

F. X. Wortmann, Stuttgart

DK 533.69.042.3:629.135.15  
629.135.45

## Experimentelle Untersuchungen an neuen Laminarprofilen für Segelflugzeuge und Hubschrauber

Mitteilung aus dem Institut für Gasströmungen der TH Stuttgart \*)

*Übersicht:* Auf Grund theoretisch gewonnener Vorstellungen wurden neue Laminarprofile entworfen und in einem turbulenzarmen Windkanal zusammen mit zwei NACA-Laminarprofilen bei Reynoldsschen Zahlen zwischen  $0,7 \cdot 10^6$  und  $1,8 \cdot 10^6$  untersucht. Die der Theorie zugrunde liegenden Vorstellungen mußten ergänzt und korrigiert werden. Die zuletzt entworfenen Profile besitzen bei gleicher Breite der Laminardelle einen etwa 15 bis 20% geringeren Widerstand oder bei gleichem Widerstand eine etwa 25% größere Breite der Laminardelle als vergleichbare NACA-Laminarprofile.

*Summary:* Based on theoretical concepts, new laminar aerofoil sections have been designed and tested in a low turbulence wind tunnel together with two NACA laminar aerofoil sections at Reynolds numbers between  $0,7 \cdot 10^6$  and  $1,8 \cdot 10^6$ . The theoretical concepts had to be completed and corrected. At the same low drag range, the aerofoil sections of the final design show a reduction in drag of 15 to 20 per cent or, for the same drag, a 25 per cent increase of the low drag range when compared with the corresponding NACA aerofoil sections.

*Résumé:* En se basant sur des résultats théoriques, l'auteur a conçu de nouveaux profils laminaires qu'il a étudiés avec deux profils laminaires NACA dans une soufflerie présentant une faible turbulence, pour des nombres de Reynolds compris entre  $0,7 \cdot 10^6$  et  $1,8 \cdot 10^6$ . Les données de la théorie ont dû être complétées et corrigées. Les profils tels qu'ils ont été établis en dernier lieu possèdent par rapport à des profils laminaires NACA comparables, pour une même largeur des déformations laminaires, une résistance dont la valeur est diminuée de 15 à 20%, et pour une même résistance, des déformations laminaires dont la largeur est augmentée de 25% environ.

### 1. Einleitung

In seiner Dissertation [15] hat der Verfasser einige Möglichkeiten zur Verminderung des Profilwiderstandes von Laminarprofilen untersucht. Theoretisch läßt sich dieses Ziel auf zwei Wegen erreichen: Der erste und wirkungsvollste berücksichtigt beim Entwurf der Geschwindigkeitsverteilung eines Profils nicht nur, wie bisher, die Entwicklung der laminaren Grenzschicht in der vorderen Profilhälfte, sondern auch die der turbulenten Grenzschicht im Druckanstiegsgebiet vor der Profilhinterkante. Die Geschwindigkeitsverteilung wird vollständig nach grenzschichttheoretischen Gesichtspunkten entworfen.

Im Druckanstiegsgebiet erweisen sich vor allem solche Druckverteilungen als günstig, die in der turbulenten Grenzschicht einen konstanten Formparameter erzeugen. Derartige Verteilungen sind durch einen anfangs steilen, aber stetig flacher werdenden Druckanstieg gekennzeichnet. Sie führen im Vergleich zu den sonst üblichen Druckverteilungen zu einer kleineren Grenzschichtdicke, nutzen also die turbulente Grenzschicht rationeller zum Druckanstieg aus.

Eine zweite Möglichkeit zur Widerstandsverminderung scheint darin zu liegen, die üblicherweise längs der gesamten Profiltiefe konstante Auftriebsverteilung so zu variieren, daß Druckverteilung und Grenzschichtentwicklung an der Profilober- und -unterseite in geeigneter Weise miteinander kombiniert werden.

Insgesamt läßt sich gegenüber bekannten Laminarprofilen eine beachtliche Widerstandsersparnis erwarten, deren prozentualer Wert überschläglich etwa der relativen Profildicke entspricht.

Der unmittelbaren Anwendung der ersten Möglichkeit kann man jedoch einige Bedenken entgegensetzen. So ist z. B. nicht klar, in welchem Maß das für die Berechnung der turbulenten Grenzschicht benutzte Verfahren

von E. Truckenbrodt [9] im Spezialfall konstanter Formparameter zuverlässig ist, insbesondere ist es unsicher, ob man bei der Auslegung des Druckanstiegs tatsächlich überall so nahe an die Ablösegrenze herangehen darf, wie es theoretisch am günstigsten erscheint. Weiterhin führt auch die eigene frühere Annahme, der Umschlagspunkt falle mit dem Beginn des steilen Druckanstiegs zusammen, zu Schwierigkeiten. Zwar wurden früher [15] bereits besondere Instabilisierungsstrecken für einen gezielten Turbulenzbeginn vorgeschlagen, über ihre zweckmäßige Auslegung und Wirksamkeit jedoch konnten nur Vermutungen angestellt werden.

Somit stellt sich für die vorliegende Arbeit die Aufgabe, auf der Grundlage der früher gewonnenen Vorstellungen möglichst fortschrittliche Tragflügelprofile für Windräder, Segelflugzeuge und Hubschrauber zu entwerfen und durch Windkanalversuche die Zweckmäßigkeit der Entwurfsprinzipien zu zeigen, gegebenenfalls unter Einfluß gewisser Änderungen und Ergänzungen.

### 2. Experimentelle Geräte und Meßmethoden

#### 2.1. Windkanal

Eine sinnvolle Untersuchung von Laminarprofilen setzt in erster Linie einen ausreichend turbulenzarmen Windkanal voraus. Zur Verfügung stand lediglich ein kleinerer Windkanal älterer Bauart mit offener Meßstrecke. Er wurde zur Durchführung zweidimensionaler Profilmessungen umgebaut und mit einem aus Düsenverjüngung, Meßkammer und Diffusor bestehenden Einbau versehen. Der gesamte Einbau, der nach den Richtlinien für turbulenzarme Windkanäle [1] entworfen war, konnte von der offenen Meßstrecke her in den Kanal ein- und ausgebaut werden. Die Düsenverjüngung erhöhte das Kontraktionsverhältnis von 1 : 4 auf 1 : 12. Die etwa 1,7 m lange geschlossene Meßkammer hatte einen Querschnitt von  $0,5 \times 1,0$  m und ging in einen Diffusor über, der

\*) Herrn Prof. Dr.-Ing. A. Weise, Leiter des Instituts für Gasströmungen, danke ich für seine Initiative und Unterstützung, ohne welche die Arbeit nicht hätte durchgeführt werden können. Herrn Prof. Dr.-Ing. P. Riekert, der als Leiter des Instituts für Kraftfahrzeugwesen den kleinen Windkanal des Instituts zur Verfügung stellte, bin ich ebenfalls für sein Entgegenkommen zu Dank verpflichtet. Die finanzielle Unterstützung gewährte das Landesgewerbeamt Baden-Württemberg. Herr Dipl.-Ing. R. Barth vom Institut für Kraftfahrzeugwesen hat mir bei der Windkanaluntersuchung vielfach in dankenswerter Weise geholfen.

schließlich unter Einschaltung eines kurzen und mit Sieben ausgerüsteten Weitwinkeldiffusors vor der ersten Umlenkecke auf den vorhandenen Kanalquerschnitt zurückführte. Zur Halterung und Lagerung der Profile dienten zwei kreisrunde Plexiglasscheiben, die bündig in die Seitenwände der Meßkammer eingelassen waren und durch einen handbedienten Hebel eine beliebige Anstellung der Profile erlaubten. Der Querschnitt der Meßkammer war so ausgewählt, daß einerseits die Düsenkontraktion im Hinblick auf den Turbulenzgrad möglichst groß war und andererseits bei einer Profiltiefe  $t \approx 0,5$  m eine Reynoldssche Zahl  $Re = v_\infty t / \nu \approx 2 \cdot 10^6$  ( $v_\infty =$  ungestörte Anströmgeschwindigkeit,  $\nu =$  kinematische Zähigkeit) noch erreichbar blieb. Bei diesen Abmessungen konnte man eine zuverlässige Messung der Profilpolare bei kleinen und mäßigen Anstellwinkeln, also im Bereich der Laminardelle, erwarten, nicht aber bei großen Auftriebswerten. Trotzdem dürften die später gemessenen Höchstauftriebe wenigstens einen gewissen Anhalt liefern.

Beim Umbau des Windkanals wurde auch der vor der Düse angeordnete Gleichrichter ausgebaut und durch sechs feine Gardinensiebe<sup>1)</sup> verschiedener Dichte ersetzt. Da der Windkanal zwischendurch in der ursprünglichen Form für Kraftfahrzeugmessungen benötigt wurde, mußte der gesamte Ein- und Ausbau für jede Profilmessung erneut vorgenommen werden – ein Umstand, der die Arbeit naturgemäß erschwerte. Insgesamt wurden drei Windkanaluntersuchungen durchgeführt.

2.2. Profilmodelle

Die zuerst gebauten Profilmodelle NACA 64-418, FX 2 und FX 3 wurden aus Erlenholz, die fünf letzten dagegen aus glasfaserverstärktem Kunststoff hergestellt. Die Profiltiefe der Holzmodelle war 400 mm, die der übrigen 450 mm. Mit Ausnahme des Profils FX 3 besaßen alle Modelle in einem Mittelschnitt etwa 40 Druckmeßbohrungen. Für die Herstellung der Kunststoffmodelle wurden Gipsformen benutzt, in denen die Halbschalen jeder Profیلseite in Sandwich-Bauweise von außen nach innen zu aufgebaut wurden. Diese Bauweise erwies sich

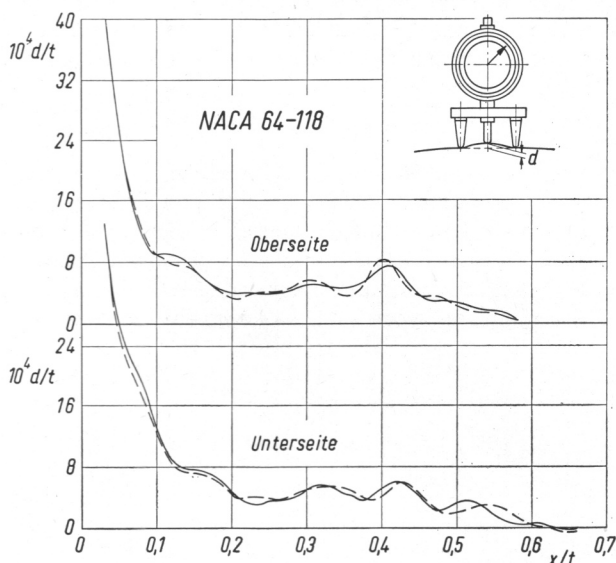


Bild 1. Oberflächenwelligkeit des Profilmodells NACA 64-418 an zwei Stellen der Spannweite

<sup>1)</sup> Zur Versteifung der Siebe wurden einige 0,3 mm starke Stahldrähte verwendet.

als vorteilhaft, da sich die Modelle nicht nachträglich verzogen und für den Einbau der Druckmeßleitungen reichlich Platz ließen. Sowohl die Holzmodelle als auch die Gipsformen wurden mangels geeigneter Maschinen unter Zuhilfenahme von Metallschablonen von Hand hergestellt. Eine in der üblichen Weise durchgeführte Welligkeitsmessung lieferte das in Bild 1 dargestellte Ergebnis. Entsprechende Messungen an amerikanischen Profilmodellen (siehe z. B. [2]) zeigen eine nur etwa halb so große Welligkeitsamplitude.

2.3. Widerstandsmessung

Der Profilwiderstand wurde in gleicher Weise wie im NACA-Low-Turbulence-Tunnel [3] ermittelt. Danach genügt es, in der Nachlaufdelle den statischen Druck  $p_1$ , den maximalen Gesamtdruckverlust  $\Delta g_{max}$ , den mittleren Gesamtdruckverlust

$$(1) \quad \overline{\Delta g} = \int_{Delle} (g_\infty - g_1) \frac{dy}{t}$$

sowie als Bezugsgröße den Staudruck  $q_\infty$  der ungestörten Anströmung zu messen.  $g$  bezeichnet den Gesamtdruck,  $y$  die Richtung senkrecht zur Stromlinie in der Mitte der Nachlaufdelle; die Indizes 1 und  $\infty$  beziehen sich auf die Nachlaufdelle und die ungestörte Anströmung. Der unkorrigierte Profilwiderstand läßt sich dann in der Form

$$(2) \quad c_{wT} = k(p_1, \Delta g_{max}) \frac{\overline{\Delta g} b}{q_\infty t}$$

schreiben mit  $b$  als Breite des Integrationsbereiches. Besitzt der Integrand in (1) die Form einer Gaußschen Verteilung, so läßt sich die Korrekturgröße  $k$  in einfacher Weise als Funktion von  $p_1$  und  $\Delta g_{max}$  darstellen (vergl. z. B. [3]).

