches.

Auf der Oberseite werden die experimentell vermessenen Umschlagslagen durch das approximative Verfahren plausibel wiedergegeben. Für den überwiegenden Teil erfolgt der Umschlag aufgrund laminarer Ablösung und Tollmien-Schlichting Instabilitäten bei ungefähr 18% der Profilhöhenlänge. Verursacht wird die Grenzschichtdestabilisierung an der Vorderkante durch eine Strömungsverzögerung nach der Saugspitze, vgl. auch die Druckverteilungen in Bild 4.21.



**Bild 4.21:** Isoliertes BO 105 Rotor im Schwebeflug:  $c_p M^2$  Verteilung und berechnete Umschlagslage an ausgewählten Blattschnitten ( $M_{TIP}=0,64$ ;  $Re_{TIP}=4,03$  Millionen).

Die berechneten Umschlagslagen der Oberseite zeigen eine sehr geringe Abhängigkeit von der Auflösung der verwendeten Hintergrundnetze, da die Grenzschichtstabilität im wesentlichen durch die stark beschleunigte Strömung entlang der Profilmase beeinflusst wird und nur in gerigem Maße durch nachlaufinduzierte Effekte.

Auch auf der Blattunterseite zeigen die berechneten Umschlagslinien des groben und feinen Rechennetzes eine generell gute Übereinstimmung zu den Daten aus dem Flugversuch. Im mittleren Blattbereich wird der laminar-turbulente Umschlag aufgrund von Tollmien-Schlichting Instabilitäten und laminarer Ablösung bei ca. 75% der Profilhnenlänge vorhergesagt. Zur Blattspitze hin verkürzen Bypass-Instabilitäten die laminaren Gebiete kontinuierlich bis auf 10% der Profiltiefe. Diese Instabilitäten werden durch den erhöhten Anström-Turbulenzgrad der Blattwirbelinteraktion hervorgerufen (vgl. Bild 4.17). Auf dem feinen Rechennetz spiegelt der Umschlagsverlauf an der Blattspitzenunterseite die symmetrische Variation des Anströmturbulenzgrades wieder (vgl. Bild 4.20 (rechts)). Generell gibt das Bypass-Kriterium nach Mayle den Einfluss des erhöhten Anström-Turbulenzgrades deutlich stärker wieder als das AHD Kriterium für Tollmien-Schlichting Instabilitäten, insbesondere im Bereich nahe der Blattwurzel und -spitze. Im Vergleich zum Flugversuch gibt das Mayle Kriterium die Umschlagslagen auf der Unterseite im Bereich der Blattwirbelinteraktion tendenziell stromauf wieder. Da das Mayle Kriterium auf Messdaten bei Gleichdruck entwickelt wurde (Mayle [102]), wird im untersuchten Fall eine mögliche Stabilisierung der laminaren Grenzschicht unter der beschleunigten Umströmung der Blattunterseite unterschätzt. Das Mayle Kriterium führt daher zur konservativen Abschätzung der laminaren Lauflängen auf der Blattspitzenunterseite. Die Anwendung des Mayle Kriteriums vermeidet im Gegensatz zur ausschliesslichen Nutzung des AHD Kriteriums eine Überschätzung der laminaren Lauflängen im Blattspitzenbereich. Am Rotorblatt werden keine Querströmungsinstabilitäten vorhergesagt, da die auftretenden Schräganströmwinkel entlang der Blattvorderkante während des Schwebefluges sehr gering sind. Eine Kontamination der Anlegelinie mit turbulenter Strömung tritt an keiner Stelle des Rotorblattes auf.

#### 4.4.2 Einfluss der laminaren Strömung auf die Rotorbeiwerte

Die dimensionslosen Beiwerte für die benötigte Leistung  $P$  des Rotors und die Schwebefluggüte  $FM$  sind wie folgt definiert:

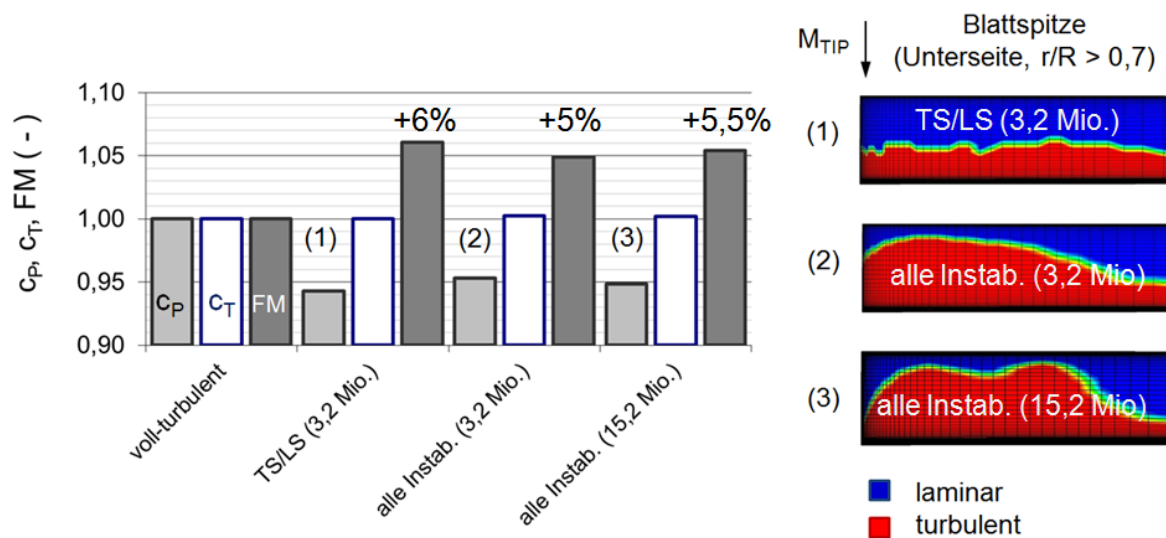
$$c_p = \frac{P}{\rho/2 \cdot (\pi R^2) (\Omega R)^3} \quad (4.4)$$

$$FM = \frac{c_T^{3/2}}{\sqrt{2} \cdot c_p} \quad (4.5)$$

Die erforderliche Rotorleistung  $P$  ergibt sich mittels Integration der berechneten Druck- und Reibungskräfte auf der Blattoberfläche, welche entgegengesetzt zur Drehrichtung des Rotors wirken.

Der Einfluss der laminaren Grenzschicht auf die berechneten Rotorbeiwerte ist in Bild 4.22 dargestellt. Um den Unterschied zur Annahme einer voll-turbulenten Grenzschichtströmung zu verdeutlichen, werden die dimensionslosen Koeffizienten

für den Schub  $c_T$ , die erforderliche Leistung  $c_P$  und die Schwebefluggüte  $FM$  auf die Vergleichswerte der jeweiligen voll-turbulenten Rechnung bezogen.



**Bild 4.22:** Isolierter BO 105 Rotor im Schwebeflug: Einfluss der vorhergesagten laminaren Strömung auf die dimensionslosen Beiwerte für Leistung  $c_P$ , Schub  $c_T$  und Rotoreffizienz  $FM$  relativ zu voll-turbulenten Simulationsergebnissen ( $M_{TIP}=0,64$ ;  $Re_{TIP}=4,03$  Millionen).

Aufgrund der berechneten laminaren Lauflängen verringert sich der Leistungsbedarf  $c_P$  um -6% (nur Tollmien-Schlichting Instabilitäten) und -5% (alle Instabilitäten) für den untersuchten Schwebeflugfall am BO105 Rotor. Die Spanne von 1% innerhalb der Verbesserung ist auf den Einfluss der Bypass Instabilitäten im Bereich der Rotorblattspitze zurückzuführen. Die auftretenden Bypass-Instabilitäten verkürzen die laminaren Lauflängen der Blattspitzenunterseite (vgl. Bild 4.22), und führen somit zu einer leichten Abschwächung der Effizienzsteigerung. Der Schubkoeffizient  $c_T$  gleicht nahezu dem Wert der voll-turbulenten Rechnung. Für den vorliegenden Schwebeflugfall hat die Auflösung des Rotornachlaufes im Hintergrundnetz einen sehr geringen Einfluss auf die Rotorbeiwerte für Leistung und Schub. Die Verringerung des Leistungsbedarfes  $c_P$  spiegelt sich direkt in einer Erhöhung der Schwebefluggüte  $FM$  wider und beträgt dementsprechend zwischen +5% und +6%.

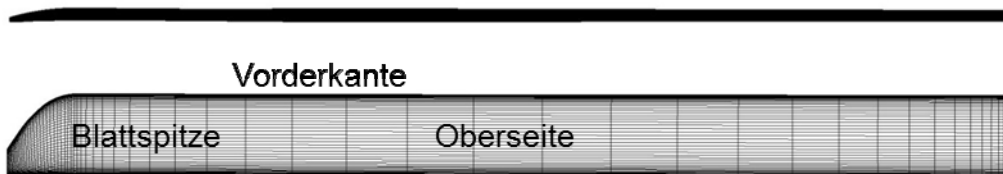
#### 4.5 ONERA 7AD Rotor im Vorwärtsflug

Im Rahmen der GOAHEAD Windkanal-Kampagne im DNW-LLF wurde eine Machskalierte Gesamthubschrauberkonfiguration vermessen, um eine Datenbasis zur Validierung von CFD Codes zu generieren (PAHLKE [115], SCHWARZ UND PAHLKE [148]). Der Grenzschichtzustand an den Rotorblättern des Hubschraubermodells (s. Bild 2.14) wurde an zwei radialen Schnitten bei  $r/R=0,6$  und  $0,8$  mittels Heißfilmen bestimmt. Die Heißfilmmessungen wurden jeweils auf der Rotorblattoberseite bei Profiltiefen von  $x/c=17\%$  und  $45\%$  vorgenommen. Aus der Messkampagne werden zwei Testfälle bei Fortschrittsgraden von  $\mu=0,33$  und  $0,42$  nachgerechnet, für die eine erfolgreiche Auswertung der Heißfilmdaten vorliegt. Die Nachrechnung des Windka-

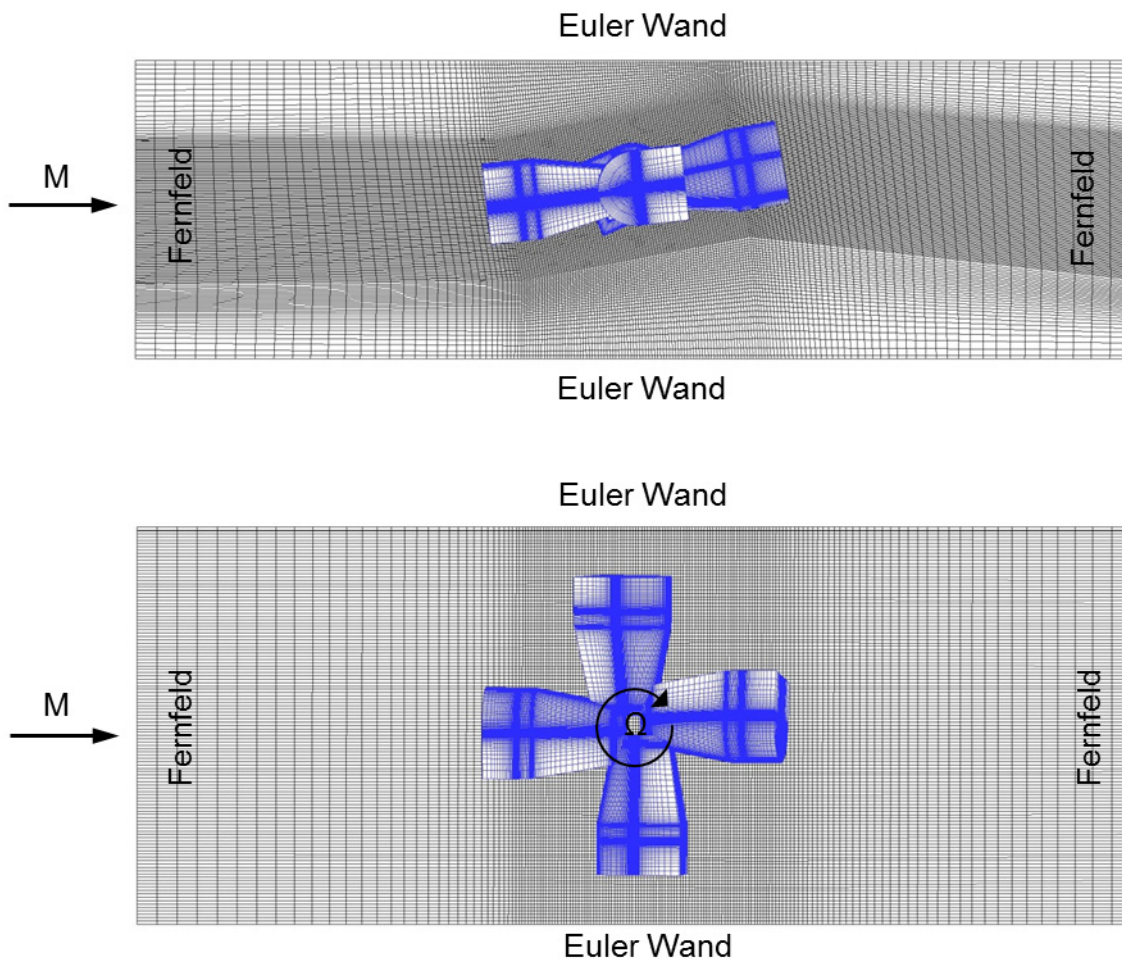


nalversuches erfolgt als isolierter Rotor unter Vernachlässigung des Rumpfeinflusses. Bei dem Hauptrotor handelt es sich um den vierblättrigen ONERA 7AD Rotor mit parabolischer Blattspitze mit Drehrichtung im Uhrzeigersinn (POLACSEK UND LAFON [120]).

Bild 4.24 zeigt die Netztopologie des verwendeten Chimera-Rechennetzes. Das strukturierte Rechennetz besteht aus einem rechteckigen Hintergrundnetz und vier Kindnetzen für die Rotorblätter.



**Bild 4.23:** 7AD Rotorblatt – Strukturiertes Oberflächennetz des Rotorblattes ohne Berücksichtigung des Blatthalses - oben: Hinteransicht, unten: Draufsicht.



**Bild 4.24:** Isolierter 7AD Rotor im Vorwärtsflug (Rotation im Uhrzeigersinn) – Netztopologie und Randbedingungen des strukturierten Chimera-Rechennetzes bestehend aus Hintergrundnetz (3,0 Mio. Punkte) und vier Kindnetzen (je 0,9 Mio. Punkte) – oben: Seitenansicht, unten: Draufsicht.

Das Hintergrundnetz repräsentiert die geschlossene Messtrecke des Windkanals. Die Windkanalwände werden durch Euler-Wand Randbedingungen repräsentiert. Die Ein- und Ausströmränder sind mit Fernfeld-Randbedingungen versehen. Das Volumen des Hintergrundnetzes wird in einer groben Version mit ca. 3 Millionen Punkten aufgelöst. Im Bereich des Rotorzu- und nachlaufs sind die Netzknoten verdichtet. Eine verfeinerte Version des Hintergrundnetzes wird durch Halbierung der Punkteabstände des groben Netzes generiert und besteht aus ca. 24 Millionen Netzknoten. Dies ermöglicht eine verbesserte Auflösung des Rotornachlaufs.

Die Oberfläche der Rotorblätter wird in radialer Richtung mit 61 Punkten aufgelöst (s. Bild 4.23). Entlang der Profilkontur werden 149 Punkte verteilt. Die Hinterkante des Blattes ist stumpf und mit 13 Punkten aufgelöst. In der Grenzschicht an der Profilhinterkante befinden sich ca. 21 Punkte. Da die approximative Grenzschichtberechnung eine sehr geringe Abhängigkeit von der Oberflächendiskretisierung aufweist, siehe die Profilrechnungen in Kapitel 4.1 und 4.3, wird die Auflösung des Rotorblattes konstant gehalten. Tabelle 4.6 gibt einen Überblick zu den verwendeten Auflösungen der Rechennetze.

**Tabelle 4.6:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug – Punkteverteilung der verwendeten Rechennetze.

Auflösung (Punkte)	Hintergrundnetz, gesamt	Kindnetz, gesamt	Profilkontur x Blattradius x Wandnormal
<b>grob</b>	3.045.998	4 x 855.536	149x61x33 (~21)
<b>fein</b>	23.669.905	4 x 855.536	149x61x33 (~21)

Entsprechend der Fortschrittsgrade des Windkanalversuchs von  $\mu=0,33$  und  $0,42$  werden zwei Testfälle bei Anströmmachzahlen von  $M=0,2$  und  $M=0,26$  nachgerechnet. In beiden Fällen beträgt die Reynoldszahl an der Blattspitze  $Re_{TIP} = 2$  Millionen. Die Struktur der Rotorblätter wird als starr angenommen. Die Schlag-, Schwenk- und Nickbewegung der Rotorblätter wird als Starrkörperbewegung vorgeschrieben. Hierzu werden die experimentellen Blatttrimmwinkel nach Tabelle 4.7 verwendet. Die Vernachlässigung der Blattelastizität bewirkt für den vorliegenden GOAHEAD Testfall keine wesentlichen Unterschiede bei der Simulation der Profilmströmung. Dies demonstrieren BIAVA ET. AL [15] mittels URANS-Gesamthubschrauber-Simulationen unter Annahme starrer und elastischer Blätter für den vorliegenden Testfall.

Der physikalische Zeitschritt des dualen Zeitschrittverfahrens entspricht einer Rotordrehung um  $1^\circ$  Azimut und wird mit 70 inneren Iterationen aufgelöst. Zur Turbulenzmodellierung wird das Zweigleichungsmodell Wilcox- $k\omega$  (WILCOX [182]) genutzt. Hinsichtlich der Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags werden Tollmien-Schlichting Instabilitäten, Querströmungs- und Bypass-Instabilitäten berücksichtigt, sowie laminare Ablösung und Anlegelinienkontamination ( $Re_{\delta_2,AL}=100$ ). Die effektive Lage des laminar-turbulenten Umschlags wird durch den am weitesten stromauf liegenden Instabilitätsmechanismus festgelegt. Für jeden Profilschnitt wird der Anström-Turbulenzgrad aus der URANS-Lösung bestimmt. Die laminaren Grenzschichtgrößen werden unter Berücksichtigung der Kompressibilitätskorrektur nach Walz berechnet. Die Vorhersage des laminar-turbulenten Umschlags erfolgt zweimal innerhalb eines physikalischen Zeitschrittes der URANS-Simulation.