Der mittlere Gesamtdruckverlust wurde in bekannter Weise [18] durch einen integrierenden Impulsrechen gemessen, der aus 40 Stahlröhrchen aufgebaut war (Bild 2). Die Röhrchen waren vorn nach Art eines

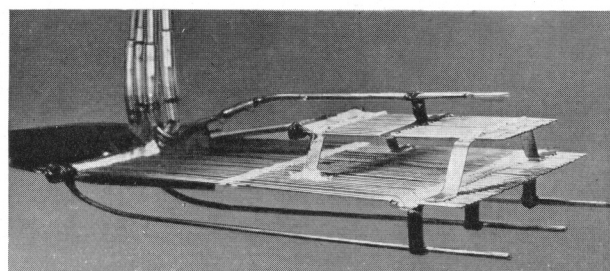


Bild 2. Impulsrechen für Widerstandsmessungen

Brabbéerohres [4] zugespitzt und hinten in ein Sammelrohr eingeklebt. Derartige Integrationsrechen erfordern für jede Kapillare einen gleichmäßigen Durchflußwiderstand. Zur Kontrolle der Gleichmäßigkeit erwies sich das Durchpressen von Wasser als beste Prüfmethode, da die Form und das Aussehen der feinen Wasserstrahlen ein anschauliches Bild von der Größe des Durchflußwiderstandes jeder einzelnen Kapillare vermitteln<sup>2)</sup>.

Um auch während des Windkanalbetriebes Fehlmessungen zu vermeiden und z. B. die Verstopfung einer Kapillare feststellen zu können, wurde parallel zum ersten ein zweiter Integralrechen mit geringerer Breite

<sup>2)</sup> Der Rechen konnte anschließend mit gereinigter Preßluft trockengeblasen werden.

benutzt. Solange das Verhältnis der integrierten Druckverluste, die gleichzeitig mit zwei Manometern gemessen wurden, dem umgekehrten Verhältnis der Rechenbreiten genau entsprach, durfte man einen einwandfreien Zustand beider Rechen annehmen<sup>3)</sup>. Um sicherzugehen, wurden für je zwei Auftriebswerte jeder Polare zusätzlich die Formen der Nachlaufdüellen ausgemessen. Die so ermittelten Widerstandswerte, die im allgemeinen weniger als 3% von den Werten des Impulsrechnens abweichen, wurden in allen Fällen als verbindlich angesehen und dienten zur Korrektur der gesamten Polare. Außerdem lieferte diese Messung eine Kontrolle für die vorausgesetzte Form der Nachlaufdüelle.

#### 2.4. Auftriebs- und Momentenmessung

Die Auftriebswerte wurden sowohl durch nachträgliche Auswertung und Integration der Druckverteilungsmessungen als auch unmittelbar aus der Druckdifferenz  $\overline{\Delta p}$  der gemittelten Reaktion an den Schmalseiten der Meßkammer gewonnen. Die Mittelwerte der Reaktionsdrücke wurden in gleicher Weise wie beim Impulsrechnen durch experimentelle Integration gebildet.

Bezeichnet man mit  $l$  die gesamte Tiefe des Integrationsbereiches, der hier 2,10 m beträgt, so gilt für den Auftriebswert nach [3]

$$(3) \quad c_a = \frac{1}{\bar{\eta}} \frac{\overline{\Delta p} l}{q_\infty t},$$

wobei  $\bar{\eta}$  ein nach [3] berechneter Korrekturfaktor ist, der von der Ausdehnung des Integrationsbereiches, der Meßkammerhöhe und in geringem Maß auch von der Druckverteilung am Profil abhängt. Die Meßwerte dieses Verfahrens werden mehr oder weniger fehlerhaft, wenn die Strömung nicht längs der gesamten Spannweite zweidimensional ist, wenn sich z. B. in den Ecken von Profil und Wand lokale Ablösungen ausbilden. Die Druckverteilungsmessung ist demgegenüber etwas sicherer, außerdem liefert sie nicht nur den Auftriebswert

$$(4) \quad c_a = \int_0^1 \frac{p_o - p_u}{q_\infty} \frac{dx}{t},$$

sondern auch den Momentenwert

$$(5) \quad c_{m t/4} = \int_0^1 \left( \frac{1}{4} - \frac{x}{t} \right) \frac{p_o - p_u}{q_\infty} \frac{dx}{t}.$$

$x/t$  ist die dimensionslose Profiltiefe. Die Indizes  $o$  und  $u$  beziehen sich auf Profilober- und -unterseite.

#### 2.5. Korrekturen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit erscheint es ausreichend, lediglich die bei eingebautem Profil infolge der festen Kanalwände notwendige Korrektur  $\Delta v$  für die Geschwindigkeit  $v_\infty$  bzw. für den Staudruck  $q_\infty$  der ungestörten Anströmung zu berücksichtigen. Durch eine leichte Divergenz der Meßkammer und durch kleine Füllkeile in den Wandecken wurde zunächst dafür gesorgt, daß der statische Druck in der Meßkammerachse im Bereich von Profil und Impulsrechnen auf einer Länge von etwa 2,2 Profiltiefen bis auf  $\pm 0,1\%$  des Staudrucks konstant blieb. Dann wurde ohne Profil der Zusammenhang  $q_\infty' (\Delta p_{VD})$  aufgenommen. Mit  $q_\infty'$  ist der Staudruck in der Meßkammerachse und mit  $\Delta p_{VD}$  die Differenz

der statischen Drücke zwischen Vorkammer und Düse bezeichnet. Die statischen Druckanbohrungen der Düse befinden sich an den Breitseiten etwa zwei Profiltiefen vor der Profilverdickung. Der ungestörte Staudruck ergibt sich dann näherungsweise mit Hilfe der theoretisch zu errechnenden Korrektur  $\Delta v$

$$(6) \quad q_\infty = q_\infty' \left( 1 + 2 \frac{\Delta v}{v_\infty} \right).$$

Die Korrektur  $2 \Delta v/v_\infty$  ist für die verschiedenen Profile in Tabelle 1 zusammengestellt und bei der Auswertung berücksichtigt.

Tabelle 1. Windkanalkorrektur  $2\Delta v/v_\infty$

NACA 64-418	2,3%
NACA 8-H-12	1,6%
FX 2	3,3%
FX 3	3,2%
FX 05-191	3,0%
FX 05-188	2,8%
FX 08-S-176	2,4%
FX 05-H-126	1,8%

#### 2.6. Umschlag und Ablösung

Die Lage des Umschlagpunktes wurde mit Anstrichmethoden und mit dem Hörrohr beobachtet. Das letztere ist vor allem dann nützlich, wenn man lediglich kontrollieren will, ob der Umschlagpunkt in Spannweitenrichtung überall an der erwarteten Stelle liegt. Die etwas umständlichere Anstrichmethode, bei der ein dünner Flüssigkeitsfilm z. B. aus einer Petroleum-Ruß-Mischung auf die Profiloberfläche gespritzt wird, macht die Umschlagslinie durch eine plötzliche Verdünnung des Petroleum-Ruß-Films zu Beginn der turbulenten Grenzschicht erkennbar. Gleichzeitig werden auch Ablösegebiete der laminaren und turbulenten Grenzschicht sichtbar, da die nach Richtung und Größe wechselnde Wandschubspannung in diesen Gebieten Petroleum und Ruß ansammelt (vgl. Bild 24). Im vorliegenden Fall kommt zur Wandschubspannung noch die in Spannweitenrichtung wirkende Erdschwere hinzu, so daß man aus den Strukturlinien des Flüssigkeitsfilms einen Anhalt für den Verlauf der Wandschubspannung erhält.

#### 2.7. Grenzschichtmessung

Bei der zweiten und dritten Windkanaluntersuchung wurden mit dem aus Bild 3 ersichtlichen Grenzschichtrechen die Geschwindigkeitsprofile der turbulenten Grenzschicht im letzten Profildrittel gemessen. Die mit einem Vielfachmanometer verbundenen Gesamtdruckröhrchen haben vorn einen Außendurchmesser von

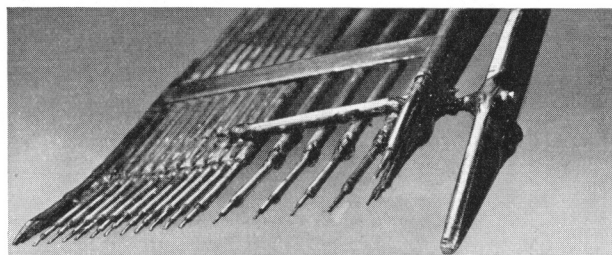


Bild 3. Kopf des Grenzschichtrechnens. Die Verbindungslinien der Auflagepunkte und der Sondenspitzen liegen in einer Ebene senkrecht zur Auflagefläche. Abstand der Auflagepunkte 45 mm

<sup>3)</sup> Selbstverständlich muß auch der kleinere Rechen die Nachlaufdüelle vollständig erfassen.

0,4 mm bei einer Wandstärke von 0,05 mm. Die wandnahen Röhren sind auf etwa 0,25 mm flachgedrückt. Ein von außen angetriebener Verstellmechanismus erlaubte es, den Grenzschichtrechen in der hinteren Profilhälfte vor und rückwärts zu bewegen und mit gleichbleibendem Winkel auf die Profiloberfläche aufzusetzen.

**3. Versuchsdurchführung**

Bei der ersten Windkanaluntersuchung der Profile FX 2 und NACA 64-418 waren die Vorrichtungen zur integrierenden Auftriebs- und Widerstandsmessung noch nicht fertig, so daß diese Größen nachträglich aus den Druckverteilungen längs der Profiloberfläche und in der Nachlaufdüse ermittelt werden mußten. Wegen der Umständlichkeit beschränkten sich die Messungen auf eine Reynoldssche Zahl von  $Re = 1,5 \cdot 10^6$ . Es stellte sich übrigens heraus, daß infolge des Unterdrucks in der Meßkammer eine gleichzeitige Messung der Druckverteilung an der Profiloberfläche und des Widerstands unmöglich war. Kleinste Undichtigkeiten, die bei den üblichen Schlauchverbindungen unvermeidlich sind, führten in den Druckmeßbohrungen zum Ausströmen und damit zum verfrühten Umschlag.

Bei der zweiten und dritten Untersuchung wurde deshalb die Druckverteilung gemeinsam mit der Wanddruckdifferenz  $\Delta p$  in Abhängigkeit vom Anstellwinkel  $\alpha$  für sich gemessen. Erst nachträglich, nach Verschluß der Druckbohrungen mit einem 0,08 mm starken Klebstreifen, wurden die Polaren mit Hilfe des Impulsrechners und der Wanddruckmessung aufgenommen. Bei dieser Gelegenheit wurden die Messungen der ersten Untersuchung wiederholt und ergänzt.

Die Geschwindigkeitsprofile der turbulenten Grenzschicht wurden jeweils am Ort der Druckmeßbohrungen gemessen. Da der Grenzschichtrechen den statischen Druck geringfügig ändert, wurde der Wert bereits abgelesen, bevor der Rechen stromauf an die jeweilige Druckmeßbohrung herangefahren wurde.

**4. Meßergebnisse an zwei NACA-Profilen**

Da beim Umbau des Windkanals Kompromisse unvermeidlich waren, mußte zunächst geklärt werden, in welchem Maß sich amerikanische Windkanalmessungen an NACA-Profilen in diesem Kanal reproduzieren ließen. Eine befriedigende Übereinstimmung würde einerseits

die Zuverlässigkeit aller Meßeinrichtungen beweisen und andererseits eine Vergleichsgrundlage für die Messungen an den neuen Profilen abgeben.

Als Vergleichsprofile wurden die Profile NACA 64-418 und NACA 8-H-12 herangezogen, die beide (vgl. [5] und [7]) im NACA-Low-Turbulence-Tunnel (LTT) bei

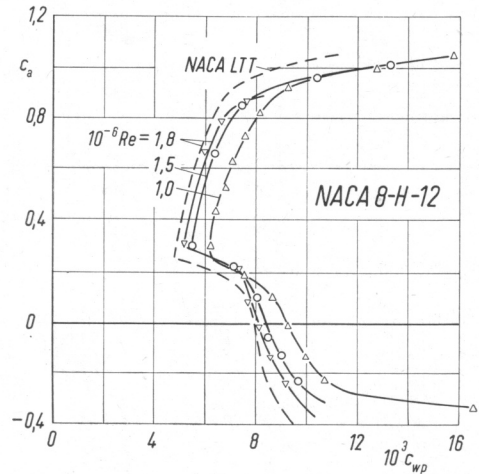


Bild 5. Polaren des Profils NACA 8-H-12. Zum Vergleich ist die lediglich bei  $Re = 1,8 \cdot 10^6$  im NACA LTT gemessene Polare eingezeichnet

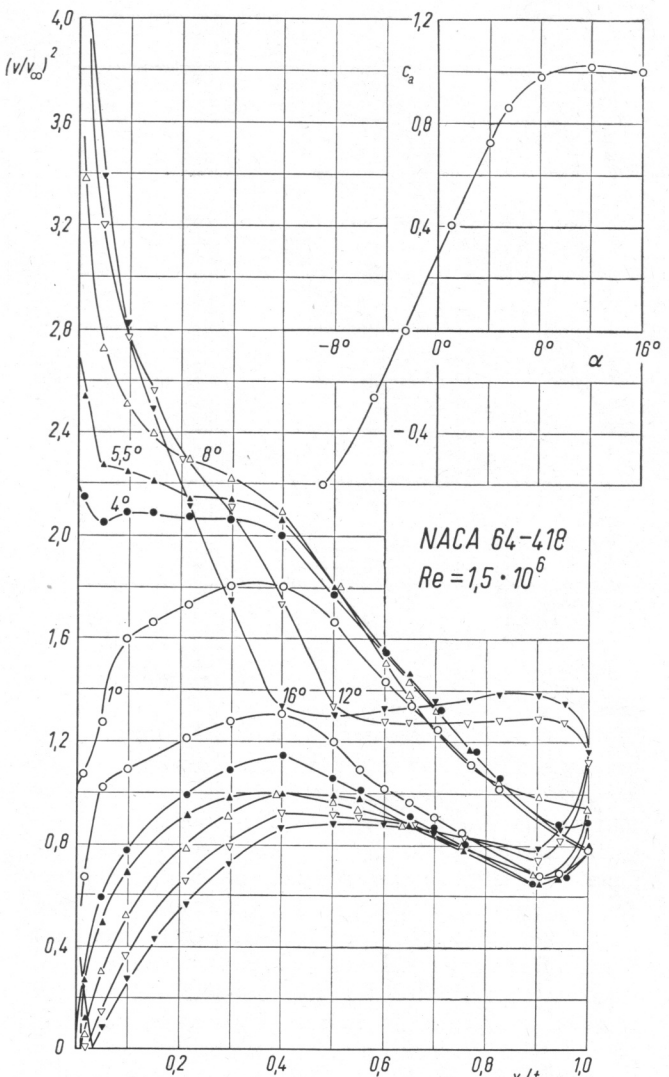


Bild 6. Druckverteilung und Auftrieb des Profils NACA 64-418 in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei  $Re = 1,5 \cdot 10^6$  Oben rechts: Druckintegralwert der Profiloberfläche (O)

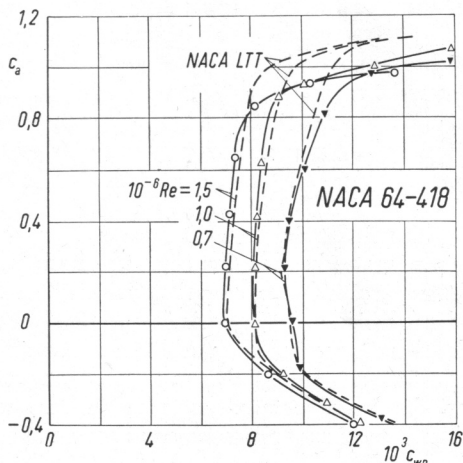


Bild 4. Vergleich der Polaren des Profils NACA 64-418 bei drei Reynoldsschen Zahlen nach Messungen im NACA LTT und im hier benutzten Windkanal

Reynoldsschen Zahlen unterhalb  $2 \cdot 10^6$  vermessen waren. Weiterhin besitzt das Profil 64-418 mit 18% die größte Profildicke der Untersuchung [5] und damit eine ähnliche Profildicke, wie sie hier für Segelflugzeugprofile vorgesehen wurde. Das 12% dicke Profil 8-H-12 wird in

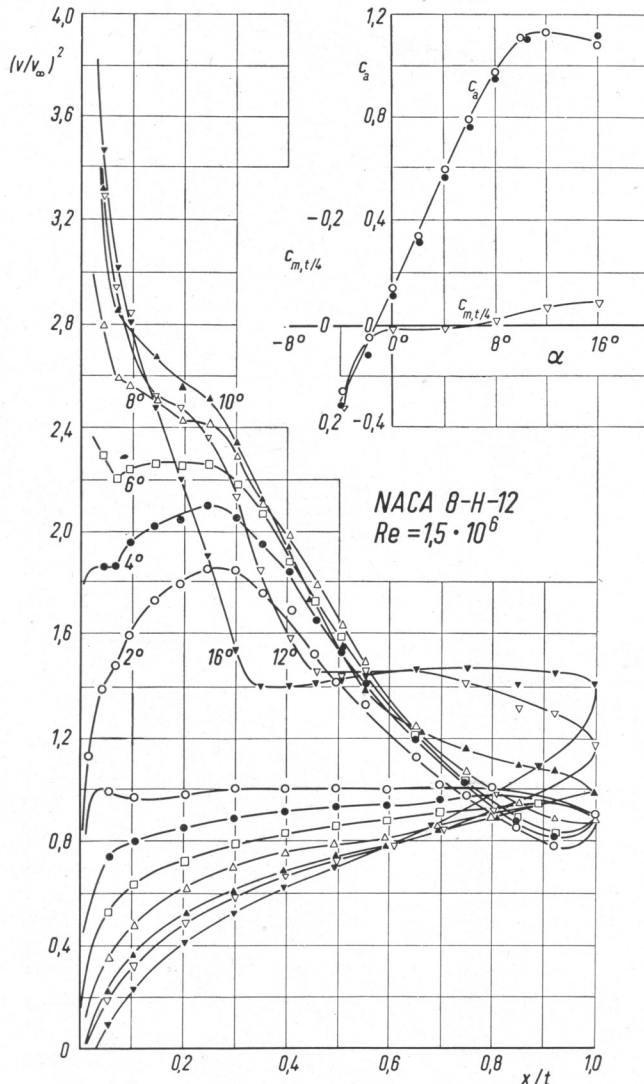


Bild 7. Druckverteilung und Auftrieb des Profils NACA 8-H-12 in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei  $Re = 1,5 \cdot 10^6$ . Oben rechts: Druckintegralwert der Profiloberfläche (○) und der Meßkammerwände (●)

der Untersuchung [6] als das für Hubschrauber vorteilhafteste Profil bezeichnet.

Die Meßergebnisse beider Profile im LTT und im hier benutzten Kanal sind in den Bildern 4 bis 7 dargestellt. Im Bereich der Laminardelle ist hinsichtlich der Widerstandswerte eine befriedigende Übereinstimmung festzustellen. Die Breite der Laminardelle, die in erster Linie ein Qualitätsnachweis für die Störungsfreiheit der Anströmung ist, erreicht bei beiden Profilen<sup>4)</sup> jedoch nur etwa 80% des im NACA-Kanal gemessenen Wertes. Der Vergleich der  $c_{a \max}$ -Werte in Tabelle 2 zeigt erwartungsgemäß, daß der Höchstauftrieb bei den hier notwendigen Abmessungen von Meßkammer und Profil etwa 10 bis 25% zu klein gemessen wurde.

<sup>4)</sup> Wenn die Mitte der Laminardelle beim Profil 64-418 etwas nach kleineren  $c_a$ -Werten hin verschoben ist, so dürfte das daran liegen, daß das Holzmodell sich geringfügig im Sinne einer flacheren Wölbung verzogen hatte.

Tabelle 2.  $c_{a \max}$ -Werte;  $Re = 1,5 \cdot 10^6$

NACA 64-418	1,03 (LTT 1,29)
NACA 8-H-12	1,17 (LTT 1,25)
FX 2	1,18
FX 3	—
FX 05-191	1,15
FX 05-188	1,12
FX 08-S-176	1,29
FX 05-H-126	1,18

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß der Verlauf der Polaren innerhalb der hier gemessenen Laminardelle zuverlässig ermittelt werden konnte, daß aber die Breite der Laminardelle und der Höchstauftrieb zu klein gemessen wurden.

## 5. Entwurf und Untersuchung neuer FX-Profile

### 5.1. Vorbemerkung

Die im folgenden beschriebenen Profile sind für Windräder, Segelflugzeuge und Hubschrauber, d. h. für einen beschränkten Bereich Reynoldsscher Zahlen zwischen  $0,5$  bis  $3,0 \cdot 10^6$ , entworfen. Die Auswahl der Druckverteilungen lehnt sich eng an die in [15], Abschnitt 6, entwickelten Leitlinien an. Während jedoch dort und auch sonst bei Laminarprofilen das Druckgefälle unvermittelt in den Druckanstieg übergeht, ist jetzt allen Entwürfen mit Ausnahme des Profils FX 3 ein neues Merkmal gemeinsam: die „Instabilisierungsstrecke“. Damit ist ein mehr oder weniger ausgedehntes Gebiet konstanten oder leicht ansteigenden Druckes bezeichnet, das zwischen das Druckgefälle und den für die turbulente Grenzschicht vorgesehenen steilen Druckanstieg eingeschaltet ist. Die Zwischenstrecke soll die Bildung einer sogenannten Ablöseblase (separation bubble) vermeiden, die man z. B. bei fast allen NACA-Laminarprofilen beobachtet. Die Ablöseblase entsteht dadurch, daß die laminare Grenzschicht über den Ablösepunkt hinauschießt und sich erst nach dem Turbulentwerden, das etwa bei 80% der Blasentiefe [12] erfolgt, wieder an die Profiloberfläche anlegt. Gelegentlich wird dieser Vorgang auch als „Umschlagswirbel“ bezeichnet.

Dem Gedanken der Instabilisierungsstrecke liegt folgende Vorstellung zugrunde: Eine Ablöseblase wird man vor allem dann beobachten, wenn der Instabilitätspunkt (vgl. z. B. [13]) und der Ablösepunkt der laminaren Grenzschicht nahe beieinander liegen. Irgendwelche Störungen, die vor dem Instabilitätspunkt vermutlich sehr stark gedämpft werden, erfahren zwischen Instabilitätspunkt und Ablösepunkt nur eine unzureichende Verstärkung. Erst stromab vom Ablösepunkt sind die Störungsamplituden so groß, daß es zum Umschlag in eine turbulente Grenzschicht kommt. Demgegenüber soll die Instabilisierungsstrecke den Instabilitäts- und den Ablösepunkt ausreichend weit voneinander entfernen und dadurch die dazwischenliegende Anfachung so anwachsen lassen, daß bereits vor oder im Ablösepunkt turbulenz-erzeugende Störungsamplituden zur Verfügung stehen. Legt man die Instabilisierungsstrecke als langen und sehr flachen Druckanstieg aus, so muß man mit großen Streuungen des Umschlagspunktes rechnen, weil man die Größe der Anfangsstörungen im Instabilitätspunkt nicht kennt. Deshalb schien ein nur mäßig ausgedehnter

Druckanstieg, der die laminare Grenzschicht längs der Instabilisierungsstrecke dauernd bis zur Ablösung belastet, zunächst das beste Ergebnis zu versprechen.