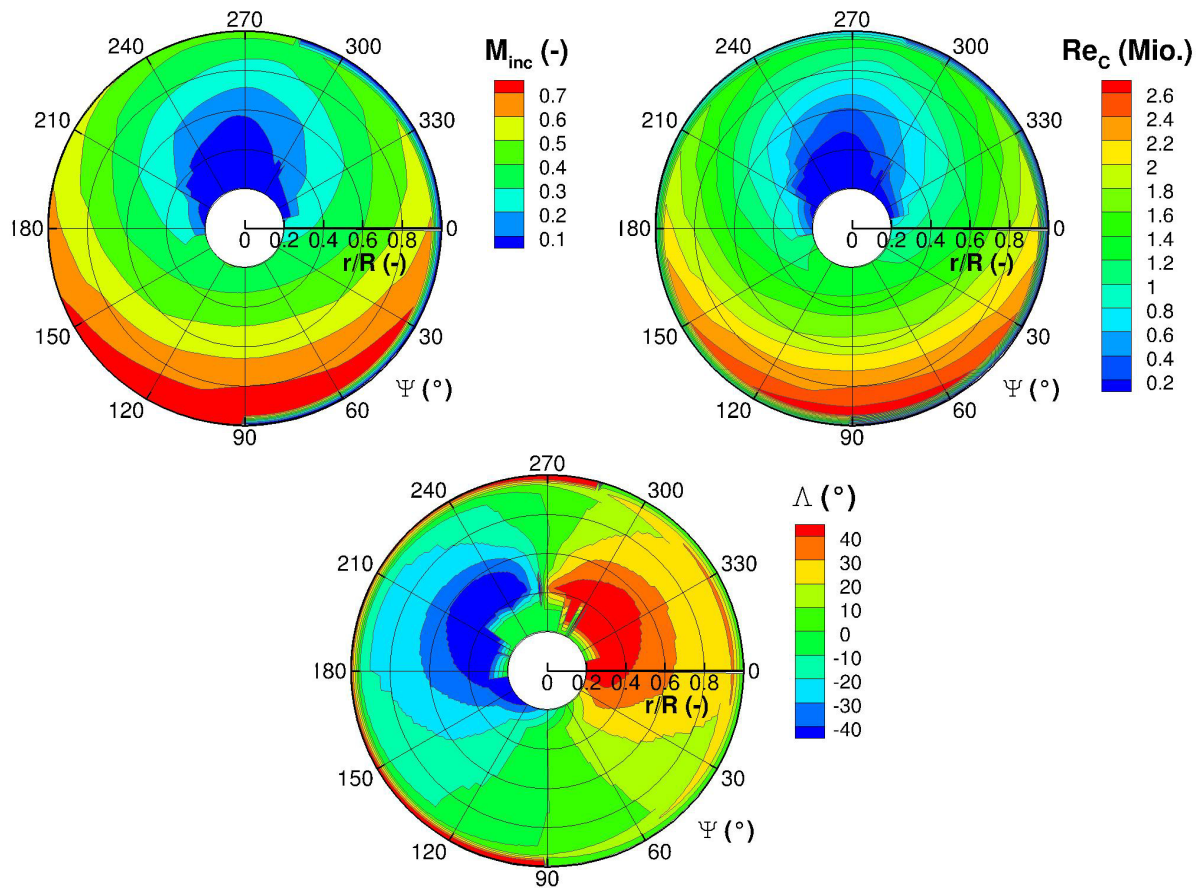
**Tabelle 4.7:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug - Anströmungsbedingungen und Trimmwinkel des Hauptrotors entsprechend den GOAHEAD Windkanalmessungen.

Versuchsbedingung	Grösse	TC 3/4	TC 5
Fortschrittsgrad	$\mu$ (-)	0,33	0,42
Anströmmachzahl	$M$ (-)	0,204	0,259
Blattspitzen-Reynoldszahl	$Re_{TIP}$ (Mio.)	2,00	2,00
Rotormastwinkel	$\alpha_S$ (°)	-7,5	-4,0
Kollektiv	$\theta_{07} / \theta_S / \theta_C$ (°)	8,88 / -7,8 / 1,1	9,99 / -10,0 / 1,41
Schlagwinkel	$\beta_0$ (°)	1,13	1,49
	$\beta_{1S} / \beta_{1C}$ (°)	-1,64 / 0,78	-2,17 / -0,19
	$\beta_{2S} / \beta_{2C}$ (°)	0,72 / 1,00	-1,19 / -0,40
	$\beta_{3S} / \beta_{3C}$ (°)	-0,06 / 0,10	-0,12 / 0,00
Schwenkwinkel	$\zeta_0$ (°)	4,21	4,40
	$\zeta_{1S} / \zeta_{1C}$ (°)	0,04 / -0,17	0,11 / -0,22
	$\zeta_{2S} / \zeta_{2C}$ (°)	-0,11 / -0,06	-0,14 / 0,05

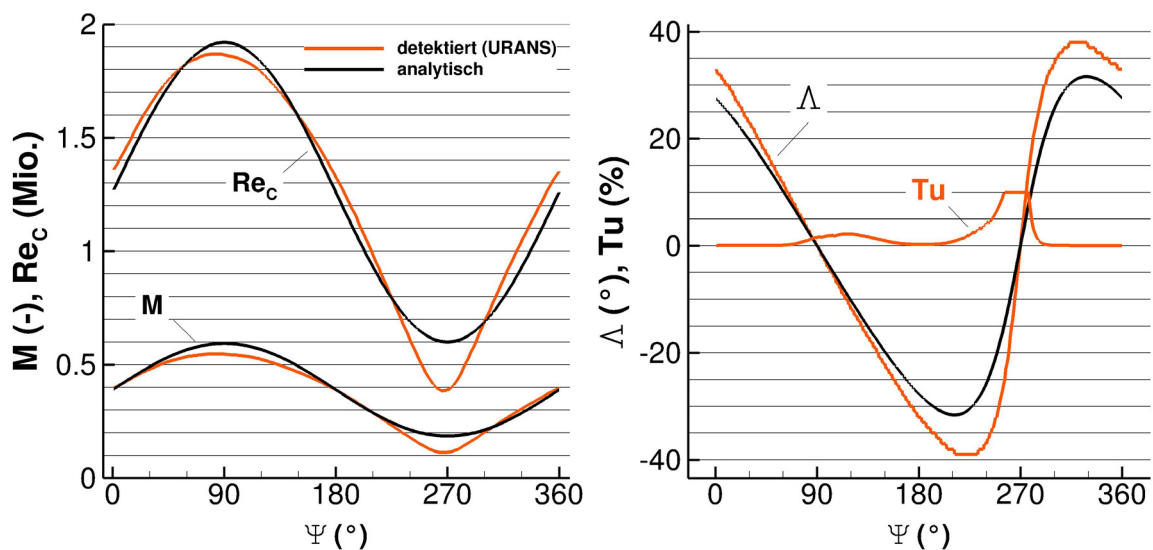
#### 4.5.1 Effektive Umschlagslagen im Reiseflug

Für den Reiseflugfall ( $\mu=0,33$ ) werden die berechneten Anströmbedingungen der Rotorkreisfläche in Bild 4.25 dargestellt. Auf der vorlaufenden Rotorseite zeigen sich erwartungsgemäß erhöhte Werte für die Mach- und Reynoldszahl. Die maximalen Werte treten im Bereich der Blattspitze auf und betragen  $M=0,82$  sowie  $Re=2,66$  Millionen. Auf der rücklaufenden Seite treten im Blattwurzelbereich bis  $r/R < 33\%$  Mach- und Reynoldszahlen nahe Null auf. Dies deutet auf lokale Rückanströmung hin. Erhöhte Schräganströmwinkel werden beobachtet, wenn das Rotorblatt parallel zur Anströmungsrichtung steht. Bei Blattpositionen senkrecht zur Strömungsrichtung wird keine Schräganströmung beobachtet.

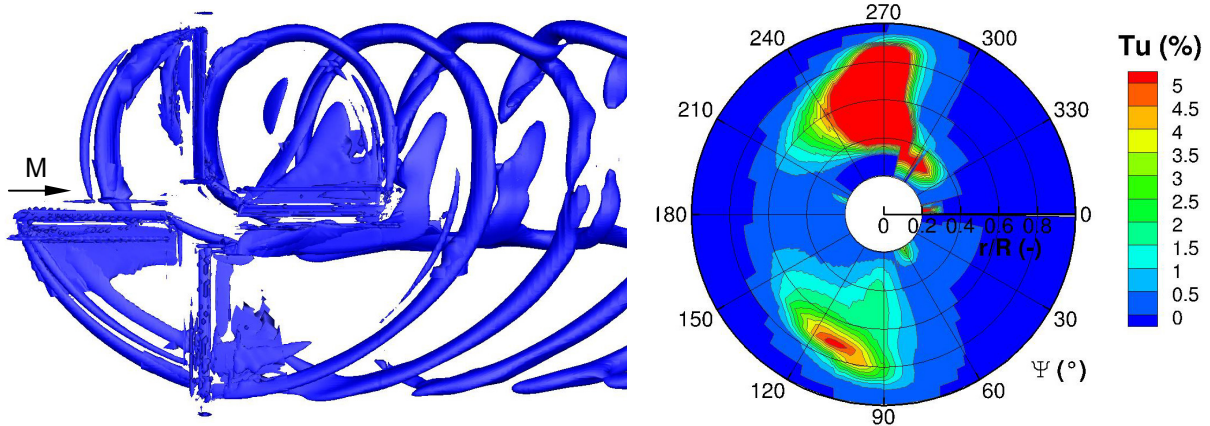
Bild 4.26 vergleicht die detektierten Anströmungsbedingungen der URANS-Rechnung am Profilschnitt bei  $r/R=60\%$  mit der analytischen Betrachtung an einem zweidimensionalen Rotorblattelement nach Formeln (2.4) bis (2.8). Im Vergleich zur analytischen Lösung werden die Verläufe der Mach- und Reynoldszahl sowie des Schräganströmwinkels treffend wiedergegeben. Dies verifiziert die detektierten Anströmungsbedingungen. Geringfügige Abweichungen können auf die Vernachlässigung der Blattbewegung und der Rotormastneigung im Rahmen der analytischen Betrachtung zurückgeführt werden.



**Bild 4.25:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug (Rotation im Uhrzeigersinn) – Lokale Anströmungsbedingungen über der Rotorkreisfläche aus URANS-Simulation – Machzahl, Reynoldszahl, und Schräganströmwinkel ( $\mu=0,33$ ;  $M=0,2$ ;  $Re_{TIP}=2,0$  Millionen).

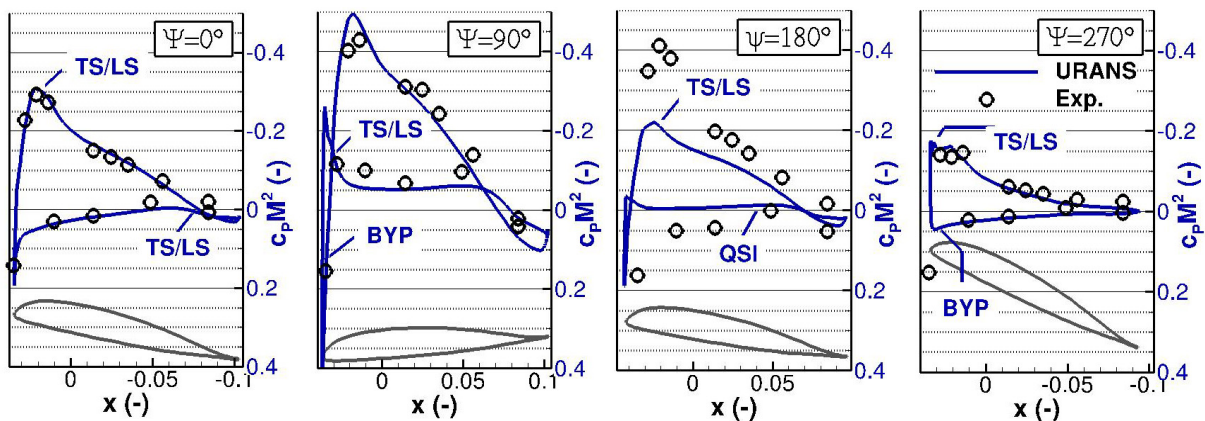


**Bild 4.26:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug – Verlauf der detektierten Anströmungsbedingungen der URANS-Simulation bei  $r/R=60\%$  im Vergleich zur analytischen Lösung ( $\mu=0,33$ ;  $M=0,2$ ;  $Re_{TIP}=2,0$  Millionen).



**Bild 4.27:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug (Rotation im Uhrzeigersinn, 27,1 Mio. Punkte) – links: Visualisierung der berechneten Wirbeltrajektorien mittels des  $\lambda_2$ -Kriteriums ( $\lambda_2=-0,015$ ), rechts: Verteilung des Anström-Turbulenzgrades über der Rotorkreisfläche ( $\mu=0,33$ ;  $M=0,2$ ;  $Re_{TIP}=2,0$  Millionen).

Die Verteilung des Anström-Turbulenzgrades über der Rotorkreisfläche ist in Bild 4.27 dargestellt. Für den Großteil der Rotorkreisfläche weist der Turbulenzgrad moderate Werte von  $Tu < 0,2\%$  auf. Stark erhöhte Werte von  $Tu > 5\%$  können auf der vorlaufenden und rücklaufenden Seite bei Azimutwinkeln von  $\Psi=100^\circ$  und  $270^\circ$  beobachtet werden und lassen auf eine Blatt-Nachlauf Interaktion schließen. Wie anhand der Wirbeltrajektorien in Bild 4.27 ersichtlich, tritt bei  $\Psi=270^\circ$  eine Kollision des rücklaufenden Blattes mit einer Wirbelstruktur auf. Der Wirbelkern verläuft nahezu parallel zur Blattvorderkante. Die Position dieser Blatt-Wirbel Interaktion auf der rücklaufenden Seite fällt mit dem Bereich des stark erhöhten Turbulenzgrades zusammen. Ebenso lässt sich im vorlaufenden Bereich bei  $\Psi=90^\circ$  eine Blatt-Nachlauf Interaktion erkennen, die ebenfalls zur Detektion stark erhöhter Anström-Turbulenzgrade von  $Tu > 5\%$  führt. Bei der Interpretation sollte bedacht werden, dass es zu einer unphysikalischen Aufweitung der Wirbelstrukturen aufgrund der dissipativen Eigenschaften des verwendeten U/RANS-Verfahrens kommt. Dies begünstigt tendenziell eine großflächige Verteilung des Turbulenzgrades innerhalb der Rotorkreisfläche. Eine potentielle Relaminarisierung des Wirbelkerns wird in der URANS-Simulation ebenfalls nicht abgebildet.



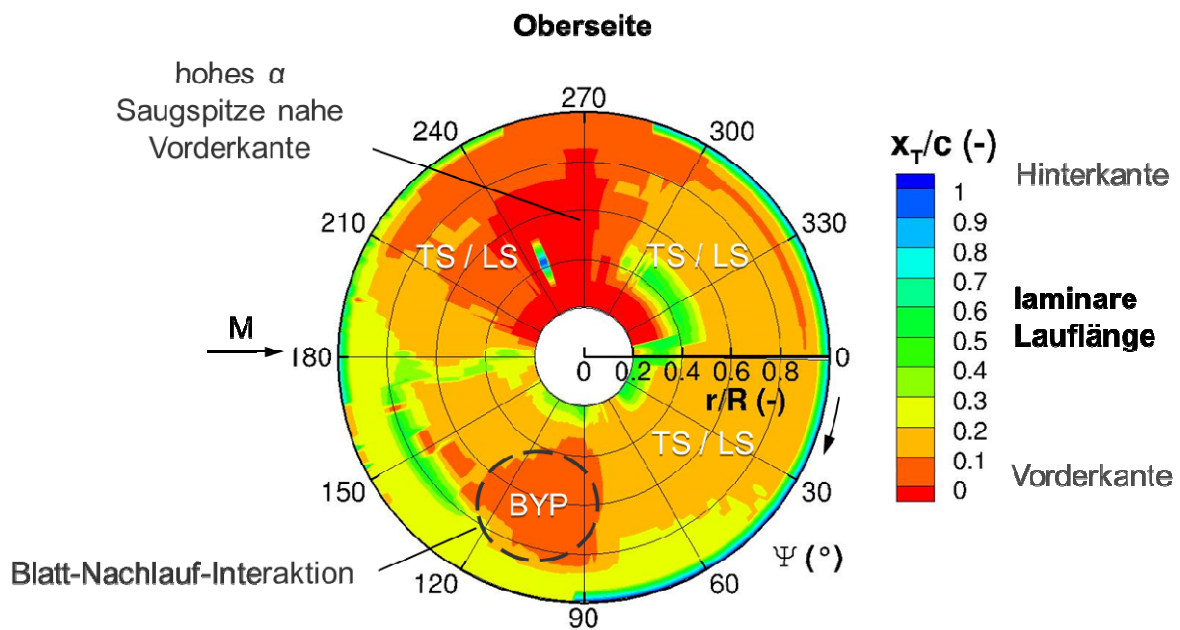
**Bild 4.28:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug – berechnete  $c_p M^2$  Verteilung und zugehörige Umschlagslagen für Profilschnitte bei  $r/R=70\%$  ( $\mu=0,33$ ;  $M=0,2$ ;  $Re_{TIP}=2,0$  Millionen).

Bild 4.28 zeigt die dimensionslosen  $c_p M^2$ -Verteilungen der URANS-Rechnung bei einem radialen Schnitt von  $r/R=70\%$ . Auf der Profiloberseite zeigt sich generell eine ausgeprägte Saugspitze im Bereich der Vorderkante während des Umlaufes, in enger Übereinstimmung zu den Messungen. Die demzufolge stark beschleunigte Strömung wirkt stabilisierend auf die laminare Grenzschicht. Der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag erfolgt stromab des Druckminimums über Tollmien-Schlichting Instabilitäten oder laminare Ablösung. Im vorlaufenden Azimutbereich bei  $\Psi=90^\circ$  erfolgt der Umschlag unter beschleunigter Strömung nahe der Profilverkante aufgrund einer Bypass-Instabilität. Als Auslöser kann die örtliche Blatt-Nachlauf-Interaktion angesehen werden (vgl. Bild 4.27). Auf der rücklaufenden Rotorseite verlagern sich die Saugspitze und die Umschlagslage stromauf aufgrund der vorgegebenen Rotortrimmung. Bei der Azimutposition bei  $\Psi=180^\circ$  weicht der berechnete Druckverlauf der Ober- und Unterseite von den Messwerten ab. Als mögliche Ursache für diese Abweichung wird der Einfluss des Hubschrauberrumpfes auf die lokale Profildruckverteilung im Experiment vermutet. Im Vorwärtsflug kann die Umströmung des Rumpfvorderteils generell die induzierten Geschwindigkeiten der darübergelegenen Rotorkreisfläche abschwächen. Typischerweise erstreckt sich der hiervon betroffene Azimutbereich des Rotors von  $\Psi\sim 150^\circ$  bis  $210^\circ$ , vgl. beispielsweise die theoretischen und experimentellen Untersuchungen von LEISHMAN [96] oder STEPNIEWSKI UND KEYS [163]. Bei vorhandenem Rumpf führt die im Vergleich mit einem isolierten Rotor verringerte Rotordurchströmung zu einer lokalen Anstellwinkelhöhung am Blatt. Es kommt folglich zu einer stärker ausgeprägten Saugspitze im Bereich der Vorderkante, vgl. auch die *experimentelle*  $c_p M^2$ -Verteilung für  $\Psi=180^\circ$  in Bild 4.28. Die verstärkte Strömungsverzögerung stromab des Druckminimums begünstigt somit im Experiment den Grenzschichtumschlag nahe der Profilverkante im Azimutbereich von  $\Psi\sim 150^\circ$  bis  $210^\circ$ .