Für die Berechnung der Profilformen aus der Geschwindigkeitsverteilung wurde hier wieder das von Riegels und Truckenbrodt ausgearbeitete Singularitätenverfahren

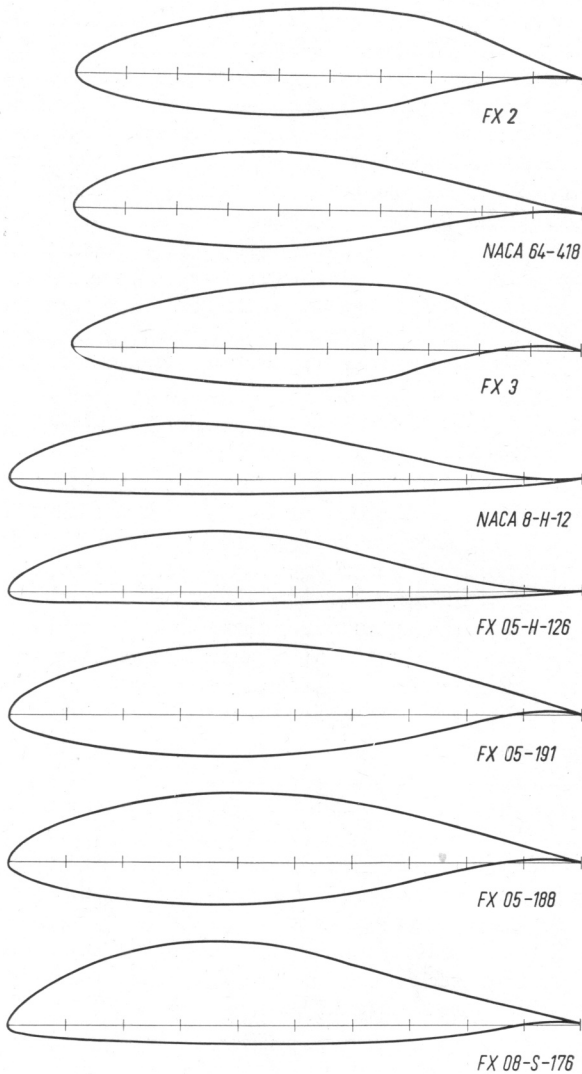


Bild 8. Zusammenstellung der Profilformen

[8] benutzt. Zur besseren Festlegung der Profilkontur wurde das für zwölf Profilpunkte vorliegende Verfahren auf 24 Punkte erweitert. Die neu berechneten Tabellen der universellen Konstanten sind im Anhang mitgeteilt. Die Profilformen sind in Bild 8 zusammengestellt. Die Profilkordinaten enthält Tabelle 7.

Bei den FX-Profilen, die mit mehreren Ziffern bezeichnet sind, bedeutet die zweite Ziffer das Entwurfs- $c_a$  und die drei letzten Ziffern die Profildicke. Die Geschwindigkeitsverteilung erschien zu komplex, um sie mit wenigen Zahlen zu kennzeichnen und in die Profilbezeichnung hineinzunehmen. Um trotzdem für zukünftige Entwicklungen genügend Bezeichnungsreserven zu behalten, ist die Profildicke mit drei Ziffern angegeben und noch eine erste Ziffer hinzugefügt worden. Die eingefügten Kennbuchstaben S und H für Segelflugzeuge und Hubschrauber besagen nur, daß beim Entwurf auf besondere Erfordernisse, wie z. B. die Druckpunktfestigkeit von Hubschrauberprofilen oder eine breite Laminardelle im Bereich

$0,3 \leq c_a \leq 1,2$ , die beim Segelflug erwünscht ist, Rücksicht genommen wurde, wodurch natürlich andere Anwendungen nicht ausgeschlossen sind.

### 5.2. Erste Windkanaluntersuchung

Als erstes sollte ein Windradprofil entwickelt werden; etwa 20% dick, sollte es bei  $c_a$ -Werten zwischen Null und Eins seinen minimalen Widerstand aufweisen. Der Momentenbeiwert und der Polarenverlauf außerhalb der Laminardelle spielten keine Rolle. Bild 9 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung des Entwurfs FX 2, dessen nicht konstante Auftriebsverteilung nach [15] zur Lösung der gestellten Aufgabe besonders geeignet erschien. Das Druckgefälle erstreckt sich über eine mittlere Länge von rund 60% der Profiltiefe, die Instabilisierungsstrecken

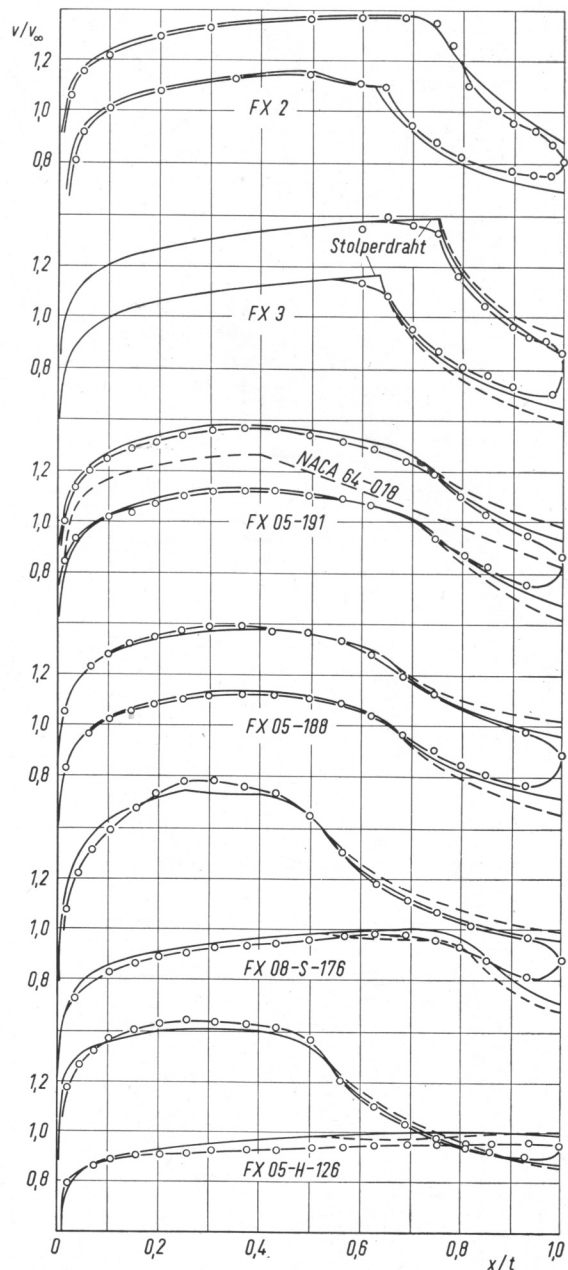


Bild 9. Zusammenstellung der Geschwindigkeitsverteilungen der FX-Profile. Die eingezeichneten Kreise sind gemessene Werte und die ausgezogenen Linien geben die angestrebten Verteilungen an, die gestrichelten Linien wurden der Profilberechnung zugrunde gelegt und sollten näherungsweise die Änderung der Skelettlinie im letzten Profildrittel durch die Grenzschicht kompensieren. Die Geschwindigkeitsverteilung des symmetrischen Profils NACA 64-018 ist zum Vergleich angegeben

sind oben und unten je 5 und 12% tief. Der steile Druckanstieg vor der Hinterkante ist so ausgelegt, daß eine Grenzschichtrechnung nach [9] bei  $Re = 2 \cdot 10^6$  einen konstanten Formparameter  $H = 2,0$  liefert, wenn der Umschlagspunkt mit dem Beginn des Druckanstiegs zusammenfällt.

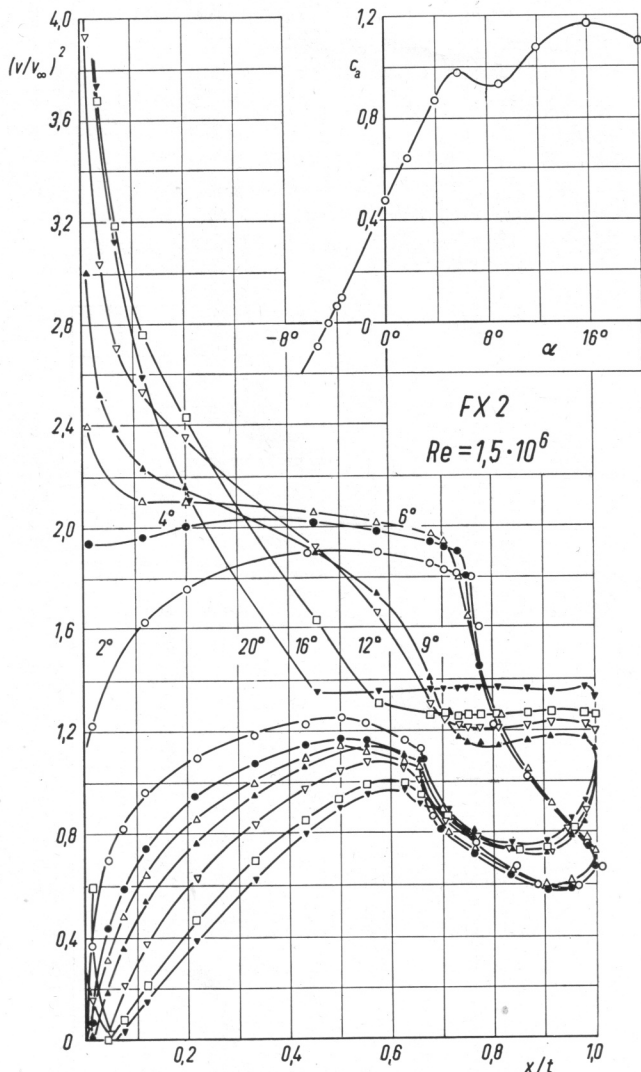


Bild 10. Druckverteilung und Auftrieb des Profils FX 2 in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei  $Re = 1,5 \cdot 10^6$ . Oben rechts: Druckintegralwert der Profilerfläche (O)

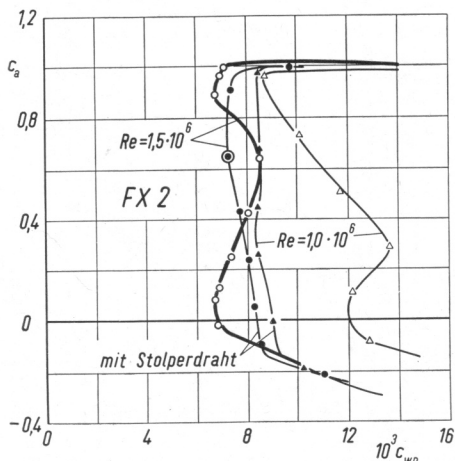


Bild 11. Polaren des Profils FX 2 mit und ohne Stolperdraht bei zwei Reynoldsschen Zahlen

Die Ergebnisse der Druckverteilungsmessungen sind in Abhängigkeit vom Anstellwinkel in Bild 10 dargestellt<sup>5)</sup>. Die daraus resultierenden Auftriebswerte sind mit den ebenfalls in Abhängigkeit von  $\alpha$  gemessenen Widerstandswerten in Bild 11 zu einer Polare zusammengefaßt. Bei dieser ersten Untersuchung wurde lediglich die stark ausgezogene Polare bei  $Re = 1,5 \cdot 10^6$  gemessen. Vergleicht man die Werte des 20,5% dicken Profils mit denen des 18% dicken NACA-Profiles, so kann man beim ersten einen etwas größeren Höchstauftrieb (vgl. Tabelle 2), eine etwas breitere Laminardelle und an den Rändern der Laminardelle auch einen etwas kleineren Widerstand feststellen. Dagegen zeigt die Polare des FX-Profiles einen zunächst merkwürdig erscheinenden Verlauf: In der Mitte der Laminardelle, wo man oft den Minimalwiderstand beobachtet, zeigt dieses Profil eine deutliche Widerstandszunahme. Die erste Vermutung, es läge infolge des steilen Druckanstiegs vielleicht eine leichte Ablösung der turbulenten Grenzschicht vor, erwies sich bei der Beobachtung eines aufgespritzten Flüssigkeitsfilms als unhaltbar, nicht einmal bei  $Re = 0,7 \cdot 10^6$  konnte irgendeine Ablösung an der Hinterkante entdeckt werden.