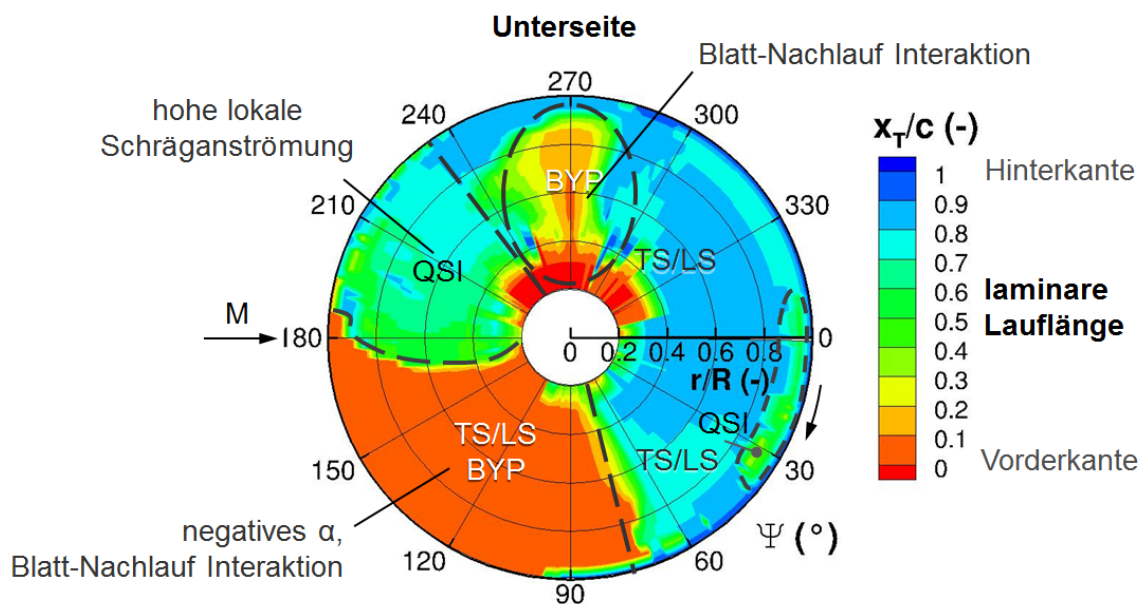
Beim Blick auf die Druckverteilung der Profilunterseite zeigt sich generell eine moderat beschleunigte Strömung, sowohl im Experiment als auch in der URANS-Simulation. Die moderate Beschleunigung besteht für den Großteil einer Rotordrehung bis in den Bereich nahe der Hinterkante. Dies stabilisiert die laminare Grenzschicht und es werden lange laminare Lauflängen ermöglicht, vgl. auch den ersten und vierten Rotorquadranten in Bild 4.30.

Im vorlaufenden Rotorbereich führt die Trimmung zu geringen und teils negativen Anstellwinkeln. Daher kommt es bei der Umströmung der Vorderkante auf der Unterseite ebenfalls zu einer Saugspitze mit anschließender Strömungsverzögerung. Die Strömungsverzögerung bewirkt einen Umschlag durch Tollmien-Schlichting Instabilitäten oder laminare Ablösung. Bei der Azimutposition von  $\Psi=180^\circ$  wird nahe der Hinterkante ein laminar-turbulenter Umschlag aufgrund von Querströmungsinstabilitäten vorhergesagt. Die Schräganströmung beträgt hier  $\Lambda=-35^\circ$  bei einer Reynoldszahl von  $Re=1,5$  Millionen. Auf der rücklaufenden Rotorseite führt die örtliche Blatt-Nachlauf Interaktion zum Grenzschichtumschlag nahe der Vorderkante durch Bypass-Instabilitäten.

Bild 4.29 zeigt die vorhergesagten laminaren Lauflängen und Instabilitätsmechanismen auf der Oberseite der Rotorkreisfläche. Der laminar-turbulente Umschlag erfolgt überwiegend aufgrund von Tollmien-Schlichting Instabilitäten oder laminarer Ablösung. Lokal führen Bypass-Instabilitäten auf der vorlaufenden Seite zum Umschlag nahe der Vorderkante. Auslöser der Bypass Instabilität ist eine Blatt-Nachlauf Interaktion (vgl. Bild 4.27). Hohe Anstellwinkel auf der rücklaufenden Rotorseite begünstigen den laminar-turbulenten Umschlag an der Vorderkante. Innerhalb des schubrelevanten Blattbereiches von  $r/R > 70\%$  beträgt die mittlere laminare Lauflänge der Oberseite  $x/c=19\%$ .

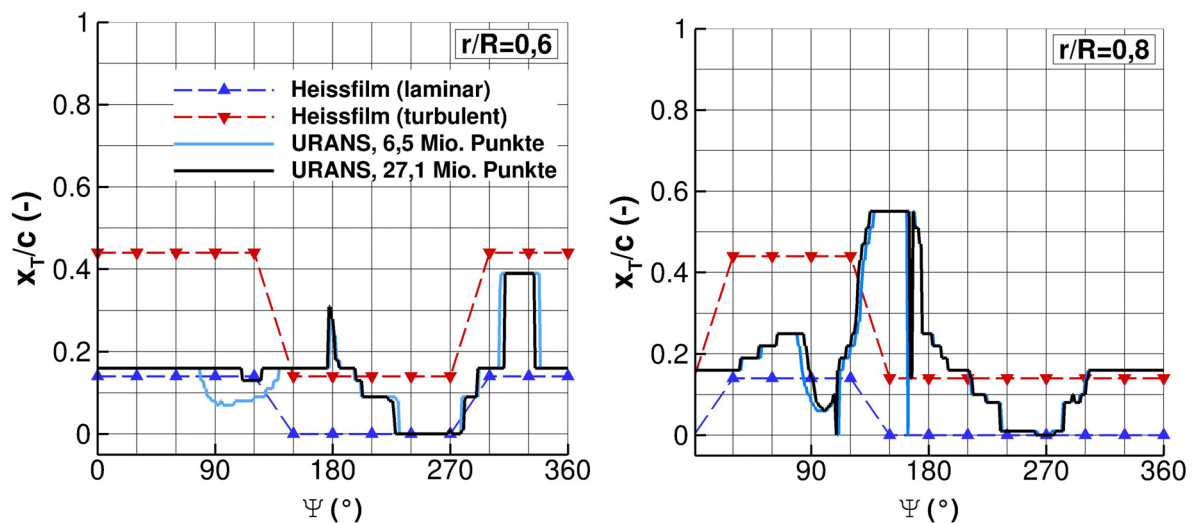


**Bild 4.29:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug (Rotation im Uhrzeigersinn, 6,5 Mio. Punkte) – Verteilung der berechneten laminaren Lauflängen auf der Rotorblattoberseite und der zugehörigen Umschlagsmechanismen während eines Umlaufs ( $\mu=0,33$ ;  $M=0,2$ ;  $Re_{TIP}=2,0$  Millionen).



**Bild 4.30:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug (Rotation im Uhrzeigersinn, 6,5 Mio. Punkte) – Verteilung der berechneten laminaren Lauflängen auf der Rotorblattunterseite und der zugehörigen Umschlagsmechanismen während eines Umlaufs ( $\mu=0,33$ ;  $M=0,2$ ;  $Re_{TIP}=2,0$  Millionen).

Für die Unterseite der Rotorkreisfläche stellt Bild 4.30 die Umschlagslagen und Instabilitätsmechanismen dar. Das Umschlagsverhalten zeigt überwiegend das zuvor diskutierte Verhalten am Profilschnitts bei  $r/R=70\%$ . Durchschnittlich beträgt die vorhergesagte laminare Lauflänge auf der Unterseite  $x/c=54\%$ , gemittelt über den schubrelevanten Blattbereich von  $r/R>70\%$ . Im Bereich der Blattwurzel  $r/R<33\%$  tritt Rückanströmung im rücklaufenden Bereich auf. In diesem Bereich wird die Grenzschicht der Ober- und Unterseite als voll-turbulent angenommen.



**Bild 4.31:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug – Verlauf der berechneten Umschlagslagen der Blattoberseite für das grobe und feine Rechennetz im Vergleich zu den GOAHEAD Heißfilmmessungen, links:  $r/R=60\%$ , rechts:  $r/R=80\%$  ( $\mu=0,33$ ;  $M=0,2$ ;  $Re_{TTP}=2,0$  Millionen).

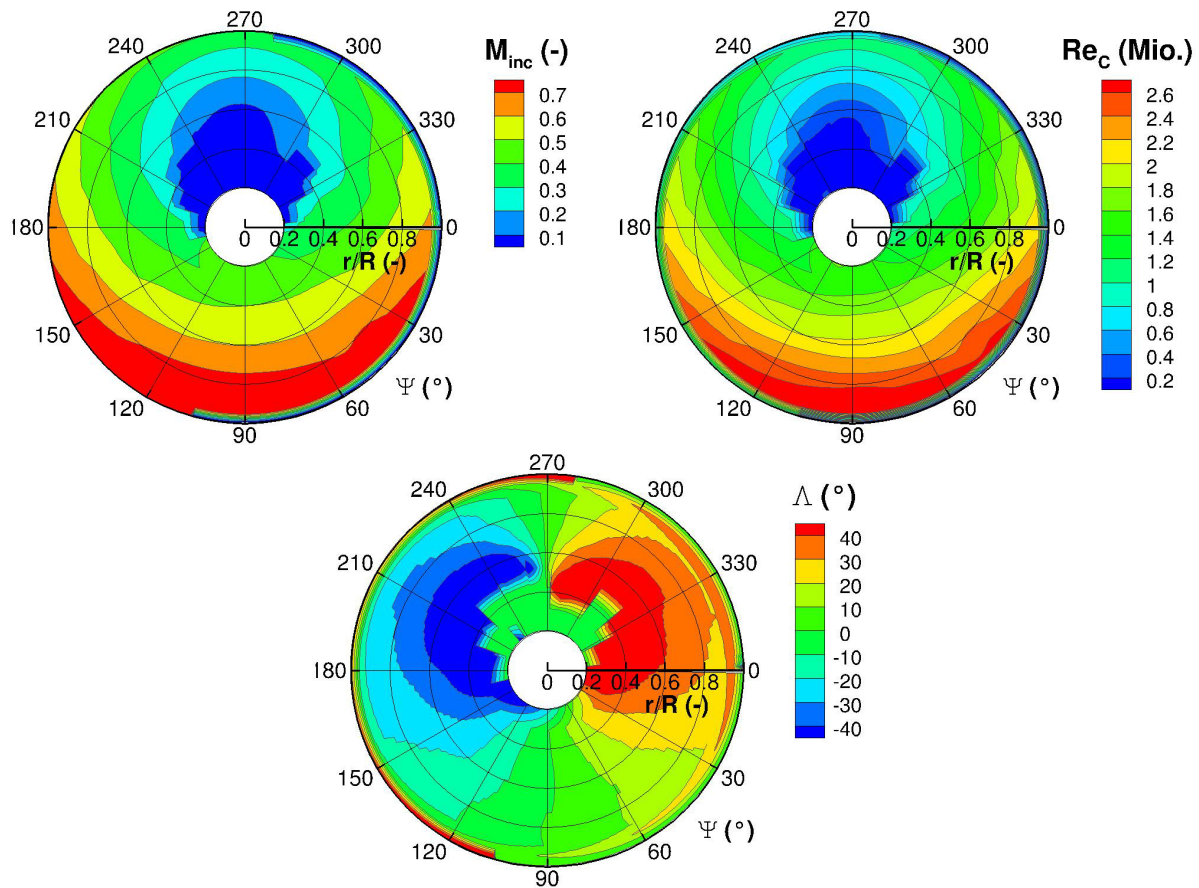
Bild 4.31 vergleicht die vorhergesagten Umschlagslagen der URANS-Simulation mit den verfügbaren Heißfilmmessungen der GOAHEAD Kampagne bei einem Fortschrittsgrad  $\mu=0,33$ . Die Heißfilmmessungen erlauben zwar keine exakte Bestimmung der experimentellen Umschlagslagen, liefern jedoch Aussagen über den laminaren oder turbulenten Grenzschichtzustand auf der Profiloberseite. Für den radialen Schnitt bei  $r/R=60\%$  wird der Umschlag in plausibler Übereinstimmung zu den Heißfilmdaten vorhergesagt, da der berechnete Verlauf größtenteils zwischen einer laminaren und turbulenten Heißfilm-Messung liegt. Zwischen den berechneten Verläufen auf dem groben und dem feinen Hintergrundnetz zeigt sich eine enge Übereinstimmung. Im Bereich von  $\Psi=90^\circ$ - $120^\circ$  wird auf dem groben Netz ein Umschlag aufgrund von Bypass-Instabilität im Bereich der Vorderkante vorhergesagt. Der Einfluss dieser Bypass-Instabilität verringert sich auf dem feinen Rechennetz, da die Trajektorie des Blattspitzenwirbels im Vergleich zur Rechnung auf dem groben Netz schärfer wiedergegeben wird. Aus den Heißfilmdaten ist der Einfluss der Bypass-Instabilität bei  $r/R=60\%$  und  $80\%$  nicht erkennbar.

Am Blattschnitt bei  $r/R=80\%$  begünstigt der kombinierte Einfluss aus negativem Blattanstellwinkel und Blattverwindung die laminaren Lauflängen auf der Profiloberseite, insbesondere bei der Blattposition von  $\Psi=150^\circ$ . Die Heißfilmdaten zeigen den Umschlag jedoch weiter stromauf bei  $x_T/c < 15\%$ . Ursache hierfür ist die im Vergleich zum Experiment flachere  $c_p M^2$ -Verteilung in diesem Azimutbereich (vgl. Bild 4.28,  $\Psi=180^\circ$ ). Als Ursache für die lokal flachere  $c_p M^2$ -Verteilung wird die zuvor diskutierte Vernachlässigung des Hubschrauberrumpfes in der URANS-Simulation vermutet.

#### 4.5.2 Effektive Umschlagslagen im schnellen Vorwärtsflug

Die Simulation des 7AD Rotors im schnellen Vorwärtsflug erlaubt die Untersuchung des laminar-turbulenten Umschlagverhaltens bei einem gesteigerten Fortschrittsgrad von  $\mu=0,42$ .

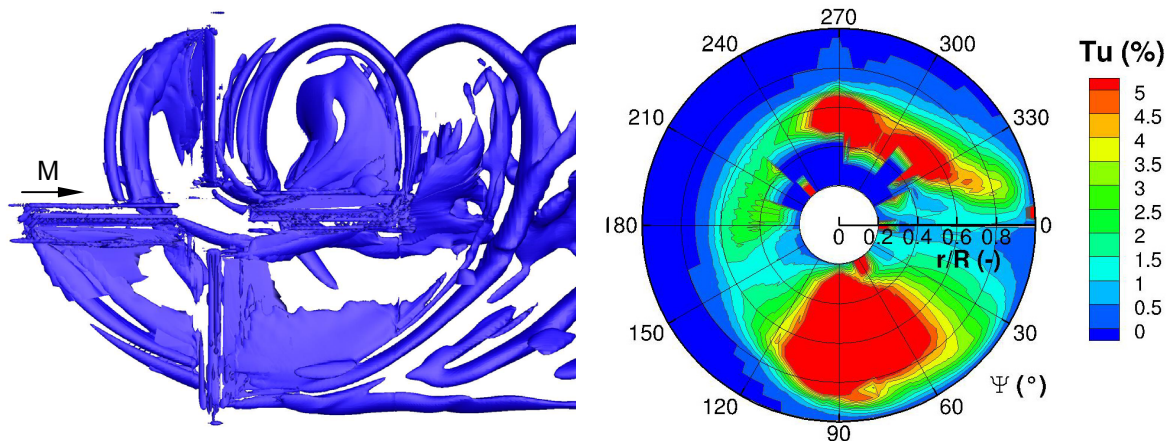




**Bild 4.32:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug (Rotation im Uhrzeigersinn, 27,1 Mio. Punkte) – lokale Anströmungsbedingungen über der Rotorkreisfläche – Machzahl, Reynoldszahl, und Schräganströmwinkel ( $\mu=0,42$ ;  $M=0,26$ ;  $Re_{TP}=2,0$  Millionen).

Im Vergleich zum Reiseflug stellt sich am Rotorblatt eine generelle Aufweitung der Gebiete mit erhöhten Mach- und Reynoldszahlen ein (s. Bild 4.32). Insbesondere weitet sich im rücklaufenden Rotorbereich das Gebiet mit hoher Schräganströmung aus. Insbesondere nahe der Blattwurzel treten extreme Schräganströmwinkel bis zu  $\Lambda=+/-75^\circ$  auf. Der von Rückanströmung betroffene Blattwurzelbereich vergrößert sich auf der rücklaufenden Seite bis zu einem Radius von  $r/R=0,4$ , proportional zum Fortschrittsgrad  $\mu$ .

Bild 4.33 zeigt die Wirbeltrajektorien sowie die Verteilung des detektierten Anström-turbulenzgrades  $Tu$  über der Rotorkreisfläche für die URANS-Simulation mit 27,1 Millionen Punkten. Unter dem erhöhten Fortschrittsgrad wird der Rotornachlauf schneller stromab transportiert. Im rücklaufenden Azimutbereich reduzieren sich daher die Blatt-Nachlauf-Interaktionen. Im vorlaufenden Azimutbereich hingegen verstärken sich die Interaktionen zwischen Nachlauf und Rotorblättern. Dementsprechend zeigt sich hier ein aufgeweiteter Azimutbereich mit erhöhten Turbulenzgraden. Auf der rücklaufenden Rotorseite verkleinert sich das Gebiet hoher Turbulenzgrade und wandert innerhalb der Rotorkreisfläche stromab. Dieses Verhalten spiegelt die Entwicklung des Rotornachlaufgebietes (vgl. Bild 4.33 (links)) wider. Die Struktur des Nachlaufgebietes ist im Rahmen der URANS-Simulation plausibel. Bei der Ergebnisinterpretation ist jedoch zu berücksichtigen, dass sich der Nachlauf in der Simulation aufgrund numerischer Effekte aufweitet und es tendenziell zu einer Überschätzung der betroffenen Gebiete am Rotorblatt kommen kann.