Um so deutlicher waren Ablösungen der laminaren Grenzschicht zu beobachten. Sie erstreckten sich z. B. auf der Oberseite von 70% oder 75% bis zu 80% der Profiltiefe. Es ist bemerkenswert, daß die Stelle, an der sich die turbulent gewordene Grenzschicht wieder an die Profilerfläche anlegte, nahezu unabhängig davon war, ob die Ablösung der laminaren Grenzschicht durch eine leichte Anstellwinkelvergrößerung von 75 auf 70% der Profiltiefe vorverlegt wurde<sup>6)</sup>.

Daraufhin wurde folgender Versuch unternommen: Sowohl beim FX- als auch beim NACA-Profil wurden die Ablöseblasen durch einen davor angebrachten Stolperdraht beseitigt und dadurch die mittlere Lage des Umschlagspunktes in beiden Fällen um etwa 6 bis 8% der Profiltiefe vorgezogen. Beim NACA-Profil brachte diese Maßnahme eine 8%ige Widerstandserhöhung, beim FX-Profil dagegen trotz verlängerter Laufstrecke der turbulenten Grenzschicht eine 15%ige Widerstandsverminderung (vgl. den Meßpunkt bei  $c_a = 0,75$  in Bild 11).

Dieses erstaunliche Ergebnis läßt sich, wenigstens zum Teil, durch ein geometrisches Bild verstehen (vgl. Bild 12).

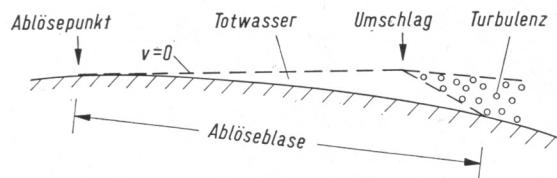


Bild 12. Schema einer Ablöseblase

Man muß berücksichtigen, daß einerseits eine laminar abgelöste Strömung näherungsweise in Richtung der Tangente im Ablösepunkt weiterströmt und andererseits der unvermittelte Übergang in einen steilen Druckanstieg beim FX 2-Profil mit einer entsprechend großen

<sup>5)</sup> Die weniger interessierenden Druckverteilungen für  $\alpha < 2^\circ$  sind aus Platzgründen fortgelassen.

<sup>6)</sup> Die Beobachtung widerspricht einer älteren von v. Doenhoff [10] gegebenen Vorstellung, wonach für die Ausdehnung der Ablöseblase in Strömungsrichtung eine mit der Blasentiefe gebildete Reynoldssche Zahl charakteristisch sein soll. Wahrscheinlich ist nicht die Tiefe der Ablöseblase, sondern ihre Höhe die für den Umschlag wesentlichere Größe.

Profilkrümmung gekoppelt ist. Eine Ablösung der laminaren Grenzschicht wird deshalb im Falle des FX-Profiles den Anfangswert der turbulenten Grenzschichtdicke beträchtlich größer werden lassen als beim NACA-Profil.

Wahrscheinlich ist diese einfache Deutung unvollständig und muß durch Beachtung der Entwicklungsbedingungen der nachfolgenden turbulenten Grenzschicht ergänzt werden. Zumindest dürfte dies im Sonderfall eines steilen Druckanstiegs gelten, der in der Grenzschicht einen annähernd konstanten Formparameter erzeugt<sup>7)</sup>.

Wie dem auch sei, hier läßt sich jedenfalls folgende Feststellung treffen:

Muß eine turbulente Grenzschicht am Anfang einen steilen Druckanstieg überwinden, der näherungsweise einen konstanten Formparameter zur Folge haben würde, und fällt der Turbulenzbeginn in ein Gebiet relativ starker konvexer Oberflächenkrümmung, so läßt eine vorhergehende Ablöseblase die Vorzüge der an sich günstigen Druckverteilung um so mehr ins Gegenteil umschlagen, je ausgeprägter die Blasenbildung wird<sup>8)</sup>. Die bei  $Re = 1,0 \cdot 10^6$  gemessenen Polaren in Bild 11 unterstreichen diese Feststellung.

Die Abnahme des Widerstandes an den Rändern der Laminardelle läßt sich jetzt folgendermaßen verstehen: Bei wachsendem Anstellwinkel wird auf der Profiloberseite das vordere Druckgefälle, auf der Unterseite der steile Druckanstieg abgebaut. Auf der Unterseite geht daher die Empfindlichkeit der turbulenten Grenzschicht gegenüber einer Ablöseblase zurück, und auf der Oberseite kann der Umschlagspunkt infolge zunehmender Instabilisierung vor den Ablösepunkt der laminaren Grenzschicht wandern und dadurch die Ablöseblase zum Verschwinden bringen.

Berechnet man nachträglich die turbulente Grenzschicht auf Grund der gemessenen Umschlagsstellen und Druckverteilungen, z. B. bei  $Re = 0,7 \cdot 10^6$ , so erreicht der Formparameter bereits vor der Profilhinterkante Werte weit jenseits der Ablösegrenze, obwohl im Experiment keinerlei Ablösung zu beobachten ist. Die Gefahr einer Ablösung der turbulenten Grenzschicht scheint also geringer zu sein, als es theoretisch angegeben wird.

Die Beobachtungen des ersten Versuchs lassen sich in folgender Weise zusammenfassen:

a) Ablöseblasen sind unbedingt zu vermeiden.

<sup>7)</sup> Einen Hinweis dafür liefert das Berechnungsverfahren von E. Truckenbrodt [9]. Die dort in Bild 11 dargestellte Funktion  $K(L)$  wird von Truckenbrodt in der Weise linearisiert, daß  $dK/dL = a$  immer positiv ist. Im Bereich negativer  $L$ -Werte, d. h. bei Formparametern, die einem Druckanstieg entsprechen, wird aber die Krümmung der Kurve  $K(L)$  um so stärker und die Linearisierung um so schlechter, je mehr man sich der Ablösung nähert. Schon vor dieser Grenze wird  $dK/dL$  negativ. Verläuft die gesamte Entwicklung der turbulenten Grenzschicht bei derartigen Formparametern, so wird dem Anfangswert des Formparameters nach Gl. (50a) und Gl. (51) durch den negativen Wert  $a/A$  ein fast beliebig starker Einfluß auf den Endwert eingeräumt. Steckt in dieser Aussage ein physikalischer Sinn, so kann eine entsprechende Rückwirkung auf die Impulsverlustdicke und damit eine empfindliche Abhängigkeit dieser Größe vom Anfangswert nicht ausbleiben. In diesem Zusammenhang sei auch auf eine Arbeit von F. Clauser [14] verwiesen.

<sup>8)</sup> Da beim Höchstauftrieb an der stark gekrümmten Profilnase ebenfalls Ablöseblasen beobachtet werden (vgl. z. B. [12]) und die Druckverteilungen annähernd den vorausgesetzten Verlauf besitzen, so dürfte der Satz auch für diese Verhältnisse Gültigkeit haben, d. h., eine Beseitigung der Ablöseblase müßte zu einer günstigeren Entwicklung der turbulenten Grenzschicht und damit zu einer Verbesserung des Höchstauftriebs führen. Eine gewisse Bestätigung findet diese Vermutung vielleicht in [11], Bild 12 bis 15.

b) Die Ablöseigung der turbulenten Grenzschicht ist geringer als vom theoretischen Verfahren [9] angegeben wird (vgl. dazu den folgenden Abschnitt).

### 5.3. Zweite Untersuchung

Für den zweiten Windkanalversuch wurde das Profil FX 3 entworfen, das bei gleicher Aufgabenstellung wie zuvor innerhalb der Laminardelle einen konstanten und vor allem kleineren Widerstand als das Profil FX 2 besitzen sollte. Die Geschwindigkeitsverteilung ist in Bild 9 dargestellt. Die Instabilisierungsstrecken sind jetzt fortgelassen; statt dessen sollte der Umschlag unabhängig vom Anstellwinkel und ohne vorhergehende Ablösung durch Stolperdrähte erzwungen werden. Das Druckgefälle erstreckt sich über nahezu 70% der Profiltiefe. Der Druckanstieg ist so steil geworden, daß eine Grenzschichtrechnung bei  $Re = 2,0 \cdot 10^6$  einen konstanten Formparameter  $H = 2,3$  liefert. Offensichtlich kann ein derartig extremer Entwurf nur dann richtig arbeiten, wenn der Umschlag genau an der vorhergesehenen Stelle liegt. Das ist natürlich nur im Bereich der Laminardelle möglich, für den allerdings die Widerstandsrechnung sehr günstige Werte verspricht.

Jedoch enttäuscht das Ergebnis der Polarenmessung, das in Bild 13 mitgeteilt ist: Der Minimalwiderstand ist bei

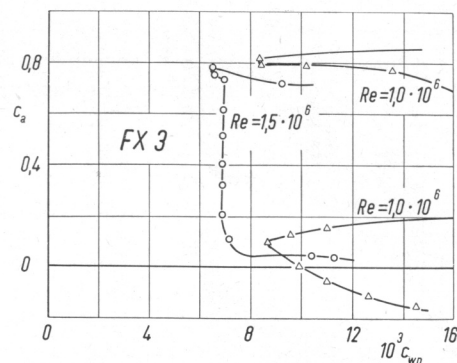


Bild 13. Polaren des Profils FX 3 mit 0,3 mm starkem Stolperdraht bei zwei Reynoldsschen Zahlen (vgl. Bild 9)

$Re = 1,5 \cdot 10^6$ , wenn der 0,3 mm starke Stolperdraht gerade die kritische Rauigkeitshöhe erreicht, keineswegs kleiner als beim Profil FX 2. Da bei Anstrichversuchen keine lokalen Ablösungen zu erkennen waren und die gemessene Druckverteilung mit der Vorgabe im wesentlichen übereinstimmte (vgl. Bild 9), konnte eine Erklärung der Diskrepanz zwischen Erwartung und Wirklichkeit nur noch in der Entwicklung der turbulenten Grenzschicht gesucht werden. Diese Entwicklung war bislang nur auf Grund der Truckenbrodtschen Berechnungsmethode [9] beurteilt worden, nach der sich ergibt,

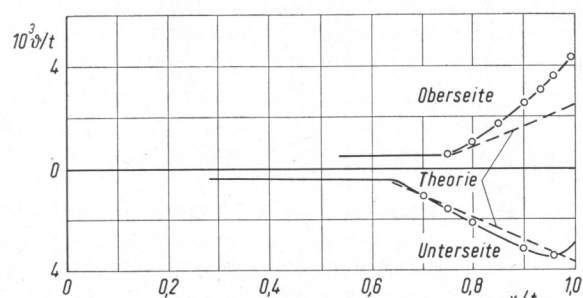


Bild 14. Vergleich der Impulsverlustdicke des Profils FX 3 nach Messungen und Theorie bei  $Re = 1,3 \cdot 10^6$



daß der Anstieg der Impulsverlustdicke  $d\delta/dx$  im Spezialfall konstanter Formparameter auch bei Annäherung an die Ablösegrenze nur langsam zunimmt (vgl. z. B. [15], Bild 3). Sollte auch dieses Ergebnis unzuverlässig sein?

Die Auswertung der Grenzschichtmessungen in Bild 14 zeigt sowohl auf der Unterseite, namentlich aber auf der Oberseite einen wesentlich schnelleren Anstieg der Impulsverlustdicke, als man es nach der Theorie erwarten sollte. Offensichtlich liefert das Berechnungsverfahren [9] im Spezialfall konstanter Formparameter nahe der Ablösegrenze zu günstige Werte für die Entwicklung der Impulsverlustdicke.

Diese Feststellung verschiebt natürlich die Entwurfsgrundlagen, denn eine Verlängerung der Druckgefällestrecken und die damit gekoppelte Aufsteilung des Druckanstiegs ist nur solange sinnvoll, als die Verkürzung der turbulenten Laufstrecke und die Drucksteigerung an der Profilhinterkante nicht durch den anwachsenden Gradienten  $d\theta/dx$  neutralisiert wird. Beim Profil FX 3 jedenfalls scheint mit  $H = 2,3$  das Optimum der Auslegung für den Bereich der hier interessierenden *Reynoldsschen* Zahlen bereits überschritten zu sein. Für die weiteren Entwürfe wurden deshalb die Druckanstiege generell für  $H = 1,8$  bei  $Re = 2,0 \cdot 10^6$  ausgelegt.

#### 5.4. Dritte Windkanaluntersuchung

Weil ein für konstante Formparameter ausgelegter Druckanstieg immer mit dem steilsten Stück beginnt und erst langsam in einen flacheren Verlauf übergeht, konnte auch der geplante und im Mittel weniger steile Druckanstieg nicht die nachteilige Empfindlichkeit gegenüber einer vorhergehenden Ablösung der laminaren Grenzschicht beseitigen. Stolperdrähte bringen zwar eine einfache und anstellwinkelunabhängige Lösung, der richtige Durchmesser hängt aber stark von der *Reynoldsschen* Zahl ab. Ist die *Reynoldssche* Zahl zu groß, so erzeugen die Drähte einen unnötigen Zusatzwiderstand, ist sie zu klein, so werden sie völlig unwirksam. Die Folgen sind, wie es z. B. Bild 13 bei  $Re = 1,0 \cdot 10^6$  für den letzteren Fall zeigt, einschneidend.

Demgegenüber besitzt eine Instabilisierungsstrecke den wesentlichen Vorzug, daß sie ohne Ablösung und ohne Turbulenz einen Druckgewinn ermöglicht, der den nachfolgenden Hauptdruckanstieg spürbar entlastet. Hinsichtlich der *Reynoldsschen* Zahl ist eine starke Abhängigkeit nicht zu befürchten: Bei zu kleiner *Reynoldsscher* Zahl kann es nur zu einer sehr beschränkt ausgebildeten Ablöseblase kommen, weil Störungen längs der Instabilisierungsstrecke eine wirksame Vorverstärkung erfahren. Bei großen *Reynoldsschen* Zahlen dagegen wird der Umschlag bereits vor dem Ende der Instabilisierungsstrecke erfolgen. Das ist aber unbedenklich, weil die turbulente Grenzschicht einen Druckanstieg mit wachsender *Reynoldsscher* Zahl leicht überwindet. Die Wirkung einer Anstellwinkeländerung, die nicht einfach zu übersehen ist, soll für ein symmetrisches Profil erläutert werden, wobei noch vorausgesetzt sei, der Umschlag liege am Ende der ausreichend langen Instabilisierungsstrecke: Eine positive Anstellung wird auf der Profilunterseite den leichten Druckanstieg der Instabilisierungsstrecke, gleichzeitig aber auch den Hauptdruckanstieg mehr oder weniger abbauen. Es kann also bei nachlassender Störungsanföcherung zur Bildung einer Ablöseblase kommen, die aber infolge des flacheren

Hauptdruckanstiegs nicht mehr so gefährlich sein dürfte (vgl. Abschnitt 5.1). Sicherheitshalber wurde bei den folgenden Entwürfen auch noch der Übergang vom leichten zum steileren Druckanstieg sanft ausgerundet. Auf der Profiloberseite wird die gleiche Anstellung den Druckanstieg der Instabilisierungsstrecke verstärken und den Ablösepunkt der laminaren Grenzschicht vorziehen. Gleichlaufend wird auch der Umschlagspunkt nach vorn wandern, so daß die Grenzschicht zu Beginn des steilen Hauptdruckanstiegs erst recht vollturbulent geworden ist. Selbstverständlich kann es, ähnlich wie auf der Profilunterseite, auch in diesem Fall zur Bildung einer dünnen Ablöseblase kommen. Das bleibt aber ohne Bedeutung, solange der nachfolgende Umschlag Zeit findet, vor dem steilen Hauptdruckanstieg eine vollturbulente Grenzschicht zu entwickeln. Es kommt also darauf an, daß der Umschlag rechtzeitig genug erfolgt, und damit stellt sich erneut die Frage: Welche Ausdehnung soll man den Instabilisierungsstrecken geben?

In dieser Situation konnte nur das Experiment weiterhelfen. Beim Entwurf FX 05-188 wurde deshalb eine relativ lange Instabilisierungsstrecke mit etwa 20% der Profiltiefe gewählt und beim Entwurf FX 05-191 sogar eine solche, bei der sich der leichte Druckanstieg über ungefähr 30% der Tiefe erstreckt (vgl. Bild 9). Leider bestand aus Zeitmangel keine Möglichkeit, diese Variationen etwa an symmetrischen Profilen für sich zu untersuchen. Vielmehr mußten diese und zwei weitere Profile für den dritten und letzten Windkanalversuch gleichzeitig und im Hinblick auf die ursprüngliche Aufgabe

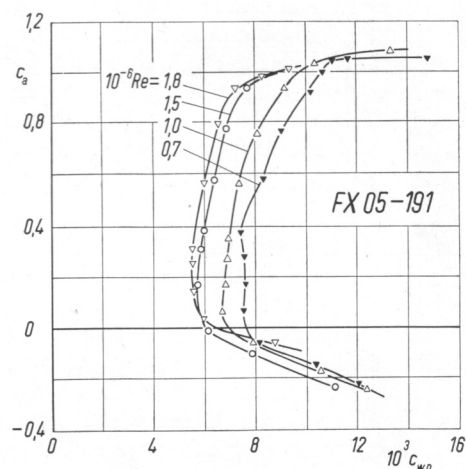


Bild 15. Polaren des Profils FX 05-191 bei vier *Reynoldsschen* Zahlen

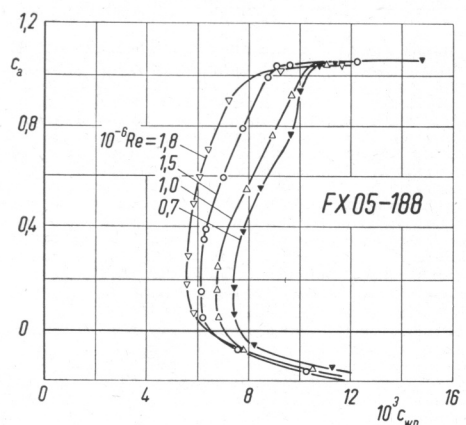


Bild 16. Polaren des Profils FX 05-188 bei vier *Reynoldsschen* Zahlen

entworfen werden. Um wenigstens den Einfluß einer variierten Auftriebsverteilung auszuschalten, wurde für die beiden Profile FX 188 und 191 eine konstante Auftriebsverteilung gewählt. Die Instabilisierungsstrecken der beiden letzten Entwürfe FX 08-S-176 und FX 05-H-126

besitzen, wie man ebenfalls aus Bild 9 ersieht, weniger lang ausgedehnte Druckanstiegsgebiete, dafür aber einen ausgerundeteren Übergang in das Gebiet des steilsten Druckanstiegs.

Die Ergebnisse der Polarenmessungen der vier letzten Entwürfe im Bereich der Reynoldsschen Zahlen von  $0,7$  bis  $1,8 \cdot 10^6$  sind in den Bildern 15 bis 18 dargestellt. Alle Polaren zeigen jetzt innerhalb der Laminardelle einen normalen Verlauf. Die in dieser Arbeit primär interessierenden Minimalwiderstände sind in Bild 19 zum Vergleich mit denen der NACA-Profile in Abhängigkeit von der Reynoldsschen Zahl gesondert herausgezeichnet. Man erkennt daraus, daß die beiden Profile mit den längsten Instabilisierungsstrecken (FX 05-191 und 188) trotz größerer Profildicke einen durchweg 15 bis 18% kleineren Widerstand besitzen als das zum Vergleich herangezogene Profil NACA 64-418. Anders ausgedrückt: die beiden etwa 19% dicken FX-Profile besitzen einen praktisch gleich großen Widerstand wie ein 12% dickes Profil NACA 64-412 [5], aber eine fast doppelt so breite Laminardelle. Der Widerstand des 17,6% dicken S-Profiles ist dagegen nur 5 bis 10% geringer als der des Vergleichsprofils NACA 64-418. Bei den beiden Hubschrauberprofilen ist der Widerstand

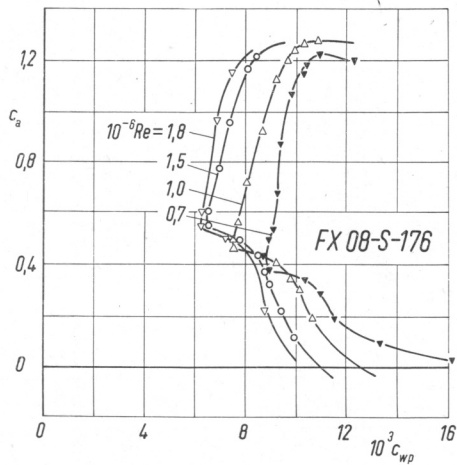


Bild 17. Polaren des Profils FX 08-S-176 bei vier Reynoldsschen Zahlen

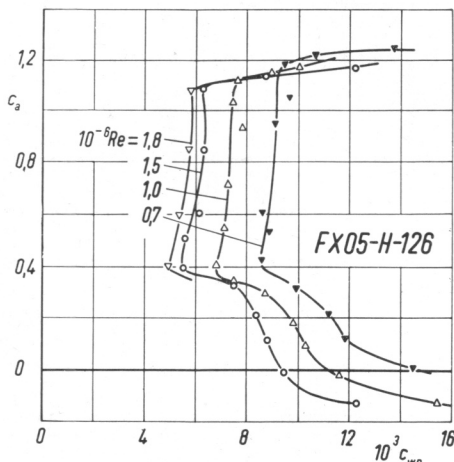


Bild 18. Polaren des Profils FX 05-H-126 bei vier Reynoldsschen Zahlen

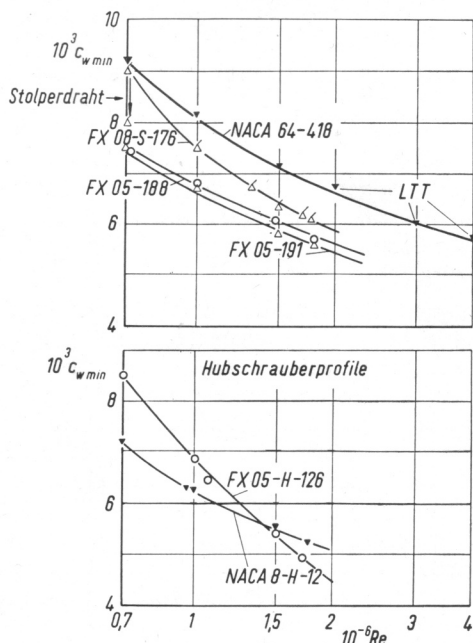


Bild 19. Zusammenstellung der Minimalwiderstände der NACA- und FX-Profile

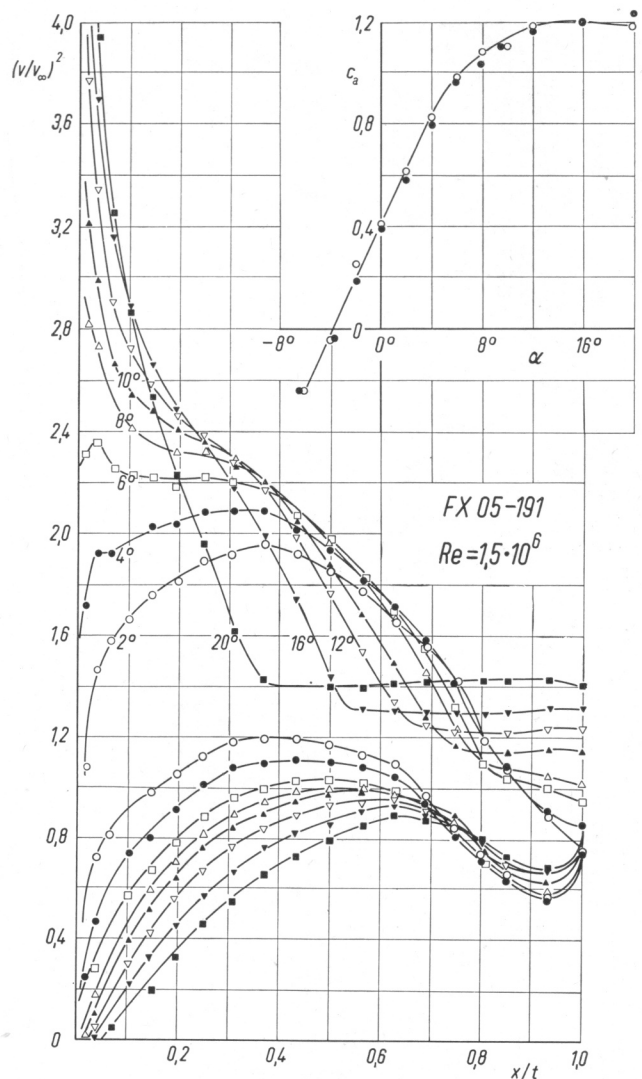


Bild 20. Druckverteilung und Auftrieb des Profils FX 05-191 in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei  $Re = 1,5 \cdot 10^6$ . Oben rechts: Druckintegralwert der Profilloberfläche (○) und der Meßkammerwände (●)

des FX-Profiles erst oberhalb  $Re = 1,5 \cdot 10^6$  kleiner als der des NACA-Profiles.