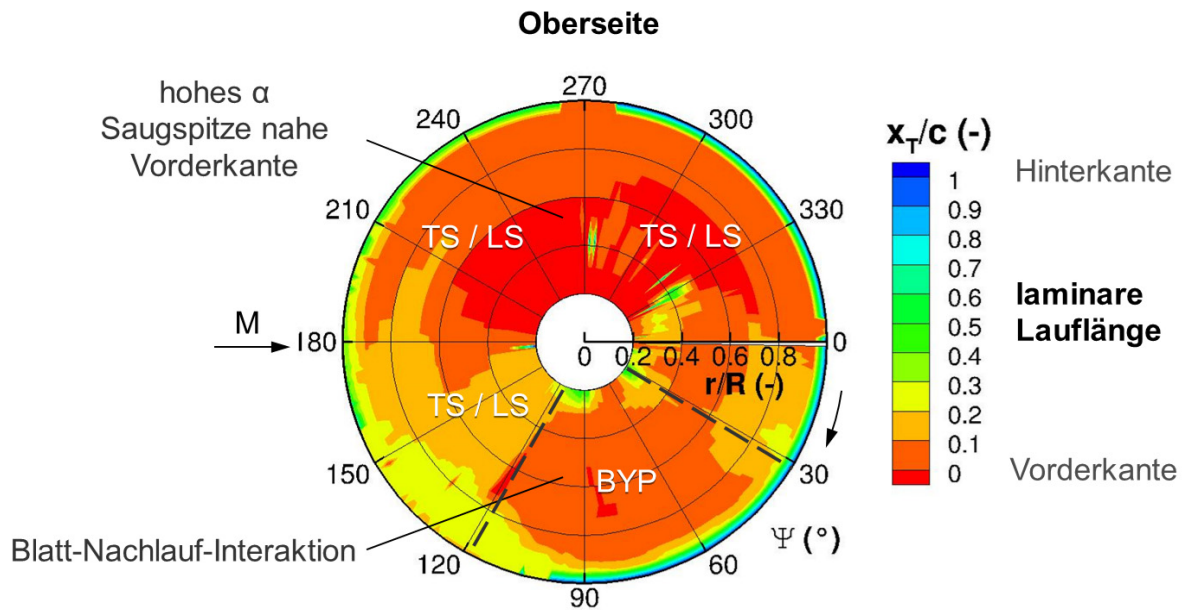


**Bild 4.33:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug (Rotation im Uhrzeigersinn, 27,1 Mio. Punkte) – links: Visualisierung der berechneten Wirbeltrajektorien mittels des  $\lambda_2$ -Kriteriums ( $\lambda_2 = -0,015$ ), rechts: Verteilung des Anström-Turbulenzgrades über der Rotorkreisfläche ( $\mu = 0,42$ ;  $M = 0,26$ ;  $Re_{TP} = 2,0$  Millionen).

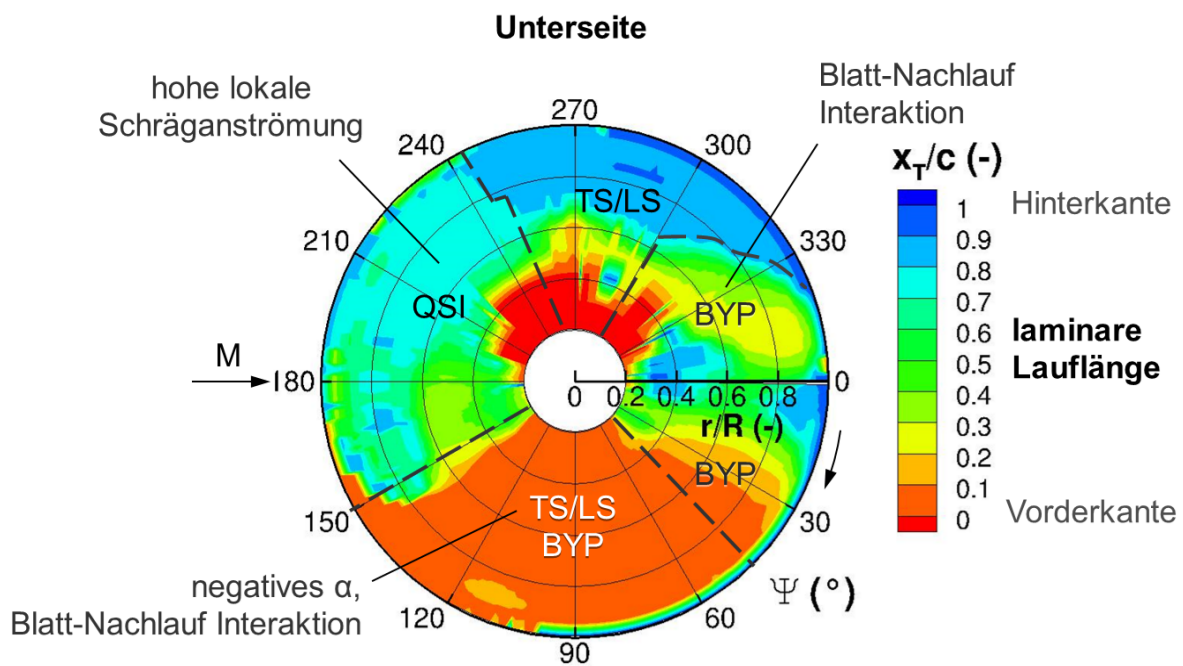
Die Verteilung der effektiven laminaren Strömung auf der Blattoberseite während eines Umlaufes zeigt Bild 4.34. Prinzipiell treten auf der Oberseite die gleichen Umschlagsmechanismen wie im Reiseflug auf. Tollmien-Schlichting-Instabilitäten und laminare Ablösung führen während des Großteils der Rotorumdrehung zum laminar-turbulenten Strömungsumschlag nahe der Blattvorderkante bei  $x_T/c \sim 16\%$ . Im Vergleich zum Reiseflug zeigt sich jedoch eine verstärkte Anfächung dieser Instabilitäten aufgrund des erhöhten kollektiven Blattanstellwinkels (s. Bild 4.37). Aufgrund der Blatt-Nachlauf-Interaktion im vorlaufenden Bereich treten großflächig Bypass-Instabilitäten nahe der Vorderkante von  $\psi = 30^\circ - 120^\circ$  auf.

Bild 4.35 zeigt die Verteilung der effektiven laminaren Strömung auf der Blattunterseite während eines Rotorumlafes. Während einer Umdrehung wandert der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag in einem weiten Bereich zwischen der Vorder- und Hinterkante. Auf der vorlaufenden Seite führt der geringe Blatteinstellwinkel auf der Blattunterseite zu einer Saugspitze nahe der Vorderkante, vgl. auch die  $c_p M^2$ -Verteilung in Bild 4.36 für  $\psi = 90^\circ$ . Hierdurch kommt es zur Anfächung von Tollmien-Schlichting-Instabilitäten und laminarer Ablösung. Diese führen zusätzlich zu den erwähnten Bypass-Instabilitäten im Azimutbereich von  $\psi = 50^\circ - 150^\circ$  zum Strömungsumschlag nahe der Vorderkante unter lokal geringem Turbulenzgrad.

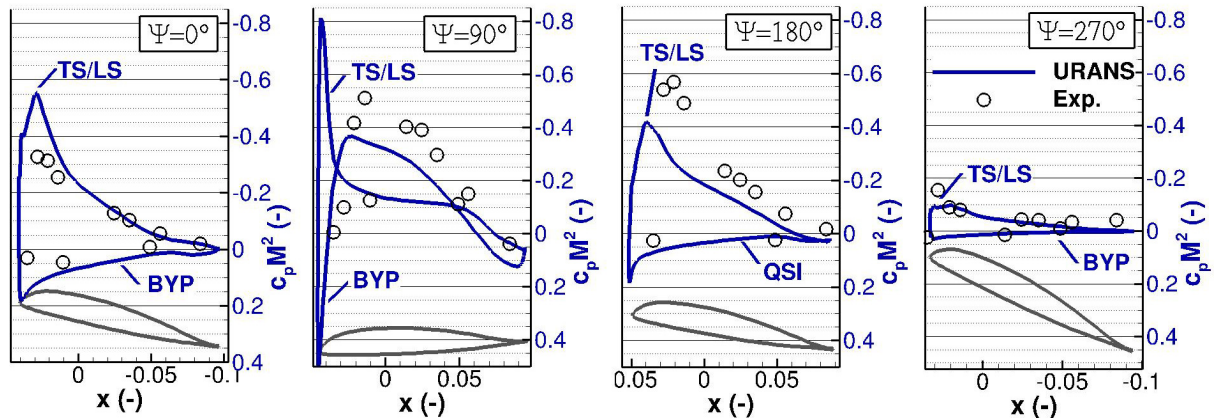
In Teilen des zweiten und dritten Rotorquadranten bleibt die Grenzschichtströmung bis zu gut der Hälfte der Profiltiefe laminar, bevor der Grenzschichtumschlag aufgrund von Querströmungsinstabilitäten erfolgt. Die Querströmungsinstabilitäten treten aufgrund der hohen Schräganströmung am Rotorblatt auf, vgl. auch die Anströmungsbedingungen in Bild 4.32. Die Querströmungsinstabilitäten werden durch die moderat beschleunigte Umströmung der Profیلunterseite (s. Bild 4.36) zunehmend angefacht.



**Bild 4.34:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug (Rotation im Uhrzeigersinn, 6,5 Mio. Punkte) – Verteilung der berechneten laminaren Lauflängen auf der Rotorblattoberseite während eines Umlaufs und zugehörige Umschlagsmechanismen ( $\mu=0,42$ ;  $M=0,26$ ;  $Re_{TIP}=2,0$  Millionen).



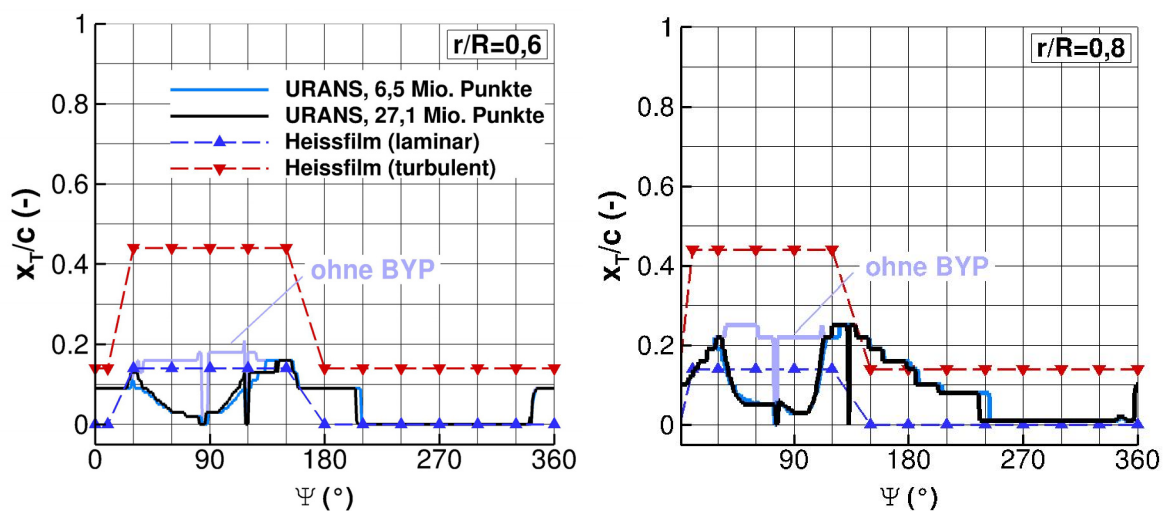
**Bild 4.35:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug (Rotation im Uhrzeigersinn, 6,5 Mio. Punkte) – Verteilung der berechneten laminaren Lauflängen auf der Rotorblattunterseite während eines Umlaufs und zugehörige Umschlagsmechanismen ( $\mu=0,42$ ;  $M=0,26$ ;  $Re_{TIP}=2,0$  Millionen).



**Bild 4.36:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug – berechnete  $c_p M^2$ -Verteilung und zugehörige Umschlagslagen für Profilschnitte bei  $r/R=70\%$  ( $\mu=0,42$ ;  $M=0,26$ ;  $Re_{TP}=2,0$  Millionen).

Im Azimutbereich von  $\psi=250^\circ$ - $300^\circ$  erfolgt der laminar-turbulente Umschlag aufgrund von Tollmien-Schlichting-Instabilitäten und laminarer Ablösung nahe der Hinterkante. Bypass-Instabilitäten im Azimutbereich von  $\psi=330^\circ$ - $30^\circ$  führen an der Blattvorderkante zum Strömungsumschlag aufgrund von Blatt-Nachlauf-Interaktion. Das Auftreten von Anlegelinienkontamination wird zu keinem Zeitpunkt am isolierten Rotor beobachtet.

Ein Vergleich des berechneten und gemessenen Grenzschichtzustandes auf der Blattoberseite ist in Bild 4.37 dargestellt. Die Heißfilmdaten der GOAHEAD Kampagne geben den Zustand der Grenzschicht an zwei radialen Schnitten bei  $r/R=0,6$  und  $0,8$  während einer Rotorumdrehung wieder. Die berechneten Verläufe zeigen die Umschlagslagen unter Berücksichtigung aller Instabilitätsmechanismen sowie unter Vernachlässigung von Bypass-Instabilitäten.



**Bild 4.37:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug – Verlauf der berechneten Umschlagslagen der Blattoberseite im Vergleich zu den GOAHEAD Heißfilmmessungen, links:  $r/R=60\%$ , rechts:  $r/R=80\%$  ( $\mu=0,42$ ;  $M=0,26$ ;  $Re_{TP}=2,0$  Millionen).

Generell spiegeln die berechneten Umschlagslagen die Verschiebung der Saugspitze am Profilschnitt während einer Rotorumdrehung wider. Durch geringe Blatteinstellwinkel im vorlaufenden Azimutbereich wird daher die Ausprägung laminarer Strömungsbereiche begünstigt. Die Einsteuerung hoher Blatteinstellwinkel auf der rücklaufenden Rotorseite ruft einen Grenzschichtumschlag nahe der Profilvorderkante hervor. Die Vorhersage von Bypass-Instabilitäten begrenzt jedoch die laminaren Lauflängen. Dieser nachlaufinduzierte Effekt zeigt sich sowohl auf dem groben als auch dem verfeinerten Hintergrundnetz.

### 4.5.3 Einfluss der laminaren Strömung auf die Rotorbeiwerte

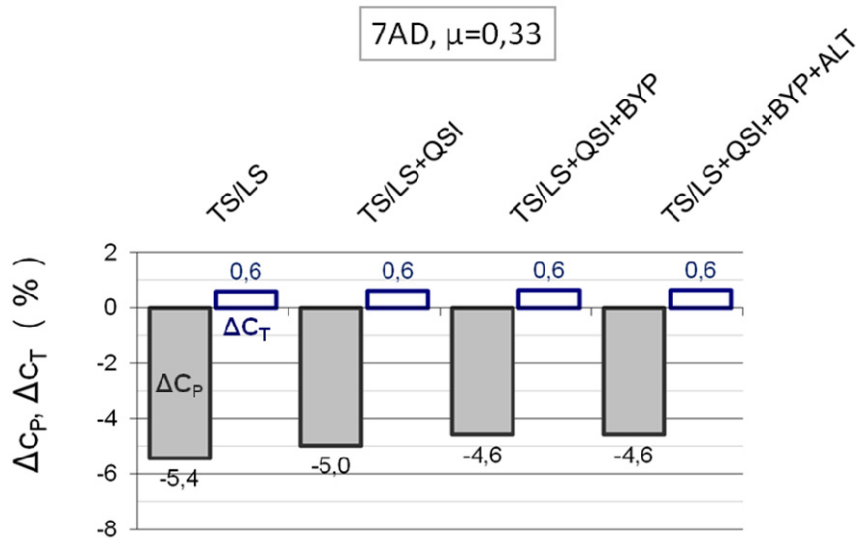
Um den Einfluss der laminaren Strömung auf die Rotorbeiwerte im Vorwärtsflug zu quantifizieren, werden die Beiwerte der laminar-turbulenten URANS-Simulation auf die entsprechenden voll turbulenten Werte bezogen. Die Rotorbeiwerte sind über die Dauer einer Rotorumdrehung gemittelt. Für den Schub  $c_T$  und die erforderliche Leistung  $c_P$  ergeben sich die prozentualen Differenzen dementsprechend zu:

$$\Delta c_P = \left( \frac{\bar{c}_{P,lam/tu}}{\bar{c}_{P,tu}} - 1 \right) \cdot 100 \quad (4.6)$$

$$\Delta c_T = \left( \frac{\bar{c}_{T,lam/tu}}{\bar{c}_{T,tu}} - 1 \right) \cdot 100 \quad (4.7)$$

Bild 4.38 analysiert die Auswirkung der untersuchten Instabilitätsszenarien auf die Rotorbeiwerte für die Simulationen des Reisefluges ( $\mu=0,33$ ) auf dem groben Rechenetz.

Unter ausschliesslicher Berücksichtigung von Tollmien-Schlichting-Instabilitäten und laminarer Ablösung betragen die mittleren laminaren Lauflängen auf der Blattober- und Unterseite 21% bzw. 60% der Sehnenlänge (s. Tabelle 4.8). Der Rotorleistungsbedarf vermindert sich um  $\Delta c_P = -5,4\%$ . Werden zusätzlich Querströmungsinstabilitäten berücksichtigt, verkürzen diese die laminaren Lauflängen vorrangig auf der Unterseite des Rotorblattes um durchschnittlich 4% (s. Tabelle 4.8). Gegenüber einer voll-turbulenten Rechnung verringert sich die erforderliche Rotorleistung auf  $\Delta c_P = -5,0\%$ . Unter weiterer Berücksichtigung von Bypass-Instabilitäten unterscheidet sich der Leistungsbeiwert um  $\Delta c_P = -4,6\%$  gegenüber der Annahme einer voll-turbulenten Rotorgrenzschicht. Die mittleren laminaren Lauflängen im äusseren Blattbereich betragen auf Ober- und Unterseite  $x_T/c = 20\%$  und  $51\%$  (vgl. Tabelle 4.8). Eine Berücksichtigung von Anlegelinienkontamination führt zu keiner weiteren Verringerung des Rotorleistungsbedarfs oder der laminaren Lauflängen, da diese Grenzschichtinstabilität nicht auftritt. Bei allen Instabilitätsszenarien nimmt der Rotor Schub nur um  $\Delta c_T = 0,6\%$  zu und bleibt damit praktisch unverändert.



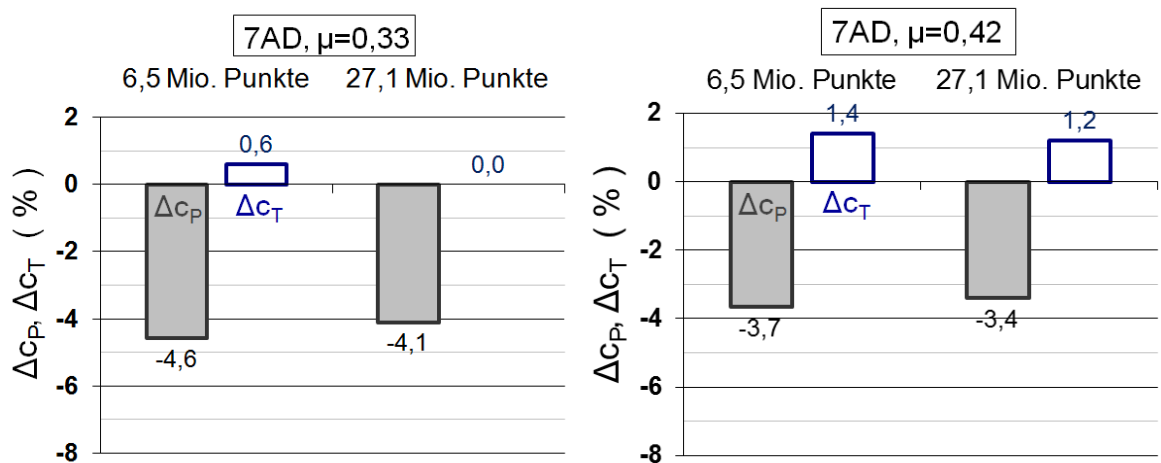
**Bild 4.38:** 7AD Rotor im Reiseflug (URANS-Simulation, 6,5 Mio. Punkte) – Einfluss der vorhergesagten laminaren Lauflängen auf die Rotorkoeffizienten für Leistung und Schub für unterschiedliche Instabilitäts-Szenarien im Vergleich zu voll-turbulenter URANS-Rechnung ( $\mu=0,33$ ;  $M=0,2$ ;  $Re_{TIP}=2,0$  Millionen).