Vergleicht man die Laminardellenbreite der verschiedenen Profile miteinander, so ist die Auftriebsspanne mit kleinem Widerstand bei den 18 bis 19% dicken Profilen praktisch gleich groß. Das FX-H-Profil besitzt dagegen eine etwa 25% breitere Laminardelle als das NACA-Hubschrauberprofil. Beim FX-S-Profil ist die Ausdehnung der Laminardelle im Vergleich zum NACA-Profil 64-418 auffällig reduziert.

Die Abhängigkeit des Auftriebs vom Anstellwinkel  $c_a(\alpha)$  ist zusammen mit den Druckverteilungen in Bild 20 bis 23 wiedergegeben. Die resultierenden  $c_{a\max}$ -Werte sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Beim FX-S- und FX-H-Profil sowie beim NACA 8-H-12-Profil sind die auf den  $(t/4)$ -Punkt bezogenen Momentenwerte ausgewertet und in den Bildern 7, 22 und 23 eingezeichnet. Die Linearität des Zusammenhangs  $c_{m t/4}(\alpha)$  und damit die Druckpunktfestigkeit sind beim FX-H-Profil besser als beim 8-H-12-Profil.

Die Druckverteilungskurven in Bild 22 liefern auch einen Aufschluß über die geringe Breite der Laminardelle beim FX-S-Profil: Obwohl die Druckverteilung bei  $\alpha = 8^\circ$  bis  $10^\circ$  auf der vorderen Hälfte der Profiloberseite eine

praktisch unveränderte Lage des Umschlagspunktes erwarten läßt, beginnt an der Hinterkante bereits ein Anstieg der Endgeschwindigkeit. Die obere Grenze der Laminardelle wird also bei diesem Profil und bei den hier erzielbaren Reynoldsschen Zahlen nicht wie sonst

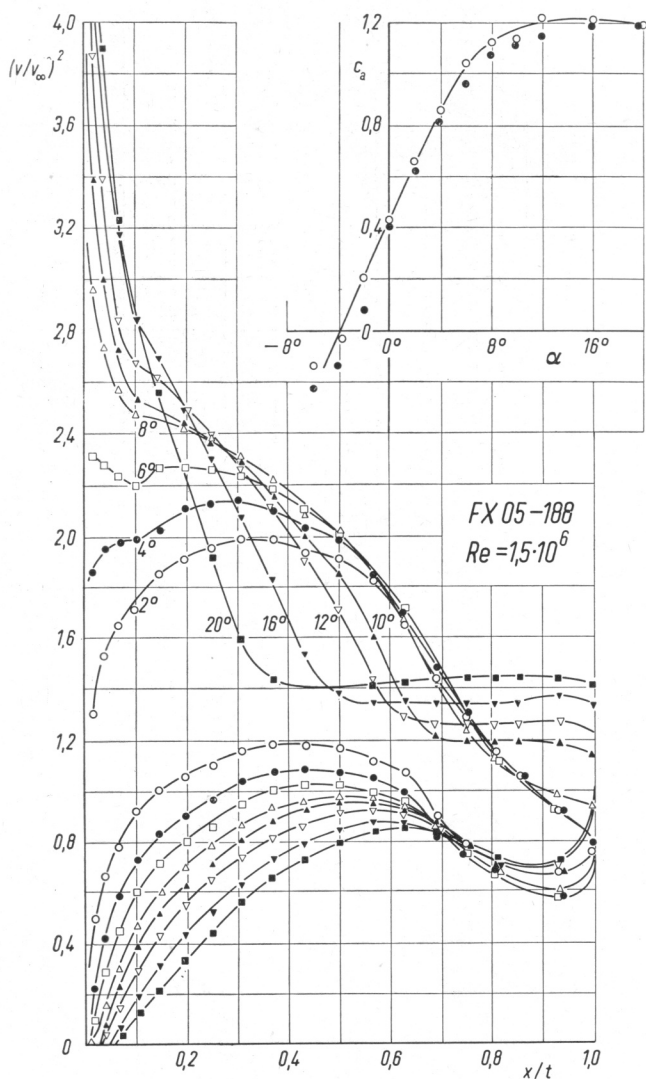


Bild 21. Druckverteilung und Auftrieb des Profils FX 05-188 in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei  $Re = 1,5 \cdot 10^6$ . Oben rechts: Druckintegralwert der Profiloberfläche (○) und der Meßkammerwände (●)

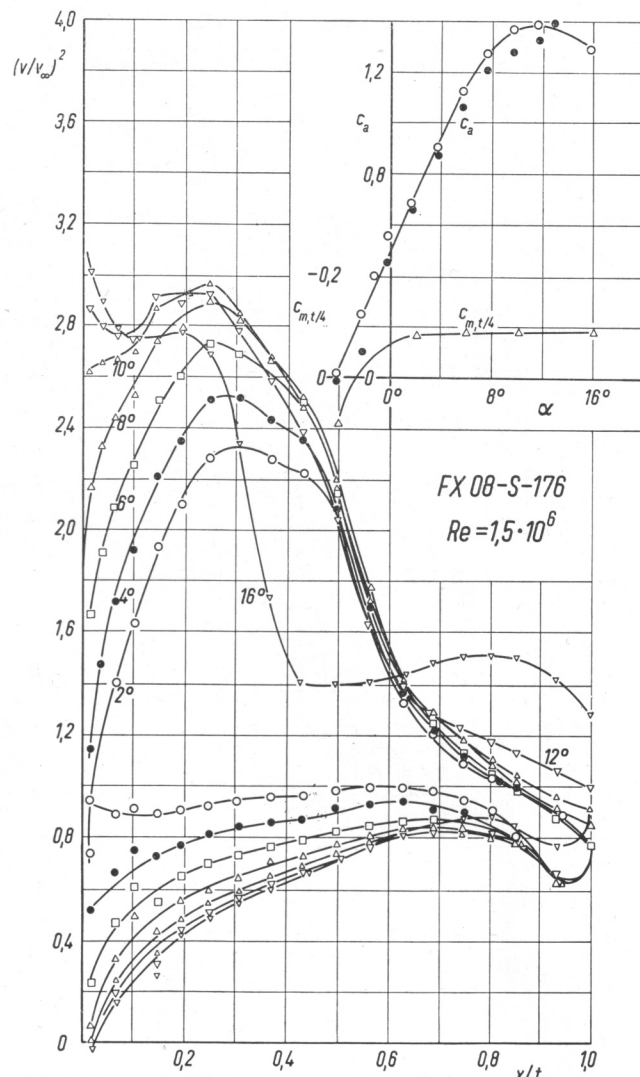


Bild 22. Druckverteilung und Auftrieb des Profils FX 08-S-176 in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei  $Re = 1,5 \cdot 10^6$ . Oben rechts: Druckintegralwert der Profiloberfläche (○) und der Meßkammerwände (●)

durch den nach vorn wandernden Umschlag verursacht, sondern dadurch, daß mit zunehmender Anstellung der wachsende Gesamtdruckanstieg für die turbulente Grenzschicht zu groß wird.

Zur besseren Deutung der Ergebnisse wurden noch Beobachtungen mit der Anstrichmethode gemacht und einige Grenzschichtmessungen durchgeführt. Typische Ergebnisse der Anstrichmethode zeigen die Bilder 24 bis 26, in denen man den verschiedenartigen Charakter des Übergangs der laminaren in die turbulente Grenzschicht erkennen kann. Beim FX-S-Profil, d. h. bei relativ kurzer Instabilisierungsstrecke, bilden sich noch ausgeprägte Ablöseblasen, die sich bis in das Gebiet des steilsten Druckanstiegs erstrecken. Beim Profil FX 05-188, d. h. bei einer etwa 20% tiefen Instabilisierungsstrecke, zeigt sich noch eine ganz kurze Ablöseblase, und beim Profil FX 05-191 ist schließlich durch die extrem lange Instabilisierung jede Spur einer Ablöseblase verschwunden.

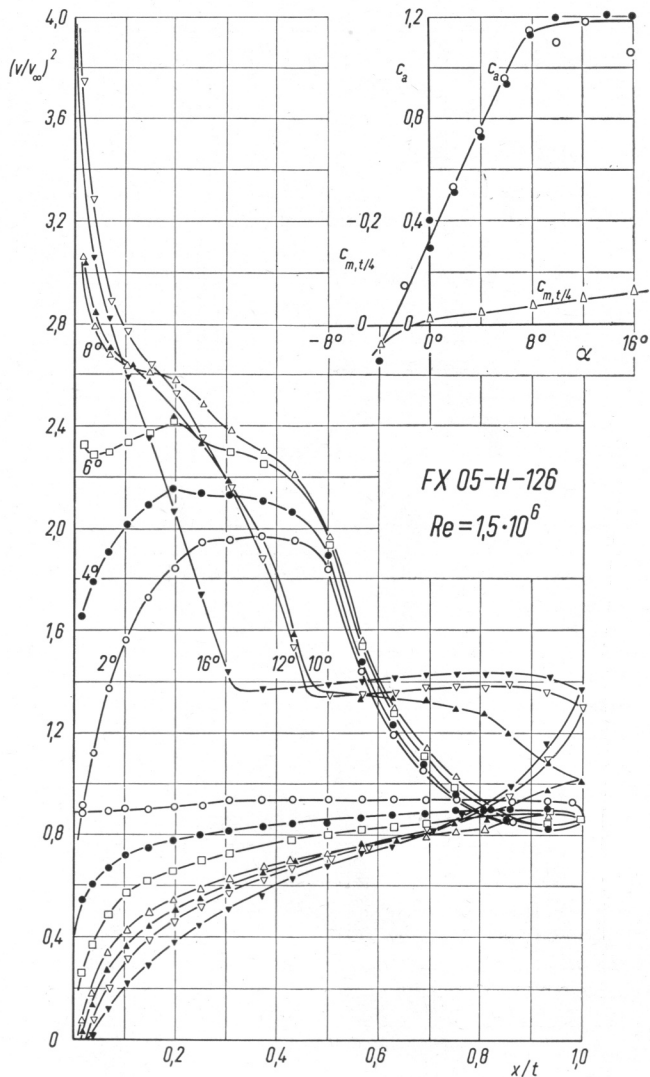


Bild 23. Druckverteilung und Auftrieb des Profils FX 05-H-126 in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei Re = 1,5 · 10<sup>6</sup>. Oben rechts: Druckintegralwert der Profiloberfläche (○) und der Meßkammerwände (●)

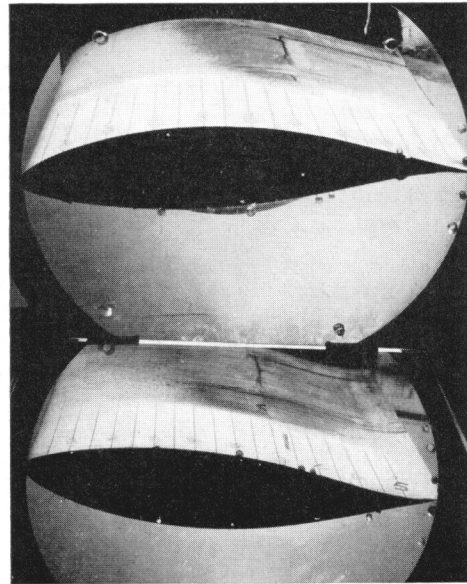


Bild 25. Anstrichversuch mit Petroleum-Ruß beim Profil FX 05-188, Re = 1,5 · 10<sup>6</sup>

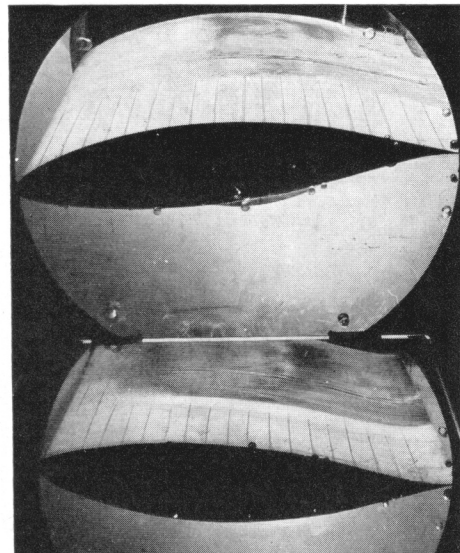


Bild 26. Anstrichversuch mit Petroleum-Ruß beim Profil FX 05-191, Re = 1,5 · 10<sup>6</sup>