**Tabelle 4.8:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug (URANS-Simulation, 6,5 Mio. Punkte) – gemittelte laminare Lauflängen im äusseren Blattbereich ( $r/R>0,7$ ) während einer Rotorumdrehung für unterschiedliche Instabilitäts-Szenarien und Fortschrittsgrade.

$x_T/c$ (%) Oberseite / Unterseite	TS / LS	TS / LS + QSI	TS / LS + QSI + BYP	TS / LS + QSI + BYP + ALT
$\mu = 0,33$	20,8 / 59,4	20,4 / 55,0	19,8 / 51,0	19,8 / 51,0
$\mu = 0,42$	17,5 / 61,6	17,2 / 57,8	14,6 / 50,2	14,6 / 50,2

TS: Tollmien-Schlichting, LS: laminare Ablösung, QSI: Querströmungsinstabilitäten, BYP: Bypass-Instabilitäten, ALT: Anlegelinientransition.

Eine Nachrechnung des Szenarios aller Instabilitätsmechanismen auf dem verfeinerten Hintergrundnetz bestätigt die Ergebnisse der groben Rechennetze (s. Bild 4.39). Mit Steigerung des Fortschrittsgrades auf  $\mu=0,42$  schwächt sich der Einfluss der laminaren Rotorblattströmung leicht ab. Gegenüber einer voll-turbulenten Rechnung unterscheidet sich die erforderliche Rotorleistung sich um  $\Delta C_P=-3,7\%$  (s. Bild 4.39). Der Schubbeiwert nimmt mit  $\Delta C_T=1,4\%$  geringfügig zu. Die Nachrechnung unter Nutzung des verfeinerten Hintergrundnetzes bestätigt diese Tendenz. Auf der Blattoberseite verkürzt sich die mittlere laminare Lauflänge gegenüber dem Reiseflugfall um 5% und beträgt im Gesamten  $x_T/c=15\%$  (vgl. Tabelle 4.8). Auf der Unterseite liegt die mittlere laminare Lauflänge nahezu unverändert bei  $x_T/c=50\%$ .



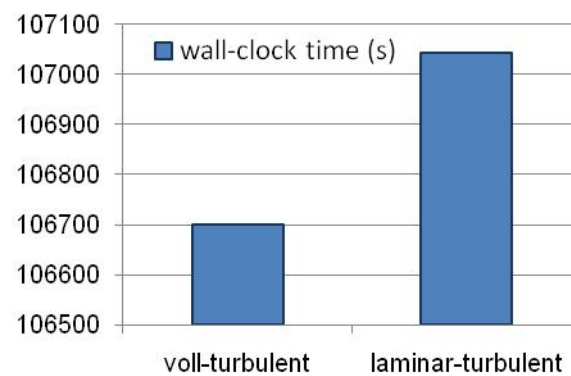
**Bild 4.39:** 7AD Rotor im Vorwärtsflug (URANS-Simulation) – Einfluss der vorhergesagten laminaren Lauflängen auf die Rotorkoeffizienten gegenüber voll-turbulenter Rechnung im Reiseflug ( $\mu=0,33$ ) und schnellen Vorwärtsflug ( $\mu=0,42$ ) bei groben und verfeinertem Hintergrundnetz.

#### 4.5.4 Rechenzeitbedarf der Umschlagsvorhersage

Zur exemplarischen Abschätzung des zusätzlichen Rechenaufwandes der Vorhersagemethode werden die Simulationszeiten einer Rotorumdrehung für die Fälle einer voll-turbulenten Strömung und einer Strömung mit laminar-turbulenter Umschlagsvorhersage verglichen. Die Vergleichrechnungen werden für den Reiseflugfall des isolierten ONERA 7AD Rotors bei einem Fortschrittsgrad von  $\mu=0,33$  durchgeführt. Es wird das verfeinerte Hintergrundnetz verwendet, mit insgesamt 27,1 Millionen Netzpunkten unterteilt in 52 Netzblöcke. Der physikalische Zeitschritt entspricht zwecks Vergleichbarkeit in beiden Fällen  $1^\circ$  Azimut, aufgelöst mit je 35 inneren Iterationen. Während der laminar-turbulenten Rechnung erfolgt die Umschlagsvorhersage einmal pro physikalischem Zeitschritt und berücksichtigt alle Instabilitätsmechanismen. Die Rechnung wird mit dem Strömungslöser FLOWer auf dem DLR Hochleistungsrechner C<sup>2</sup>A<sup>2</sup>S<sup>2</sup>E durchgeführt, unter Nutzung von 2x24 physikalischen Kernen.

Der Vergleich der Rechenzeiten (wall-clock time) in Bild 4.40 zeigt, dass die laminar-turbulente Strömungssimulation 343 Sekunden länger zur Berechnung einer Rotorumdrehung benötigt als der voll-turbulente Fall. Gemessen an der Gesamtrechenzeit des voll-turbulenten Falls von 106700 Sekunden (ca. 29,7 Stunden), beläuft sich der Unterschied auf 0,3% und ist somit als sehr gering einzustufen. Grund für den geringen Mehraufwand ist die Berechnung der Blattgrenzschicht und der Umschlagsmechanismen auf Basis analytischer Formulierungen. Das entwickelte Verfahren ermöglicht somit ohne signifikante Erhöhung des Rechenaufwandes eine effiziente Vorhersage des laminar-turbulenten Strömungsumschlags im Rahmen komplexer U/RANS-Rotorsimulationen.

Rechenzeit 7AD Rotor  
(isoliert,  $\mu=0,33$ , 1 Umdrehung)



**Bild 4.40:** Vergleich der Rechenzeiten zweier URANS-Simulationen eines isolierten Rotors im Vorwärtsflug mit und ohne laminar-turbulenter Umschlagsvorhersage (DLR FLOWer Code v2010.1, 2x24 Kerne des DLR Hochleistungsrechners CASE, 27.092.049 Gitterpunkte, 57 Blöcke, eine Rotorumdrehung mit 360 physikalischen Zeitschritten, 35 innere Iterationen je Zeitschritt, Wilcox- $k\omega$  Turbulenzmodell, vorgeschriebene Blattbewegung).



## 5 Zusammenfassung und Bewertung der vorgestellten Methodik

Es wurde eine Methodik zur näherungsweisen Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags für die reibungsbehaftete Strömungssimulationen von Hubschrauberrotoren entwickelt. Mit Hilfe dieser Methodik können die am Rotorblatt relevanten Umschlagsmechanismen für den Fall des Schwebefluges und Vorwärtsfluges identifiziert, die effektiven laminaren Lauflängen an Rotorblättern vorhergesagt und die Auswirkung der laminaren Strömung auf die Rotorbeiwerte für Leistung und Schub im Vergleich zu voll-turbulenten Rechnungen quantifiziert werden.

Der Grenzschichtumschlag wird allgemein von einer Vielzahl von Strömungsgrößen beeinflusst, dazu zählen Reynolds- und Machzahl, der Freiström-Turbulenzgrad, die Ausprägung lokaler Druckgradienten und das Auftreten von Querströmung. Hubschrauberrotoren arbeiten typischerweise in einem Strömungsfeld, in dem die oben genannten Größen hohen Schwankungen unterliegen. Grund hierfür ist die Überlagerung der Vorwärtsflug- und der Rotationsgeschwindigkeit des Rotors sowie die Entstehung von Blattnachlauf- und Wirbelstrukturen. Am Rotorblatt treten daher zahlreiche Strömungsphänomene auf, wie beispielsweise Blatt-Wirbel-Interaktionen, Schräg- und Rückanströmung sowie Kompressibilitätseffekte. Aufgrund dieser Strömungsphänomene wird potentiell ein breites Spektrum von Grenzschichtinstabilitäten begünstigt. Im Rahmen der entwickelten Methodik und durchgeführten Untersuchungen werden daher das Auftreten von Tollmien-Schlichting- und Querströmungsinstabilitäten, laminarer Ablösung, Bypass-Instabilitäten und Anlegelinientransition am Rotorblatt berücksichtigt.

Zur Vorhersage des laminar-turbulenten Strömungsumschlags werden empirische Kriterien verwendet. Eine gezielte Identifizierung der am Rotorblatt auftretenden Umschlagsmechanismen ist dadurch möglich, dass jeder Instabilitätsmechanismus durch ein separates empirisches Kriterium repräsentiert wird. Aufgrund ihrer analytischen Formulierung stellen empirische Kriterien einen guten Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenzeit dar, so dass sich keine signifikante Steigerung der Rechenzeiten von U/RANS-Rotor-Simulationen zeigt.

Die Berechnung der laminaren Grenzschicht am Rotorblatt basiert auf den Erkenntnissen vorangegangener theoretischer und experimenteller Arbeiten zum Einfluss der Rotation auf die laminare Grenzschicht. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde festgestellt, dass die Grenzschicht im äußeren Blattbereich der eines unendlich schiebenden Flügels ähnelt. Die Entwicklung der Grenzschicht ist durch den Druckgradienten entlang der Profilsehne geprägt, welcher instationäre und rotationsbedingte Strömungseffekte überlagert. Auch experimentell konnten keine sichtbaren Auswirkungen der Rotationskräfte auf die laminare Grenzschichtentwicklung und die Umschlagslage festgestellt werden, wie die Übereinstimmung gemessener Umschlagslagen an rotierenden und nicht rotierenden Blättern zeigt. In unmittelbarer Nähe zur Rotationsachse wird eine stabilisierende Wirkung der Rotationskräfte auf die laminare Grenzschichtablösung beobachtet. Dieser Effekt ist mit Blick auf die Leistungsvorhersage von Hubschrauberrotoren von geringer Relevanz, da er quadratisch mit dem Rotorradius abklingt und der betroffene Bereich üblicherweise an Hubschrauberrotoren keine aerodynamische Profilgebung aufweist. Zur Berechnung der laminaren Grenzschichtgrößen in Sehnenrichtung wird daher ein zweidimensionales Integralverfahren nach Schlichting/Walz verwendet. Die Berechnung von laminaren Querströmungsprofilen in dreidimensionaler Strömung basiert auf einem Geschwin-

digkeitsansatz nach Blaser und Velkoff, der für Grenzschichtströmungen an rotierenden Blättern entwickelt wurde. Da sich dieser Geschwindigkeitsansatz von dem des Integralverfahrens unterscheidet, erfolgt die Koppelung beider Verfahren über die lokale Identität des Formfaktors. Somit wird eine konsistente Repräsentation der Grenzschichtstabilität sichergestellt. Die lokalen Anströmungsbedingungen am Rotorblatt werden aus den Strömungsdaten der U/RANS-Lösung stromauf des Staupunktes abgeleitet. Der Turbulenzgrad der Anströmung kann als konstanter Wert vorgegeben oder aus der turbulenten kinetischen Energie nahe der Vorderkante berechnet werden. Die zweite Variante ermöglicht, den Einfluss des Blatt-Nachlaufes bei der Umschlagsvorhersage zu untersuchen. Die Grenzschichtrandgeschwindigkeit wird unter Verwendung des kompressiblen Bernoulli-Ansatzes aus der lokalen Profildruckverteilung berechnet. Daher ist ein Suchalgorithmus zur Bestimmung des Grenzschichtrandes nicht erforderlich. Zur Berücksichtigung von Kompressibilitätseffekten wird eine Korrektur der Grenzschichtdaten nach Walz verwendet.

Die grundlegende Validierung der approximativen Methode erfolgte anhand von Nachrechnungen experimenteller Testfälle mit laminar-turbulentem Grenzschichtumschlag. Für die subsonische Strömung an dem Laminarprofil NLF(1)-0416 konnten die experimentellen Umschlagslagen aufgrund von Tollmien-Schlichting-Instabilitäten und laminarer Ablösung in enger Übereinstimmung nachgerechnet werden. Hierbei zeigt die verwendete Methode keine signifikante Abhängigkeit von der Grenzschichtauflösung des Rechennetzes oder dem verwendeten Turbulenzmodell.

Der Strömungsfall eines schwingenden Hubschrauberprofils bei anliegender Strömung ergab, dass die approximative Methode auch unter instationären Strömungsbedingungen in der Lage ist, die Umschlagsvorhersage in guter Übereinstimmung zum Experiment wiederzugeben. Die Vergleichsrechnungen unterstützen des Weiteren die Hypothese von DWYER UND MCCROSKEY [43], wonach die laminare Grenzschicht an Rotorprofilen als quasistationär und zweidimensional betrachtet werden kann, wenn die vorgegebene Verteilung der Grenzschichtrandgeschwindigkeit instationäre Einflüsse berücksichtigt.

Für den Testfall des Laminarprofils NLF(2)-0415 bei hoher Schräganströmung gibt die approximative Methode das Auftreten von Querströmungsinstabilitäten in Abhängigkeit von der Reynoldszahl treffend wieder. Auch hier zeigt sich die Unabhängigkeit der Methode von der Grenzschichtauflösung des Rechennetzes. Der Vergleich zu den berechneten Umschlagslagen eines differentiellen Grenzschichtverfahrens in Kombination mit einem empirischen Kriterium für Querströmungsinstabilitäten liefert ebenfalls eine gute Übereinstimmung.

Das Beispiel eines BO 105 Rotors im Schwebeflug diente zur Validierung der approximativen Methode für Hubschrauberanwendungen. Die Nachrechnung des DLR Flugversuches resultierte in Umschlagslagen mit hoher Ähnlichkeit zu den Acenaphthen-Anstrichbildern. Für den Großteil der Blattoberseite wird der Umschlag bei ca. 18% der Sehnenlänge vorhergesagt, auf der Unterseite liegt der Umschlag bei ca. 75%. Auf Ober- und Unterseite erfolgt der Umschlag in Bereichen verzögerter Strömung über Tollmien-Schlichting Instabilitäten und laminare Ablösung. Nahe der Blattspitze und der Blattwurzel treten Bypass-Instabilitäten aufgrund von Blatt-Wirbel-Interaktionen auf, so dass in den betroffenen Bereichen die laminaren Lauflängen erheblich verkürzt sind. Anhand der im Vergleich zum Flugversuch lokal verkürzten laminaren Bereiche der Blattspitzenunterseite lässt sich auf eine tendenzielle Überschätzung der vorhergesagten Bypass-Instabilitäten schließen. Querströmungsinstabilitäten und Anlegelinienkontamination treten am Rotorblatt nicht auf, da die Schräganströmung im Schwebeflug sehr gering ist. Die laminaren Strömungsberei-

che am Rotorblatt verringern den vorhergesagten Leistungsbedarf um ca. 4% gegenüber der Annahme einer voll-turbulenten Rotorblattströmung.

Um die Fähigkeiten der approximativen Methode für den Fall des Vorwärtsfluges zu demonstrieren, wurden die laminaren Lauflängen am Mach-skalierten ONERA 7AD Hauptrotor berechnet und mit experimentell vermessenen Grenzschichtzuständen verglichen. Der berechnete Grenzschichtumschlag erfolgt auf der Blattober- und Unterseite überwiegend in Bereichen verzögerter Strömung aufgrund von Tollmien-Schlichting-Instabilitäten und laminarer Ablösung. Lokale Blatt-Nachlauf-Interaktionen führen am vor- und rücklaufenden Blatt zum Auftreten von Bypass-Instabilitäten und demzufolge zum laminar-turbulenten Umschlag nahe der Blattvorderkante. Im dritten Rotorquadranten werden auf der Blattunterseite Querströmungsinstabilitäten vorhergesagt, begünstigt durch die moderat beschleunigte Profilströmung und die hohe Schräganströmung im Vorwärtsflug. Anlegelinienkontamination wurde für die untersuchten Vorwärtsflugfälle nicht vorhergesagt. Für die zwei untersuchten Fortschrittsgrade wurden die berechneten Umschlagslagen in plausibler Übereinstimmung zu den experimentellen Heißfilmmessungen bestimmt. Das Auftreten von Bypass-Instabilitäten wird durch die numerisch bedingte Aufweitung des Blattnachlaufes lokal begünstigt. Für die betrachteten Testfälle bewirken die laminaren Strömungsbereiche der Rotorblätter eine Verringerung des Rotorleistungsbedarfs von 5% gegenüber einer voll-turbulenten Rechnung. Der Rotorschub erhöht sich geringfügig um 1%.

Die vorgestellte Methode ist in der Lage, die laminaren Lauflängen an den Blättern eines Hubschrauberrotors im Rahmen von U/RANS-Simulationen mit guter Näherung vorherzusagen, selbst bei grober Grenzschichtauflösung. Der zusätzliche Rechenaufwand erweist sich als sehr gering. Abhängig vom simulierten Flugzustand verringert die laminare Strömung an den Rotorblättern den Rotorleistungsbedarf um bis zu 5% gegenüber der gängigen Annahme einer voll-turbulenten Rotorströmung. Hierdurch ist eine signifikante Verbesserung der U/RANS-basierten Rotorleistungsvorhersage zu erwarten.

Für weitere Untersuchungen ist die Simulation einer Gesamthubschrauberkonfigurationen anzustreben, um mögliche Einflüsse des Rumpfes und Rotormastes auf die Umschlagslagen am Hauptrotor zu berücksichtigen. Die laminaren Strömungsbereiche am Heckrotor können im Rahmen derartiger Simulationen ebenfalls berechnet werden. Die entwickelte Methodik bietet darüber hinaus auch im Bereich von Windkraftanlagen die Möglichkeit, die laminaren Lauflängen an den Rotorblättern abzuschätzen, um dadurch Erkenntnisse zum leistungsoptimalen Entwurf und Betrieb der Anlagen zu liefern.

Möglichkeiten zur Weiterentwicklung der vorgestellten Näherungsmethode liegen sowohl im Bereich der Grenzschichtrechnung als auch der laminar-turbulenten Umschlagsvorhersage. Im Bereich der Grenzschichtrechnung lässt sich ein Rechenverfahren für turbulente Grenzschichten ergänzen, das nach dem Schritt der Umschlagsvorhersage ausgeführt werden würde. Zur Berechnung der turbulenten Grenzschicht existieren ebenfalls Integralverfahren, so dass der Modellierungsansatz der Näherungsmethodik gewahrt bliebe. Diese Erweiterung würde eine geschlossene Beschreibung der Profilhrenzschicht darstellen und die Abschätzung des Profilreibungswiderstandes ermöglichen. Durch die Kopplung dieser erweiterten Näherungsmethode mit einem reibungsfreien Rechenverfahren für die Aussenströmung kann die Rotorleistungsvorhersage mit geringem Rechenaufwand unter Berücksichtigung der Profilreibung durchgeführt werden. Hinsichtlich der laminar-turbulenten Umschlagsvorhersage von Querströmungsinstabilitäten lässt sich die konservative Abschätzung laminarer Strömung im Bereich geringer Reynoldszahlen verbessern.

Dies ist insbesondere für die Leistungsvorhersage kleinskaliger, unbemannter Drehflügler mit geringen Blattspitzen-Reynoldszahlen von Interesse. Zur diesbezüglichen Verbesserung bietet sich das Studium alternativer Vorhersagekriterien für Querströmungsinstabilitäten (s. ARNAL [3]) an. Da alle bisher existierenden Querströmungskriterien unter Verwendung der Messdaten von gepfeilten Flügelsegmenten entwickelt wurden, wäre des Weiteren eine Überarbeitung der empirischen Formulierungen anhand der Messdaten eines rotierenden Blattes von Interesse. Einen Ausgangspunkt für neue Messungen bietet beispielsweise die Vorgehensweise nach McCROSKEY [103] zur Erzeugung von Querströmung an einem Experimentalrotor mit versetzter Blattviertellinie. Zur fortführenden Untersuchung der Vorhersage nachlaufinduzierter Bypassinstabilitäten an Hubschrauberrotoren empfiehlt sich das Studium von Kriterien mit geringerer Sensitivität gegenüber dem Anströmturbulenzgrad. Mögliche Alternativen bieten hier beispielsweise das Mayle Kriterium mit einem Koeffizientensatz basierend auf Intermittenzmessungen [102], sowie das Kriterium von Abu-Ghannam und Shaw [1] mit Berücksichtigung des Druckgradienteneinflusses.

## Literaturverzeichnis

- [1] ABU-GHANNAM, B.J.; SHAW, R.: "Natural Transition of boundary layers – The Effects of Turbulence, Pressure Gradient and Flow History", *Journal of Mechanics and Engineering Sciences*, Vol. 22, S.213-228, 1980.
- [2] AHMAD, J.U.; DUQUE, E.P.N.: "Helicopter Rotor Blade Computation in Unsteady Flow Using Moving Overset Grids", *Journal of Aircraft*, Vol. 33, (1), S. 54-60, 1996.
- [3] ARNAL, D.: "Three-dimensional boundary layers: laminar-turbulent transition", AGARD Report No 741, Toulouse Cedex, 1987.
- [4] ARNAL, D.: "Description and prediction of transition in two-dimensional, incompressible flow", AGARD Report No 709, Toulouse Cedex, 1984.
- [5] ARNAL D.: "Practical Transition Prediction Methods: Subsonic and Transonic Flows", *Advances in Laminar-Turbulent transition modelling*, RTO-AVT 151-VKI Series, 2008.
- [6] ARNAL, A., HABIBALLAH, M., COUSTOLS, E.: "Laminar Instability Theory and Transition Criteria in Two and Three-Dimensional Flow", *La Rech. Aérop.*, No. 1984-2, 1984.
- [7] ARNAL, D.; JUILLEN, J.C.: "An Experimental Study of Transition and Leading Edge Contamination on Swept Wings", Defence Research Agency, AD-A255870, 1992.
- [8] BANKS, W.H.H.; GADD, G.E.: "Delaying Effect of Rotation on Laminar Separation", *AIAA Journal*, Vol. 1, No. 4, April 1963, S. 941-942.
- [9] BARLA C.; BERTON, E.; FAVIER, D.; MARESCA, C.; NSI MBA, M.: "What Embedded LDV measurements can do for boundary layer investigation of rotating blades", 30th European Rotorcraft Forum (ERF), Marseille, Frankreich, 2004.
- [10] BEASLEY, J.A.: "Calculation of the laminar boundary layer and the prediction of transition on a sheared wing", *ARC R and M 3787*, 1973.
- [11] BEAUMIER, P., CASTELLIN, C., ARNAUD, G.: "Performance prediction and flowfield analysis of rotors in hover, using a coupled Euler/Boundary layer method", 24<sup>th</sup> European Rotorcraft Forum (ERF), Marseille, Frankreich, 15.-17. September, 1998.

- [12] BEAUMIER, P., HOUEVILLE R.: "3D Laminar-turbulent boundary layer calculation on helicopter rotors in forward flight: application to drag prediction", ONERA Technical Paper, TP 1995-103, 1995.
- [13] BEAUMIER, P.; ZIBI, J.; COSTES, M.: „CFD Drag and Power Prediction for a Rotor in Hover or Forward Flight. Formulation and First Applications“, Journal of the American Helicopter Society, Vol. 42, No. 4, S.327-336, 1997.
- [14] BENOIT, B.; DEQUIN, A.-M.; KAMPA, K.; GRÜNHAGEN, W.V.; BASSET, P.-M., GIMONNET, B.: „HOST: A General Helicopter Simulation Tool for Germany and France“, Proceedings of the American Helicopter Society 56<sup>th</sup> Annual Forum, Virginia Beach, VA, Mai, 2000.
- [15] BIAVA, M.; KHIER, W.; VIGEVANO, L.: „CFD prediction of airflow past a full helicopter configuration“, Aerospace Science and Technology, Vol. 19, No. 1, S. 3-18, 2012.
- [16] BITTNER, W.: "Flugmechanik der Hubschrauber", Springer Verlag, Berlin Heidelberg, ISBN 3-540-23654-6, 2. Auflage, 2005.
- [17] BLAIR, M.F.: "Influence of Free-Stream Turbulence on Boundary Layer Transition in Favorable Pressure Gradients", ASME Journal of Engineering for Power, Vol. 104, S. 743-750, 1982.
- [18] BLASER, D. A., VELKOFF, H.R.: "A Preliminary Analytical and Experimental Investigation of Helicopter Rotor Boundary Layers", AIAA Journal, Vol. 11, No. 12, S. 1660-1664, 1973.
- [19] BLASER, D. A., VELKOFF, H.R.: "Boundary Layer Velocity Profiles on a Helicopter Rotor Blade in Hovering and Forward Flight", American Helicopter Society 28<sup>th</sup> Annual Forum, Washington, D.C., USA, Mai, 1971.
- [20] BLAZEK, J.: "Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications", Elsevier Verlag, 2001.
- [21] BOLTZ, F.W.; KENYON, G.C.; ALLEN, C.Q.: "Effects of Sweep Angle on the Boundary-Layer Stability Characteristics of an Untapered Wing at Low Speeds", NASA-TN-D-338, 1960.
- [22] BRAMWELL, A.R.S; BALMFORD, D.; DONE, G.: "Bramwell's Helicopter-Dynamics", Butterworth-Heinemann Verlag, 2. Auflage, Oxford, 2001.
- [23] CARADONNA, F.X.; ISOM, M.P.: "Subsonic and Transonic Potential Flow over Helicopter Rotor Blades", AIAA Journal, Vol. 10, (12), S. 1606-1612, 1972.

- [24] CARADONNA, F.X.; TUNG, C.: "Experimental and analytical studies of a model helicopter rotor in hover", NASA TM-81232, 1981.
- [25] CEBECI, T., COUSTEIX, J.: "Modeling and Computation of Boundary-Layer Flows", Horizons Publishing Inc., Long Beach, California, 2. Auflage, 2005.
- [26] CEBECI, T., SHAO J.P., KAFYEKE, F., LAURENDEAU, E.: "Computational Fluid Dynamics for Engineers", Horizons Publishing Inc., Long Beach, California, 2005.
- [27] CHOI, Y.H.; MERKLE, C.L.: "The Application of Preconditioning in Viscous Flows", Journal of Computational Physics, 105, S. 207-223, 1993.
- [28] CLARK, D.R.; LAWTON, T.D.: "Rotor Blade Boundary Measurement Hardware Feasibility Demonstration", NASA Contract Report – 112194, 1972.
- [29] CLIQUET, J.; HOUEVILLE, R.: "Laminar-turbulent transition criteria in the elsA Navier-Stokes solver with application to complex geometries", 2<sup>nd</sup> European Conference for Aerospace Sciences, Brussels, Belgien, 2007.
- [30] CLIQUET J.; HOUEVILLE, R.; ARNAL, D.: "Application of laminar-turbulent transition criteria in Navier-Stokes computations", AIAA paper, AIAA 2007-515, 2007.
- [31] CONLISK, A.T.: "Modern Helicopter Rotor Aerodynamics", Progress in Aerospace Sciences, Vol. 37, (5), Juli, S. 419-476, 2001.
- [32] CROZIER, P.: "Recent Improvements in Rotor Testing Capabilities in the ONERA S1MA Wind Tunnel", ONERA Technical Paper 1994-155, 1994.
- [33] DAGENHART, J.R.: "Crossflow Stability and Transition Experiments in a Swept-Wing Flow", NASA-TM-108650, 1992.
- [34] D'ALASCIO, A.; KICKER, K.; KNEISCH, TH.; LINK, ST.; RIES, T.; SCHIMKE, D.: "New Role of CFD in the Helicopter Design Process - The EC145 T2 Experience", 39<sup>th</sup> European Rotorcraft Forum (ERF), Moskau, Russland, 3.-6. September, 2013.
- [35] DEPOMMIER G., ALFANO D., LEUSINK D. AND LEYMARY G.: "Computation to transition to turbulence on rotor blades", 37<sup>th</sup> European Rotorcraft Forum (ERF), Milano, Italien, 13.-15. September, 2011.
- [36] DIETZ, M.; DIETERICH, O.: "Towards increased industrial Application of Rotor Aeroelastic CFD", 35<sup>th</sup> European Rotorcraft Forum Proceedings, Hamburg, Sept., 2009.
- [37] DIETZ, K.; KHIER, W.; KRÄMER, E.; WAGNER, S.: „Numerical Simulation of a Full Helicopter Configuration Using Weak Fluid-Structure Coupling“, Proceedings of the AIAA 46<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, NV, Januar, 2008.

- [38] DIETZ, M., SCHIMKE, D.: "Gesamthubschraubersimulation durch CFD: Entscheidende Schritte auf dem Weg zur Realisierung", DGLR Kongress, Hamburg, Deutschland, 2010.
- [39] DRELA, M.: „Newton Solution of Coupled Viscous/Inviscid Multielement Airfoil Flows“, AIAA paper 90-1470, 1990.
- [40] DRELA, M., GILES, M.B.: "Viscous-Inviscid analysis of transonic and low Reynolds number airfoils“, AIAA Journal, Vol. 25, No. 10, S. 1347-1355, 1987.
- [41] DU, Z., SELIG, M.S.: "The effect of rotation on the boundary layer of a wind turbine blade“, Journal of Renewable Energy, Vol. 20, S. 167-181., 2000.
- [42] DUQUE, E.P.N.; SRINIVASAN, G.R.: "Numerical Simulation of a Hovering Rotor Using Embedded Grids“, American Helicopter Society 48<sup>th</sup> Annual Forum Proceedings, Washington, D.C., 3.-5. Juni, 1992.
- [43] DWYER, H.A., McCROSKEY, W.J.: „Crossflow and Unsteady Boundary-Layer Effects on Rotating Blades“, AIAA Journal, Vol.9, No. 8, pp1408-1505, 1971.
- [44] EMMONS, H.W.: "The Laminar-Turbulent Transition in Boundary Layer – Part I“, Journal of Aeronautical Sciences, Vol. 18, S. 490-498, 1951.
- [45] EPPLER, R.; SOMERS, D.: "A computer program for the design and analysis of low-speed airfoils“, NASA Technical Report, TM 80210, 1980.
- [46] FASSBENDER, J. K.: "Improved Robustness for Numerical Simulation of Turbulent Flows around Civil Transport Aircraft at Flight Reynolds Numbers“, DLR Forschungsbericht 2003-09, 2003.
- [47] FOGARTY, L.E. : "The Laminar Boundary Layer on a Rotating Blade“, Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 18, No. 4, S. 247-252, 1951.
- [48] FOGARTY, L.E.; SEARS, W.R.: "Potential Flow Around a Rotating, Advancing Cylindrical Blade“, Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 17, No. 9, September 1950, S. 599.
- [49] GARDNER, A.D.; RICHTER, K.; MAI, H.; ALTMIKUS, A.R.M.; KLEIN, A.; ROHARDT, C.-H.: „Experimental Investigation of Dynamic Stall Performance for the EDI-M109 and EDI-M112 Airfoils“, Journal of the American Helicopter Society, Vol. 58, No. 1, S.1-13(13), 2013.
- [50] GASTER, M: "On the flow along swept leading edges“, The College of Aeronautics Cranfield CoA., Note Aero No. 167, 1965.
- [51] GAZAIX, M.; JOLLÈS, A.; LAZAREFF, M.: "The elsA object-oriented computational tool for industrial application“, 23<sup>rd</sup> ICAS conference, September, 2002.



- [52] GEROPP, D.: "Näherungstheorie für kompressible laminare Grenzschichten mit zwei Formparametern für das Geschwindigkeitsprofil", Diss. T.H. Karlsruhe, DVL-Bericht Nr. 288, 1963.
- [53] GEROPP, D.: „Eine ähnliche Lösung der kompressiblen laminaren Grenzschichtgleichungen für eine Düsenströmung“, Acta Mechanica I, Heft 4, S. 272-281, 1965.
- [54] GRAHAM, M.E.: „Calculation of Laminar Boundary Layer Flow on Rotating blades“, Dissertation, Cornell University, Ithaca, New York, 1954.
- [55] GRANVILLE, P.S.: "The calculation of the viscous drag of bodies of revolution", David Taylor Model Basin Report 849, 1953.
- [56] GRABE, C.; KRUMBEIN, A.: "Correlation-Based Transition Transport Modeling for Three-Dimensional Aerodynamic Configurations", Journal of Aircraft, Vol. 50, No. 5, S. 1533-1539, 2013.
- [57] GRAY, W.E.: "The Nature of the Boundary Layer Flow at the Nose of a Swept Wing", RAE TM Aero 256, 1952.
- [58] GROSS, A., FASEL, H. F., FRIEDERICH, T., KLOKER, M. J.: „Numerical investigation of rotational augmentation for S822 wind turbine airfoil“, Wind Energy (2012), Wiley Online Library, DOI: 10.1002/we.540, 2012.
- [59] HALL, P.; MALIK, M.R.; POLL, D.I.A.: "On the stability on an infinite swept attachment line boundary layer", Proc. Roy. Soc. London A, Vol. 395, S. 229–245, 1984.
- [60] HARRIS, F.D.: "Preliminary Study of Radial Flow Effects on Rotor Blades", Journal of the American Helicopter Society, Vol. 11, No. 3, S. 1-12, Juli 1966.
- [61] HARTREE, D.R.: "On an Equation occurring in Falkner and Skan's approximate Treatment of the Equations of the Boundary Layer", Proc. Cambr. Phil. Soc. 33, Part II, S. 223-239, 1937.
- [62] HEINECK, J.; SCHÜLEIN, E. RAFFEL, M.: „Boundary Layer Transition Detection on a Rotor Blade using Rotating Mirror Thermography“, 5<sup>th</sup> AHS Aeromechanics Specialists' Conference, San Francisco, 22.-24., Januar, 2014.
- [63] HEISTER, C.C.: "Implementation, verification and validation of empirical transition criteria for airfoil and rotary wing applications using the DLR FLOWer code", DLR-IB 124-2010/2, Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Braunschweig, 2010.

- [64] HEISTER, C.C.: "Semi-/empirical transition prediction and application to an isolated rotor in hover", International Journal of Engineering Systems Modelling and Simulation, 4 (1/2), S. 69-78, Inderscience Enterprises Ltd., ISSN 1755-9758, 2012.
- [65] HEISTER, C.C.; KLEIN, A.; KRÄMER, E.: "RANS-Based Laminar-Turbulent Transition Prediction for Airfoil and Rotary Wing Applications Using Semi/Empirical Criteria" in: Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design - New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VIII, 121. Springer Verlag, S. 313-320. ISBN 978-3-642-35669-7, ISSN 1612-2909, 2013.
- [66] HEISTER, C.C., RADDATZ, J; KLEIN, A.: „Accurate Numerical Flow Simulation of Hovering Rotors Using Different Transition Prediction Methods“, 36<sup>th</sup> European Rotorcraft Forum, Paris, Frankreich, 07.-09., Sept., 2010.
- [67] HERNANDEZ, G.G.M.: "Laminar-Turbulent transition on Wind Turbines", Dissertation an der Technischen Universität Dänemark (DTU), 2011.
- [68] HILL, J., L., SHAW, S., T., QIN, N.: "Engineering prediction of laminar/turbulent transition for isolated helicopter rotors in hover", RaeS Aerospace Aerodynamics Resource Conference, London, UK, 2004.
- [69] HOOD, M.J.; GAYDOS, M.E.: "Effects of Propellers and Vibration on the Extent of Laminar Flow on the NACA 27-212 Airfoil", NACA ACR (WR L-784), 1939.
- [70] HORSTMANN, K.H.: "Flight and Windtunnel Investigations on Boundary Layer Transition at Reynolds Numbers up to  $10^7$ ", Proc. 16<sup>th</sup> ICAS Congr. Jerusalem (ISR), S. 979-986, 1988.
- [71] HORSTMANN, K.H.; REDEKER, G.; QUAST, A., DRESSLER, U.; BIELER, H.: "Flight Tests with a Natural Laminar Flow Glove on a Transport Aircraft", AIAA Paper 90-3044, 1990.
- [72] HORSTMANN, K.H., ROHARDT, C.-H., WICHMANN, G., ET AL.: „Auslegung eines Laminarhandschuhs für die Fokker F100“, DGLR-Jahrbuch 92 III, S.1235-1247, 1992.
- [73] HORTON, H.P.; STOCK, H.-W.: "Computation of Compressible, Laminar Boundary Layers on Swept, Tapered Wings", Journal of Aircraft, Vol. 32, No.6, S. 1402-1405.
- [74] HUBBARD, J. E., HARRIS, W. L.: "Dynamic Surface Measurements on a Model Helicopter Rotor during Blade Slap at High Angles of Attack", Journal of the American Helicopter Society, Vol. 29, No. 1, S.40-47, Januar, 1984.

- [75] JAMESON, A.: "Solution of the Euler Equations for Two-Dimensional Transonic Flow by a Multigrid Method", MAE Report No. 1613, Dept. of Mechanical and Aerospace Engineering, Princeton University, 1983.
- [76] JAMESON, A.: "Time Dependent Calculations Using Multigrid with Applications to Unsteady Flows Past Airfoils and Wings.", AIAA Paper 91-1596, 1991.
- [77] JAMESON, A., SCHMIDT, W., TURKEL, E.: „Numerical Solutions of the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge-Kutta Time-Stepping Schemes“, AIAA Paper 81-1259, 1981.
- [78] JEONG, J.; HUSSAIN, F.: "On the Identification of a vortex", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 285, S. 69-94, Feb. 1995.
- [79] JOHNSON, W.: "Rotorcraft Aerodynamics Models for a Comprehensive Analysis", American Helicopter Society 54<sup>th</sup> Annual Forum Proceedings, 1998.
- [80] KAUPS, K.; CEBECI, T.: "Compressible Laminar Boundary Layers with Suction on Swept and Tapered Wings", Journal of Aircraft, Vol. 14, No. 7, 1977.
- [81] KLEIN, A., RICHTER, K., GARDNER, A. D., ALTMIKUS, A. R. M., LUTZ, T., KRÄMER, E.: "Numerical Comparison of Dynamic Stall for 2-D Airfoils and an Airfoil Model in the DNW-TWG," Journal of the American Helicopter Society, Vol. 57, No. 4, S.1-13(13), 2012.
- [82] KLEISER, L.; ZONG, T.A.: "Numerical Simulation of Transition in Wall Bounded Shear Flows", Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 23, S. 495-538, 1991.
- [83] KHIER, W.; DIETZ, M.; SCHWARZ, T.; WAGNER, S.; „Trimmed CFD Simulation of a Complete Helicopter Configuration“, Proceedings of the 33<sup>rd</sup> European Rotorcraft Forum, Kazan, Russland, September, 2007.
- [84] KHIER, W.; SCHWARZ, TH.; RADDATZ, J: "Time Accurate Simulation of the Flow Around the Complete BO105 Wind Tunnel Model", 31st European Rotorcraft Forum, Florenz, Italien, 2005.
- [85] KRÄMER, E.: "Theoretische Untersuchungen der stationären Rotorblattumströmung mit Hilfe eines Euler-Verfahrens", Dissertation, Institut für Luftfahrttechnik und Leichtbau, Universität der Bundeswehr, München, 1991.
- [86] KRÄMER, E.; HERTEL, J.; WAGNER, S.: „Computation of Subsonic and Transonic Helicopter Rotor flow Using Euler Equations“, Proceedings of the 13<sup>th</sup> European Rotorcraft Forum, Arles, Frankreich, September, 1987.

- [87] KRÄMER, E.; HERTEL, J.; WAGNER, S.: „Euler Procedure for Calculation of the Steady Rotor Flow with Emphasis on Wake Evolution“, AIAA paper 90-3007, 1990.
- [88] KRIMMELBEIN, N.: Datensatz zur Vorhersage von Querströmungsinstabilitäten am Profil NLF(2)-0415, persönliche Kommunikation, 2013.
- [89] KROLL, N.: „Berechnung von Strömungsfeldern um Propeller und Rotoren im Schwebeflug durch die Lösung der Euler-Gleichungen“, Dissertation, TU Braunschweig, 1989.
- [90] KROLL, N.; JAIN, R. K.: “Solution of Two-Dimensional Euler Equations – Experience with a Finite Volume Code”, DFVLR-Forschungsbericht 87-41, 1987.
- [91] KROLL, N.; ROSSOW, C.-C., BECKER, K.; THIELE, F.: “The MEGAFLOW Project”, in Aerospace, Science and Technology, Bd. 4, S.223-237, 2000.
- [92] KRUMBEIN, A.; RADESPIEL, R.: “RANS modeling of transition in external flows I+II”, Vortrag im Rahmen des ERCOFTAC Course on Transition Modeling, GE Global Research Centre, 25.-26. Mai, München, Deutschland.
- [93] LANGTRY, R.B.; MENTER, F.R.: “Overview of Industrial Transition Modelling in CFX”, ANSYS Technical Report, Mai, 2006.
- [94] LANGTRY, R.B.; MENTER, F.R.: “Transition Modeling for General CFD Applications in Aeronautics”, AIAA paper 2005-522, 2005.
- [95] LORBER, P.; CARTA, F.: “Unsteady Transition Measurements on a Pitching Three-Dimensional Wing”, 5<sup>th</sup> Symposium on Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows, Long Beach, CA, 1992.
- [96] LEISHMAN, J. G.: “Principles of Helicopter Aerodynamics”, Cambridge University Press, New York, NY, 2000.
- [97] LIU, SHAO-WEN: “The Laminar Boundary-Layer Flow on Rotating Cylinders, Part I, Flat Plate”, ASTIA No. 132369, Juni 1957.
- [98] LIU, SHAO-WEN: “The Laminar Boundary-Layer Flow on Rotating Cylinders, Part II, Thin Cylinders”, ASTIA No. 132369, Juni 1957.
- [99] MACK, L.M.: “Boundary-Layer Linear Stability Theory”, AGARD Report No. 709, Special Course on Stability and Transition of Laminar Flow, 1984.
- [100] MACK, L.M.: “Transition and laminar instability”, Jet Propulsion Laboratory Publication 77-15, Pasadena, Kalifornien, 1977.
- [101] MANGLER, W.: “Das Impulsverfahren zur näherungsweise Berechnung der laminaren Reibungsschicht”, ZAMM 24, S. 251 – 256, 1944.

- [102] MAYLE, R.E.: "The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines", ASME Journal of Turbomachinery, Vol.113, S. 509-537, Oktober, 1991.
- [103] MCCROSKEY, W.J.: „Measurements of Boundary Layer Transition, Separation and Streamline Direction on Rotating Blades“, NASA TN D-6321, 1971.
- [104] MCCROSKEY, W.J.; DWYER, H.A.: "Methods of Analyzing Propeller and Rotor Boundary Layers with Crossflow", Symposium on Analytical Methods in Aircraft Aerodynamics, NASA SP-228, S. 473-514, Oktober 1969.
- [105] MCCROSKEY, W.J.; YAGGY, P.F.: "Laminar boundary Layers on Helicopter rotors in Forward Flight", AIAA Journal, Vol. 6, No. 10, S. 1919-1926, Oktober 1968.
- [106] MEDIDA, S.; BAEDER, J.D.: "Role of Improved Turbulence and Transition Modeling Methods in Rotorcraft Simulations", AHS 69<sup>th</sup> Annual Forum, Phoenix, Arizona, 21.-23.Mai, 2013.
- [107] MENTER, F.R.: "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications", AIAA Journal, Vol. 32, No. 8, S. 1598-1605, 1994.
- [108] MICHEL, R.: "Détermination du point de transition et calcul de la traînée des profils d'aile en incompressible", ONERA Publication No. 58, 1952.
- [109] MILEY, ST. J.; HOWARD, R.M.; HOLMES, B.J.: "Wing Laminar Boundary Layer in the Presence of a Propeller Slipstream", Journal of Aircraft, Vol. 25, No. 7, S. 606-611, Juli, 1988.
- [110] MORKOVIN, M.V.: "On the Many Face of Transition", Viscous Drag Reduction, C.S. Wells, ed., Plenum Press, New York, S. 1-31, 1969.
- [111] NARRAMORE, J.C.; VERMELAND, R.: "Navier-Stokes Calculations of Inboard Stall Delay Due to Rotation", Journal of Aircraft, Vol. 29, No. 1, S. 73-78, Januar 1992.
- [112] NICHOLS, R., TRAMMEL, R., AND BUNING, P.: "Solver and Turbulence Model Upgrades to OVERFLOW2 for Unsteady and High-Speed Applications," AIAA Paper 2006-2824, Juni, 2006.
- [113] OWEN, P.R.; RANDALL, D.G.: "Boundary layer transition on a sweptback wing", R.A.E. TM 277, 1952.
- [114] PAHLKE, K.: „Berechnung von Strömungsfeldern um Hubschrauberrotoren im Vorwärtsflug durch Lösung der Euler-Gleichungen“, DLR Forschungsbericht 1999-22, 1999.
- [115] PAHLKE, K.: "The GOAHEAD Project";. Proceedings of the 33rd European Rotorcraft Forum, Kazan, Russland, Sept., 2007.

- [116] PAHLKE, K.; COSTES, M.; D'ALASCIO, A.; CASTELLIN, C.; ALTMIKUS, A.: "Overview of Results Obtained During the 6-Year French-German Project", Proceedings of the 31<sup>st</sup> European Rotorcraft Forum, Florenz, Italien, September, 2005.
- [117] PAHLKE, K.; GMELIN, B.: "Einführung in die Hubschraubertechnik - Grundlagen der Drehflügler-aerodynamik", Seminarunterlagen, Carl-Cranz-Gesellschaft e.V., Oberpfaffenhofen, Juni, 2013.
- [118] PFENNINGER, W.: "Some results from the X-21A program. Part I. Flow phenomena at the leading edge of swept wings". In: AGARDograph 97, Part IV, S. 1–41., 1965.
- [119] POHLHAUSEN, K.: "Zur Näherungsweise Integration der Differentialgleichung der laminaren Grenzschicht", ZAMM I, S. 252-290, 1921.
- [120] POLACSEK, C.; LAFON, P.: "High Speed Impulsive Noise and aerodynamic results for rectangular and swept blade tip in S1 Modane Wind Tunnel", 17<sup>th</sup> European Rotorcraft Forum, Berlin, Sept., 1991.
- [121] POLL, D.I.A.: "Some aspects of the flow near a swept attachment line with particular reference to boundary layer transition", Cranfield Institute of Technology, Co A Report No. 7805, 1978.
- [122] PRANDTL, L.: „Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung“ Verhandlg. III. Intern. Math. Kongr. Heidelberg, S. 484–491, 1904.
- [123] RADDATZ, J.: "Untersuchungen von Strömungsfeldern um Rotoren im Schwebeflug unter Anwendung von Euler- und Navier-Stokes-Verfahren", Jahresbericht der AG- STAB, Göttingen, 1994.
- [124] RADESPIEL, R.; SWANSON, R.: "An Investigation of Cell Centered and Cell Vertex Multigrid Schemes for the Navier-Stokes Equations", AIAA Paper 89-0548, 1989.
- [125] RIST, U.: "Visualization and Tracking of Vortices and Shear Layers in the Late Stages of Boundary-Layer Laminar-Turbulent Transition", AIAA paper 2012-0084, 2012.
- [126] RADESPIEL, R.; ROSSOW, C.; SWANSON, R.C.: "Efficient Cell-Vertex Multigrid Scheme for the Three-Dimensional Navier-Stokes-Equations", AIAA Journal, Bd. 28, Nr. 8, S. 1464-1472, 1990.
- [127] RADESPIEL, R., TURKEL, E., KROLL, N.: „Assessment of Preconditioning Methods“, DLR Forschungsbericht 95-29, 1995.

- [128] REDEKER, G.; WICHMANN, G.: "Laminarhaltung an ungepfeilten und gepfeilten Flügeln", in LTH Luftfahrttechnisches Handbuch - Ausgabe 2008 (CD-ROM), Band AD Aerodynamik, AD 02 02 005, 2008.
- [129] RICHTER, K.; KOCH, S.; GARDNER, A.D.; MAI, H.; ALTMIKUS, A.R.M.; KLEIN, A.; ROHARDT, C.-H.: „Experimental investigation of unsteady transition measurements on a pitching rotor blade airfoil“, 38th ERF, Amsterdam, Niederlande, September, 2012.
- [130] RICHTER, K.; KOCH, S.; GARDNER, A.D.: "Influence of oscillation amplitude and Mach number on the unsteady transition on a pitching rotor blade airfoil", AHS 69<sup>th</sup> Annual Forum Proceedings, Phoenix, Arizona, 2013.
- [131] RICHTER, K.; SCHÜLEIN, E.: "Boundary Layer Transition Measurements on Hovering Helicopter Rotors by Infrared Thermography", AHS 70<sup>th</sup> Annual Forum Proceedings, Montréal, Kanada, 2014.
- [132] ROBERTS, T.W.; MURMAN, E.M.: "Solution Method for a Hovering Helicopter rotor Using the Euler Equations", AIAA paper 85-0436, 1985.
- [133] ROHARDT, C.H.: "Flow Visualization on a Helicopter Rotor in Hover Using Acenaphthen", 13<sup>th</sup> European Rotorcraft Forum (ERF), Arles, Frankreich, 1987.
- [134] ROSSOW, C.-C.: "Comparison of Cell Centered and Cell Vertex Finite Volume Schemes", Proceedings of the 7<sup>th</sup> GAMM Conference on Numerical Methods in Fluid Mechanics, S. 327-334, 1987.
- [135] ROSSOW, C.-C.: "Berechnung von Strömungsfeldern durch Lösung der Euler-Gleichungen mit einer erweiterten Finite-Volumen-Diskretisierungsmethode", Dissertation, TU Braunschweig, DLR-Forschungsbericht 89-38, 1989.
- [136] ROSSOW, C.-C.; KROLL, N.; SCHWAMBORN, D.: „The MEGAFLOW Project – Numerical Flow Simulation for Aircraft“, in Di Bucchianico, A.; Mattheij, R.M.M.; Peletier, M., A. (Eds.): Progress in Industrial Mathematics at ECMI 2004, Bd. XXIX, S. 3-33, Springer Verlag, 2006.
- [137] ROTT, N.; SMITH, W.E.: "Some Examples of Laminar Boundary-Layer Flow on Rotating Blades", Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 23, No. 11, November 1956, S. 991-996.
- [138] RUMSEY, C.L.: "Apparent transition behaviour of widely-used turbulence models", International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 28, S. 1460-1471, 2007.

- [139] SCHRAUF, G.: "COCO – A Program to Compute Velocity and Temperature Profiles for local and Nonlocal Stability Analysis of Compressible, Conical Boundary Layers with Suction", ZARM Technik Report, November 1998.
- [140] SCHRAUFF, G.: "The Three-Dimensional, Compressible Linear Stability Equations for Boundary-Layer flows Along curved Surfaces", ELFIN Technical Report No. 1, July, 1990.
- [141] SCHUBAUER, G.B., SKRAMSTAD, H.: „Laminar Baoundary-Layer Oscillations and Transition on a Flat Plate“, NACA Report 909, 1948.
- [142] SCHLICHTING, H. GERSTEN, K.: "Grenzschicht-Theorie", Springer Verlag, Berlin Heidelberg, ISBN-103-540-23004-1, 10. Auflage, 2006.
- [143] SCHLICHTING, H.: „Boundary-Layer Theory“, McGraw Hill/G. Braun Verlag, Karlsruhe, 6. Auflage, 1968.
- [144] SCHLICHTING, H.: „Zur Entstehung der Turbulenz bei der Plattenströmung“, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math. Phys. Klasse, S. 182–208; vgl. auch: ZAMM. Z. angew. Math. Mech., Bd. 13, S. 171–174., 1933.
- [145] SCHÖLL, E.: „Ein dreidimensionales Rechenverfahren für reibungsbehaftete Strömungen in Schaufelreihen von Turbomaschinen“, VDI fortschritt-Berichte Strömungstechnik, Nr. 287, VDI-Verlag, 1996.
- [146] SCHRAUF, G.: „COCO – A program to compute velocity and temperature profiles for local and nonlocal stability analysis of compressible, conical boundary layers with suction“, ZARM Technik Report, Nov. 1998.
- [147] SCHUCH, S.: "Transitionsvorhersage mit dem CFD Code FLOWer für instationäre Strömungen", Studienarbeit am Institut für Aerodynamik und Gasdynamik, Universität Stuttgart, Dez., 2011.
- [148] SCHWARZ, TH., PAHLKE, K.: "CFD code validation for complete helicopters – The European GOAHEAD project", American Helicopter Society 67<sup>th</sup> Annual Forum, Virginia Beach, VA, USA, 3.-5. Mai, 2011.
- [149] SCHWARZ, TH.: "The Overlapping Grid Technique for the Time Accurate Simulation of Rotorcraft Flows", 31st European Rotorcraft Forum, Florence, Italy, 2005.
- [150] SCHWARZ, TH.: „Ein blockstrukturiertes Verfahren zur Simulation der Umströmung komplexer Konfigurationen“, Dissertation, DLR-Forschungsbericht 2005-20, 2005.



- [151] SEARS, W. R.: "Potential Flow Around a Rotating Cylindrical Blade", Journal of the Aeronautical Sciences (Institute of the Aeronautical Sciences), Vol. 17, No. 3, S. 183-184, 1950.
- [152] SEARS, W. R.: "The Boundary Layer of Yawed Cylinders", Journal of the Aeronautical Sciences, January, Vol. 15, No. 1, S. 49-52, 1948.
- [153] SEARS, W.R.: "Boundary Layers in Three-Dimensional Flow", Applied Mechanics Reviews, S. 281-285, 7. July, 1954.
- [154] SÉMÉZIS, Y.; BEAUMIER, PH.: "Détermination de l'état de la couche limite sur des sections de pale d'hélicoptère a l'aide de films chauds", ONERA TP 1995-65, 1995.
- [155] SFORZA, P.M.: "Effects of Rotation on Wind Turbine Blade Boundary Layers", IECEC 91-0853, Proceedings of the 26th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, Boston, Massachusetts, 3-9 August, 1991.
- [156] SHAW, S.T.; HILL, J.L.; QIN, N: "Application of Engineering Transition Models to an Isolated Helicopter Rotor in Hovering Flight", AIAA Paper 2005-467, 2005.
- [157] SMITH, A.M.O.; GAMBERONI, N.: "Transition, Pressure Gradient and Stability Theory", Report ES 26388, Douglas Aircraft Company, 1956.
- [158] SOMERS, D.A.: „Design and experimental results for a natural laminar flow airfoil for general aviation applications“, NASA Technical Paper 1861, Scientific and technical information branch, 1981.
- [159] SOMERS, D.A.; HORSTMANN, K.H.: "Design of a Medium-Speed, Natural-Laminar-Flow Airfoil for Commuter Aircraft Applications", DFVLR Interner Bericht, IB/29-85/26, 1985.
- [160] SOUZA, J.M.M; SILVA, L.M.G.: "Transition prediction in infinite swept wings using Navier-Stokes Computations and linear stability theory", Computers and Structures, Vol. 82, No. 17-19, S. 1551-1560, Elsevier Verlag, 2004.
- [161] SPALART, P. R.; ALLMARAS, S. R.: "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," Recherche Aerospaciale, No. 1, S. 5-21, 1994.
- [162] STANGL, R.; WAGNER, L.: "Calculation of the Steady Rotor flow Using an Overlapping Embedded Grid Technique", Paper No. 71, 18<sup>th</sup> European Rotorcraft Forum Proceedings, Avignon, France, 15.-18. September, 1992.
- [163] STEPNIIEWSKI, W.Z.; KEYS, C.N.: "Rotary Wing Aerodynamics", Dover Publications, New York, ISBN-0-486-64647-5, 1984.

- [164] STOCK, H.W.: "Infinite Swept-Wing Navier-Stokes Computations with  $e^N$  Transition Prediction", AIAA Journal, Vol. 43, No. 6, S. 1221-1229, 2005.
- [165] STOCK, H.W.; HAASE, W.: "Feasibility Study of  $e^N$  Transition Prediction in Navier-Stokes Methods for Airfoils", AIAA Journal, Vol. 37, No. 10, S. 1187-1196, 1999.
- [166] STRAWN, R.C.; CARADONNA, F.X.; DUQUE, E.P.N.: "30 Years of Rotorcraft Computational Fluid Dynamics Research and Development", Journal of the American Helicopter Society, Vol. 51, No. 1, S.5-21, 2006.
- [167] SWANSON, R.C.; TURKEL, E.: "Multistage Schemes With Multigrid for Euler and Navier-Stokes Equations", NASA Technical Paper 3631, NASA Technical Information Service, 1997.
- [168] Tagungsband CAL/USAAVLABS: "Aerodynamic Problems Associated with V/STOL Aircraft – Vol III: Aerodynamic Research on Boundary Layers", Buffalo, New York, 1966.
- [169] TAN, H.S.: "On Laminar boundary Layer Over a Rotating Blade", Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 20, No. 11, S. 780-781, November 1953.
- [170] TANNER, W.H., YAGGY, P.F.: "Experimental Boundary Layer Study on Hovering Rotors", AHS Journal, Vol. 11, No. 13, S. 22-37, 1966.
- [171] TANNER, W.H., CANCERO, P., MCCLOUD, J.: "The Helicopter at high Mach numbers", AHS Journal, Vol. 13, No. 2, S. 56-64, 1968.
- [172] THWAITES, B.: "Approximate Calculation of the Laminar Boundary Layer", Aeronautical Quarterly, Vol. 1, S. 245-280.
- [173] TOLLMIEH, W.: „Über die Entstehung der Turbulenz“, 1. Mitteilung, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math. Phys. Klasse 21–44; 1929, engl. Übersetzung in NACA–TM–609 1931.
- [174] VAN INGEN, J.L.: "A Suggested Semi-Empirical Method for the Calculation of the Boundary Layer Transition Region", Report V.T.H., 71, V.T.H. 74, Delft University of Technology, Department of Aeronautical Engineering, 1956.
- [175] VAN INGEN, J.L.: "The  $e^N$  method for transition prediction. Historical review of work at TU Delft", AIAA paper 2008-3830, 2008.
- [176] VELKOFF, H. R., BLASER, D. A., JONES, K. M.: "Boundary Layer discontinuity on a Helicopter Rotor Blade in Hovering", Journal of Aircraft, Vol.8, No.2, 1971.
- [177] VON KÁRMÁN, TH.: "Über Laminare und Turbulente Reibung", ZAMM, 1., S. 233-253, 1921.

- [178] **WAKE, B.E.; SANKAR, L.N.:** „Solutions of the Navier-Stokes Equations for the Flow About a Rotor Blade“, Journal of the American Helicopter Society, Vol. 34, (2), S. 13-23, 1989.
- [179] **WADCOCK, A. J., YAMAUCHI, G.K. AND DRIVER D. M.:** “Skin Friction Measurements on a Hovering Full-Scale Tilt rotor”, AHS Technical Specialists’ Meeting for Rotorcraft Accoustics and Aerodynamics, Williamsburg, VA., 28.-30. Oktober, 1999.
- [180] **WALZ, A.:** „Strömungs- und Temperaturgrenzschichten“, Verlag G. Braun, Best.-Nr. 4241, Karlsruhe, 1966 (vergriffen).
- [181] **WENTRUP, M.:** „Vorhersage des laminar-turbulenten Umschlagpunktes für schwingende Profile mittels empirischer Kriterien“, Diplomarbeit am Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik (Betreuer: Chr. Heister), Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt/TU-Braunschweig, Braunschweig, Nov. 2012.
- [182] **WILCOX, D.C.:** „Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models“, AIAA Journal, Bd. 26, Nr. 11, S. 1299-1310, 1988.
- [183] **WILCOX, D.C.:** “Simulation of Transition with a Two-Equation Turbulence Model”, AIAA Journal, Vol. 32, No. 2, S. 247-255, 1994.
- [184] **WILD, J.; SCHMIDT, O.T.; STÜRMER, A.:** “Prediction of attachment line transition for a high-lift wing based on two-dimensional flow calculations with RANS-solver”, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, S. 200-207, Springer Verlag, 2004.
- [185] **WINDTE, J.; SCHOLZ, U.; RADESPIEL, R.:** „Validation of the RANS-simulation of laminar separation bubbles on airfoils“, Aerospace Science and Technology, Vol. 10, S. 484-494, 2006.
- [186] **WÜRZ, W.:** „Hitzdrahtmessungen zum laminar-turbulenten Strömungsumschlag in anliegenden Grenzschichten und Ablöseblasen sowie Vergleich mit der linearen Stabilitätstheorie und empirischen Umschlagskriterien“, Dissertation, Universität Stuttgart, 1995.
- [187] **YOUNG, A.D.; MORRIS, D.E.:** „Note on Flight Tests on the Effect of Slipstream on Boundary Layer Flow“, Aeronautical Research Council R&M, No. 1957, 1939.
- [188] **ZALOVCIK, J.A.; SKOOG, R.B.:** “Flight Investigation of Boundary-Layer Transition and Profile Drag of an Experimental Low-Drag Wing installed on a Fighter-Type Airplane”, NACA WR L-94, 1945.

- 
- [189] ZHAO, M.; XIAO, Z.; FU, S.: „Predictions of Transition on a Hovering Tilt-Rotor blade“, AIAA Paper 2014-1135, 2014.
- [190] ZOGRAFAKIS, G., BARAKOS, G., JOHNSON, M.: “Transition Modelling for Rotorcraft CFD“, 34<sup>th</sup> European Rotorcraft Forum (ERF), Liverpool, UK., 16.-19. September, 2008.

## Appendix A: Herleitung der Formparameter für Geschwindigkeitsprofile an rotierenden Blättern

Die Formfaktoren der Geschwindigkeitsprofile an rotierenden Blättern werden nach BLASER UND VELKOFF [18] aus den Grenzschichtgleichungen im rotierenden System (2.10) - (2.12) bestimmt. Hierbei wird von einem stationären Strömungsfall  $\partial / \partial t = 0$  ausgegangen. An der Wand und am Grenzschichtrand gelten die folgenden Randbedingungen.

An der Wand gilt die Haftungsbedingung der Strömung:

$$u_w = 0 \quad w_w = 0 \quad (\text{A. 1})$$

Am Grenzschichtrand geht die Grenzschichtströmung in die Außenströmung über:

$$u_e = U \quad w_e = W \quad (\text{A. 2})$$

$$\left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_e = 0 \quad \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)_e = 0 \quad (\text{A. 3})$$

$$\left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_e = 0 \quad \left( \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right)_e = 0 \quad (\text{A. 4})$$

Durch Einsetzen der Randbedingungen A.2 bis A.4 in die Impulsgleichungen (2.11) und (2.12) ergeben sich die Druckgradienten am Grenzschichtrand in Sehnen- und Radialrichtung (BLASER UND VELKOFF [18]):

$$-\frac{p_x}{\rho} = U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} - 2\Omega W \cos \gamma - \Omega^2 x \cdot \cos \gamma = U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial W}{\partial x} - \Omega^2 x \cdot \cos \gamma \quad (\text{A. 5})$$

$$-\frac{p_z}{\rho} = U \frac{\partial W}{\partial x} + W \frac{\partial W}{\partial z} + 2\Omega U \cos \gamma - \Omega^2 z = U \frac{\partial U}{\partial z} + W \frac{\partial W}{\partial z} - \Omega^2 z \quad (\text{A. 6})$$

Unter Annahme eines konstanten Druckes in wandnormaler Richtung werden die Formeln (A.5) und (A.6) in die Impulssätze der Grenzschicht nach Formel (2.10) und (2.11) eingesetzt. Somit wird die Krümmung eines Geschwindigkeitsprofils an der Wand ( $u_{y=0} = 0$ ,  $w_{y=0} = 0$ ) in Bezug zu der Strömung am Grenzschichtrand gesetzt:

$$\left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_w = -\frac{1}{\nu} \left( U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial W}{\partial x} \right) \quad (\text{A. 7})$$

$$\left( \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right)_w = -\frac{1}{\nu} \left( U \frac{\partial U}{\partial z} + W \frac{\partial W}{\partial z} \right) \quad (\text{A. 8})$$

Mittels ein- und zweifacher Differentiation der Geschwindigkeitsprofile nach Blaser und Velkoff (Formeln (3.90) und (3.91)) können die Gradienten und die Krümmungen der Profile in Wandnähe bestimmt werden.

Für die Geschwindigkeitsgradienten an der Wand ergibt sich ( $' = \partial(\quad) / \partial \eta$ ):

$$\left( \frac{\partial(u/U)}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{1}{\delta} [F'(\eta) + \Lambda_1 \cdot G'(\eta) + \beta_1 \cdot H'(\eta)] = \frac{2}{\delta} \left( 1 + \frac{\Lambda_1}{12} + \beta_1 \right) \quad (\text{A. 9})$$

$$\left( \frac{\partial(w/W)}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{1}{\delta} [F'(\eta) + \Lambda_2 \cdot G'(\eta) + \beta_2 \cdot H'(\eta)] = \frac{2}{\delta} \left( 1 + \frac{\Lambda_2}{12} + \beta_2 \right) \quad (\text{A. 10})$$

Beziehungsweise mit  $\partial y = \partial \eta \cdot \delta$ :

$$\left( \frac{\partial(u/U)}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} = 2 \cdot \left( 1 + \frac{\Lambda_1}{12} + \beta_1 \right) \quad (\text{A. 11})$$

$$\left( \frac{\partial(w/W)}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} = 2 \cdot \left( 1 + \frac{\Lambda_2}{12} + \beta_2 \right) \quad (\text{A. 12})$$

Für die Krümmung der Geschwindigkeitsprofile an der Wand folgt:

$$\left( \frac{\partial^2(u/U)}{\partial y^2} \right)_{y=0} = \frac{1}{\delta^2} [F''(\eta) + \Lambda_1 \cdot G''(\eta) + \beta_1 \cdot H''(\eta)] = -\frac{\Lambda_1}{\delta^2} \quad (\text{A. 13})$$

$$\left( \frac{\partial^2(w/W)}{\partial y^2} \right)_{y=0} = \frac{1}{\delta^2} [F''(\eta) + \Lambda_2 \cdot G''(\eta) + \beta_2 \cdot H''(\eta)] = -\frac{\Lambda_2}{\delta^2} \quad (\text{A. 14})$$

Die Formparameter  $\Lambda_{1/2}$  in Abhängigkeit der Potentialgeschwindigkeiten ergeben sich durch Gleichsetzen der obigen Beziehungen mit den Formeln (A.7) und (A.8):

$$\Lambda_1 = \left[ \frac{U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial W}{\partial x}}{\Omega U} \right] \frac{\Omega \delta^2}{\nu} \quad (\text{A. 15})$$

$$\Lambda_2 = \left[ \frac{U \frac{\partial U}{\partial z} + W \frac{\partial W}{\partial z}}{\Omega W} \right] \frac{\Omega \delta^2}{\nu} \quad (\text{A. 16})$$

Die Bestimmungsgleichungen für die Formparameter  $\beta_{1/2}$  erhält man durch Umstellen der Formeln (A.9) und (A.10):

$$\beta_1 = \frac{\delta}{2U} \cdot \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} - \frac{\Lambda_1}{12} - 1 = \frac{\delta \cdot \tau_{w,x}}{2\mu U} - \frac{\Lambda_1}{12} - 1 \quad (\text{A. 17})$$

$$\beta_2 = \frac{\delta}{2W} \cdot \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)_{y=0} - \frac{\Lambda_2}{12} - 1 = \frac{\delta \cdot \tau_{w,z}}{2\mu W} - \frac{\Lambda_2}{12} - 1 \quad (\text{A. 18})$$

### Diskussion der Formparameter

Die Polynomansätze der Grenzschichtprofile werden in Abhängigkeit der beiden Formparameter  $\Lambda_{1/2}$  und  $\beta_{1/2}$  diskutiert. Es wird davon ausgegangen, dass der Einfluss des Druckgradienten über dem des Rotationseinflusses dominiert.

Im mathematischen Sinne geschieht dies, indem der Definitionsbereich für  $\beta_{1/2}$  in Abhängigkeit des Definitionsbereichs für  $\Lambda_{1/2}$  ausgedrückt wird:

$$\Lambda_{1,\min} \leq \Lambda_1 \leq \Lambda_{1,\max} \quad (\text{A. 19})$$

$$\beta_{1,\min}(\Lambda_1) \leq \beta_1 \leq \beta_{1,\max}(\Lambda_1) \quad (\text{A. 20})$$

und entsprechend

$$\Lambda_{2,\min} \leq \Lambda_2 \leq \Lambda_{2,\max} \quad (\text{A. 21})$$

$$\beta_{2,\min}(\Lambda_2) \leq \beta_2 \leq \beta_{2,\max}(\Lambda_2) \quad (\text{A. 22})$$

Diese Annahme basiert auf den theoretischen und experimentellen Erkenntnissen von McCROSKEY [103] zur Grenzschichtentwicklung an Hubschrauberrotoren und rotierenden Profilen [43] (vgl. auch Kapitel 2.4).

Wie von POHLHAUSEN [119], SCHLICHTING [143] oder CEBECI UND COUSTEIX [25] aufgezeigt, kann der Formparameter  $\Lambda_{1/2}$  Werte im Bereich  $[-12; 12]$  annehmen. Ein Wert  $\Lambda_{1/2} = -12$  entspricht hierbei einem maximal verzögertem Profil (Ablöseprofil),  $\Lambda_{1/2} = 0$  einem Geschwindigkeitsprofil bei Gleichdruck. Der Wert  $\Lambda_{1/2} = 12$  repräsentiert ein maximal beschleunigtes Profil. Dieser Definitionsbereich wird zur Darstellung des Druckeinflusses übernommen:

$$\Lambda_{1,\min} = \Lambda_{2,\min} = -12 \quad (\text{A. 23})$$

$$\Lambda_{1,\max} = \Lambda_{2,\max} = 12 \quad (\text{A. 24})$$

Zur Diskussion des Formparameters  $\beta_{1/2}$  werden ebenso die Grenzfälle einer maximal verzögerten und beschleunigten Strömung betrachtet. Für eine maximal verzögerte Strömung gilt in Wandnähe:

$$\left( \frac{\partial(u/U)}{\partial\eta} \right)_w = 0 \quad (\text{A. 25})$$

Durch Gleichsetzen dieser Ablösebedingung mit der ersten Ableitung des Polynomansatzes erhält man einen Ausdruck für den Minimalwert des Formparameters  $\beta_I$  in Abhängigkeit von  $\Lambda_1$ :

$$\left( \frac{\partial(u/U)}{\partial\eta} \right)_{\eta=0} = 2 \cdot \left( 1 + \frac{\Lambda_1}{12} + \beta_{1,\min} \right) = 0 \quad (\text{A. 26})$$

$$\beta_{1,\min} = -1 - \frac{\Lambda_1}{12} \quad (\text{A. 27})$$

Als Bedingung für ein maximal beschleunigtes Geschwindigkeitsprofil ohne Übergeschwindigkeit ( $u/U < 1$ ) wird eine asymptotische, monotone Zunahme der Geschwindigkeit zum Grenzschichttrand vorausgesetzt. Ein Überschwinger ( $u/U > 1$ ) würde hingegen eine Geschwindigkeits*abnahme* zum Grenzschichttrand hin erzwingen, wodurch die folgende Bedingung verletzt würde:

$$\left( \frac{\partial(u/U)}{\partial\eta} \right)_{\eta=0,95} \geq 0 \quad (\text{A. 28})$$

Die Position bei  $\eta=95\%$  der Grenzschichtdicke stellt eine zuverlässige Detektion geringer Übergeschwindigkeiten sicher und basiert auf theoretischen Untersuchungen am Pohlhausenprofil. Durch Gleichsetzen der Bedingung (A.28) mit der ersten Ableitung des Polynomansatzes ergibt sich ein Ausdruck für den Maximalwert des Formparameters  $\beta_I$  in Abhängigkeit von  $\Lambda_1$ :

$$\left( \frac{\partial(u/U)}{\partial\eta} \right)_{\eta=0,95} = (F' + \Lambda_1 \cdot G' + \beta_1 \cdot H')_{\eta=0,95} = 0,01450 - \Lambda_1 \cdot 0,00117 - \beta_{1,\max} \cdot 0,05319 \quad (\text{A. 29})$$

$$\beta_{1,\max} = 0,2726 - \Lambda_1 \cdot 0,0220 \quad (\text{A. 30})$$

Da in Radialrichtung der gleiche Polynomansatz gilt wie in Sehnenrichtung, können die Grenzwerte für die Geschwindigkeitsprofile  $w/W$  entsprechend der Herleitung nach Formeln (A.27) und (A.30) bestimmt werden:

$$\beta_{2,\min} = -1 - \frac{\Lambda_2}{12} \quad (\text{A. 31})$$

$$\beta_{2,\max} = 0,2726 - \Lambda_2 \cdot 0,0220 \quad (\text{A. 32})$$



## Appendix B: Polynomansätze für Geschwindigkeitsprofile nach Hartree

Nach MANGLER [101] wird der folgende allgemeine Polynomansatz für Geschwindigkeitsprofile getroffen (WALZ [180]):

$$\frac{u}{U} = 1 - (1 - \eta)^{\zeta} [1 + a_1 \eta + a_2 \eta^2 + a_3 \eta^3 + \dots] \quad , \quad \eta = \frac{y}{\delta} \quad (\text{B. 1}) , (\text{B. 2})$$

Für den einparametrischen Ansatz vierter Ordnung nach POHLHAUSEN [119] gilt basierend auf Formel (B.1):

$$\frac{u}{U} = 1 - (1 - \eta)^3 [1 + a_1 \eta] \quad (\text{B. 3})$$

mit

$$a_1 = 1 - \frac{\Lambda_{Pohl}}{6} \quad , \quad \Lambda_{Pohl} = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{\partial U}{\partial x} \quad (\text{B. 4}) , (\text{B. 5})$$

GEROPP [52] benutzt für die Repräsentation der exakten Profile nach HARTREE [61] eine Approximationsvorschrift, bei der die Glieder bis zur dritten Ordnung in Form der Koeffizienten  $a_1$  bis  $a_3$  berücksichtigt werden:

$$\frac{u}{U} = 1 - (1 - \eta)^{\zeta} [1 + a_1 \eta + a_2 \eta^2 + a_3 \eta^3] \quad (\text{B. 1})$$

mit

$$a_1 = \zeta - \varepsilon \quad (\text{B. 6})$$

$$a_2 = \frac{\gamma}{2} - \zeta \varepsilon + \frac{\zeta + \zeta^2}{2} \quad (\text{B. 7})$$

$$a_3 = \frac{\gamma}{2} \zeta - \varepsilon \frac{\zeta + \zeta^2}{2} + \frac{2\zeta + 3\zeta^2 + \zeta^3}{6} \quad (\text{B. 8})$$

Um den einparametrischen Ansatz zu wahren, wird der Exponent  $\zeta$  als Funktion des Formparameters  $m$  ausgedrückt. Walz gibt des Weiteren an, basierend auf den Untersuchungen von GEROPP [52]:

$$\varepsilon = \left( \frac{\partial u / U}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} = -0,89855 + \sqrt{1,60901 \cdot \Lambda_{Pohl} + 13,6795} \quad (\text{B. 9})$$

$$\zeta = 5,22550 + \sqrt{1,30839 \cdot \Lambda_{Pohl} + 10,85171} \quad (\text{B. 10})$$

$$\Lambda_{\text{Pohl}}(m) = 38,745 \cdot \beta^* - 7,1178 \cdot (\beta^*)^2 + 6,3726 \cdot (\beta^*)^3 \quad (\text{B. 11})$$

$$\beta^* = \frac{2m}{m+1} \quad \text{mit} \quad m = \frac{x}{U} \frac{dU}{dx} \quad (\text{B. 12}), (\text{B. 13})$$

## Lebenslauf

Christoph Heister  
Dipl.-Ing. Univ., Luft- und Raumfahrt  
Essener Str. 16

38108 Braunschweig

Geburtsdatum: 22.03.1980  
Geburtsort: München  
Familienstand: ledig

### Berufsleben

seit 01. Juli 2011	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Braunschweig
01. Juli 2008 – 30. Juni 2011	Jungwissenschaftler am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) im Rahmen einer Patenschaftstelle mit EURO-COPTER Deutschland GmbH
01. Juli 2006 – 30. Juni 2008	Mitarbeiter des Bauhaus Luftfahrt e.V., München Projekte Technik

### Hochschulstudium

WS 00/01 – WS 05/06	Studium der Luft- und Raumfahrt an der Technischen Universität München Abschluss: Dipl.-Ing. Univ., Luft- und Raumfahrt
---------------------	--

### Bundeswehr

01.07.1999 – 30.04.2000	Einberufung zum Grundwehrdienst (W10) Grundausbildung: 14./ LwAusbRgt 3 in Roth Stammeinheit: LwVersReg 1 in Erding
-------------------------	---

### Abitur

11.09.1990 - 25.06.1999	Besuch des Gymnasiums Neubiberg Abschluss: Abitur, Allgemeine Hochschulreife
-------------------------	---