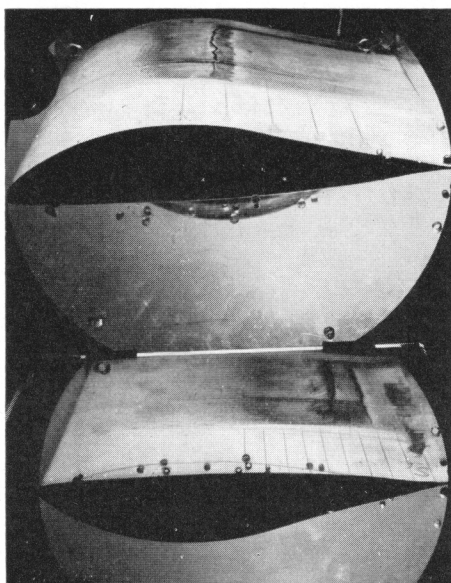


Bild 24. Anstrichversuch mit Petroleum-Ruß beim Profil FX 08-S-176, Re = 1,5 · 10<sup>6</sup>

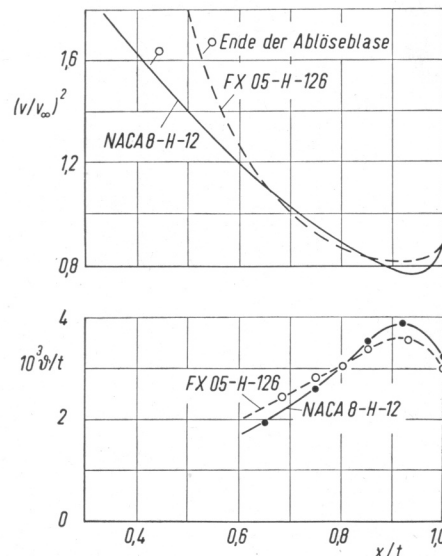


Bild 27. Gemessene Druckverteilungen und Impulsverlustdicken der Profile NACA 8-H-12 und FX 05-H-126 bei Re = 1,5 · 10<sup>6</sup>

Die Bilder sind im laufenden Windkanal bei  $Re = 1,5 \cdot 10^6$  aufgenommen.

Aus den bisherigen Messungen ist noch nicht zu erkennen, welcher Anteil an der erzielten Widerstandsverminderung auf die Verschiebung des Umschlagspunktes und welcher auf die bessere Ausnutzung der turbulenten Grenzschicht entfällt. Wenn auch die quantitative Beantwortung dieser Frage schwierig sein dürfte, so liefert doch das in Bild 27 mitgeteilte Ergebnis der Grenzschichtmessungen auf der Oberseite der beiden Hubschrauberprofile eine qualitative Auskunft: Der günstigere Verlauf des Druckanstiegs beim FX-Profil läßt den Anstieg der Impulsverlustdicke trotz des steileren Druckanstiegs kleiner werden als beim Profil NACA 8-H-12. Der Anfangswert der Impulsverlustdicke ist beim FX-Profil größer als beim NACA-Profil, obwohl der Umschlag beim FX-Profil weiter hinten liegt. Die Ursache liegt wiederum darin, daß die vorhergehende Ablösung bis in das Gebiet des steilsten Druckanstiegs hineinreicht und dadurch die Ablöseblase dicker wird als beim NACA-Profil (vgl. Bild 12).

Die negative Wirkung solcher Ablöseblasen, die erst im Gebiet des steilsten Druckanstiegs enden, findet man auch in einigen weiteren Beobachtungen am FX-S- und FX-H-Profil bestätigt. So liefert z. B. ein auf der Profilerseite durch Stolperdrähte vorgezogener Umschlagspunkt auch beim FX-S-Profil eine Verkleinerung des Widerstandes (vgl. den einzelnen Meßpunkt in Bild 19 bei  $Re = 0,7 \cdot 10^6$ ). Auch beim FX-H-Profil hängt die starke Zunahme des Widerstandes mit sinkender Reynoldsscher Zahl in Bild 19 oder umgekehrt die Tatsache,

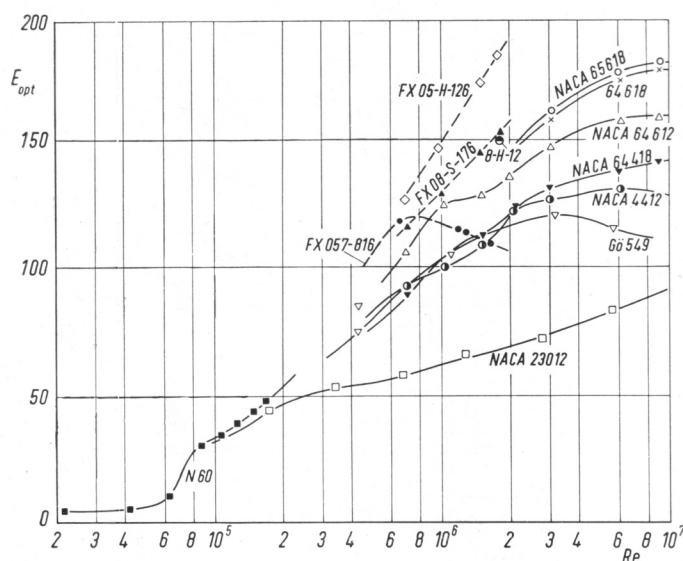


Bild 28. Vergleich der Bestgleitzahlen verschiedener Profile nach U. Hütter [16] mit einigen FX-Profilen. Das Profil FX 057-816 wurde in Braunschweig [17] vermessen. Für die Verschlechterung der Gleitzahlen oberhalb  $Re = 10^6$  dürfte die Kanalturbulenz verantwortlich sein

daß die Widerstandszunahme mit wachsendem Auftrieb in Bild 18 nur gering ist, jeweils mit der größeren oder kleineren Ausbildung der Ablöseblase zusammen. Dadurch wird auch der Einfluß der Auftriebsverteilung völlig verdeckt. Bei zweckmäßiger Auslegung der Instabilisierungsstrecken darf man daher bei diesen beiden Profiltypen noch gewisse Verbesserungen erwarten.

Trotzdem erreichen auch diese Profile sehr hohe Gleitzahlen, wie z. B. aus Bild 28 hervorgeht, in der nach einer von U. Hütter [16] angegebenen Darstellung die

Bestgleitzahlen vieler Profile zusammengestellt sind. Die Werte der bisherigen Hüllkurve werden vom FX-H-Profil um etwa 20% übertroffen.

## 6. Zusammenfassung

In einem turbulenzarmen Windkanal wurden Untersuchungen durchgeführt mit dem Ziel, theoretisch gewonnene Vorstellungen über eine Widerstandsverminderung von Laminarprofilen zu prüfen und zum Entwurf fortschrittlicher Profile für Windräder, Segelflzeuge und Hubschrauber zu benutzen. Die Widerstandsverminderung konnte durch Druckverteilungen, die in der turbulenten Grenzschicht einen konstanten Formparameter erzeugen, in Verbindung mit einer vorgeschalteten Instabilisierungsstrecke erreicht werden.

Für die Überwindung des Hauptdruckanstiegs durch die turbulente Grenzschicht bringt jedoch nicht, wie früher auf Grund des *Truckenbrodtschen* Rechenverfahrens gefolgert werden mußte, der extrem steile, sondern ein sanfterer Anstieg den größten Gewinn.

Die Vorzüge einer Druckverteilung für konstante Formparameter lassen sich jedoch nur dann voll ausnutzen, wenn man den Turbulenzeintritt vor Beginn des steilen Druckanstiegs erzwingen kann. Gelingt dies nicht und kommt es an dieser Stelle zur Bildung einer Ablöseblase, so wird die Entwicklung der turbulenten Grenzschicht in außerordentlich nachteiliger Weise gestört. Für den rechtzeitigen Umschlag erscheint die Instabilisierungsstrecke — in Form eines leichten und ausge dehnten Druckanstiegs vor dem Hauptdruckanstieg — besonders gut geeignet. Ihre Wirkung wird, wie gezeigt werden konnte, auch durch Änderungen des Anstellwinkels oder der Reynoldsschen Zahl kaum beeinflußt. Sie liefert zusätzlich in der laminaren Grenzschicht einen wertvollen Druckgewinn, der die turbulente Grenzschicht in gewünschter Weise entlastet.

Die Windkanalversuche zeigen, daß das ursprüngliche Entwurfsprinzip unter Einschluß der erwähnten Änderungen — ausgedehnte Instabilisierungsstrecke und Entlastung der turbulenten Grenzschicht — zu wesentlich verbesserten Profilen führt. So besitzen z. B. zwei etwa 19% dicke Profile bei gleichartiger Laminardelle einen rund 18% geringeren Widerstand als ein vergleichbares 18% dickes NACA-Laminarprofil; im Vergleich zu einem 12% dicken NACA-Laminarprofil ist die Breite der Laminardelle dieser Profile bei gleich großem Widerstand sogar 80% größer. Dabei wird der Gewinn der neuen Profile nicht durch irgendeine nachteilige Eigenschaft erkauft.

## 7. Anhang

Reduziert man die Arbeit von E. Truckenbrodt [8] zur Berechnung der Profilform aus der Geschwindigkeitsverteilung auf den reinen Rechnungsgang, so kommt man zu folgender Formelreihe:

1. An den  $n$  Stellen der dimensionslosen Profiltiefe

$$(A1) \quad \bar{\xi}_n = \frac{1}{2} \left( 1 + \cos \frac{\pi n}{N} \right)$$

( $n = 0 =$  Hinterkante,  $n = N =$  Vorderkante)

errechnen sich die Ordinaten eines symmetrischen Profils durch

$$(A2) \quad \bar{y}_n^{(t)} = \sum_{m=1}^{N-1} b_{mn} f_m.$$

Die Konstanten  $b_{mn}$  für  $N=24$  enthält Tabelle 3. Die Werte  $f_m$  ergeben sich nach einer Näherungsrechnung aus der vorgegebenen Geschwindigkeitsverteilung  $v/v_\infty$ . Für den  $p$ -ten Näherungsschritt gilt

$$(A3) \quad f_m^{(p)} = \kappa_m^{(p)} \left( \frac{v}{v_\infty} \right)^{(o)} - 1,$$

$$(A4) \quad \kappa_m^{(p)} = \sqrt{1 + \left( \frac{\bar{y}_m^{(p-1)}}{a_m} \right)^2}.$$

Die Konstanten  $a_m$  enthält Tabelle 3.  $\bar{y}'$  ist die Steigung der Tangente an die Profilform und ergibt sich aus

$$(A5) \quad \bar{y}' = \sum_{m=1}^{N-1} a_{mn} f_m.$$

Die Werte  $a_{mn}$  sind in Tabelle 4 und 5 aufgeführt. Die Werte  $a_{mn}$  für geradzahlige  $|m-n|$  verschwinden. Zur Berechnung der Werte  $\bar{y}_n'$  für  $n=1, 3, \dots$  wird also die Tabelle  $a_{mn}$  mit  $m=2, 4, \dots$  benutzt.

Eine gute Schätzung der Korrekturwerte  $\kappa$ , die die Näherungsrechnung stark abkürzt, erhält man, wenn man von bereits gerechneten Beispielen ausgeht. Gl. (A2) umfaßt  $(N-1)^2 = 23^2 = 529$  Operationen, die sich mit einer einfachen elektrischen Rechenmaschine in etwa zwei Stunden durchführen lassen.

2. Die Skelettlinie eines gewölbten Profils, bei dem die Geschwindigkeiten auf der Profilerseite (Index  $o$ ) und -unterseite (Index  $u$ ) verschieden sind, errechnet sich aus

$$(A6) \quad \bar{y}_n^{(s)} = \sum_{m=1}^{N-1} d_{mn} g_m,$$

$n$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
$10^4 \xi$	9957	9830	9619	9330	8967	8536	8044	7500	6913	6294	5653	5000	4347	3706	3087	2500	1956	1464	1033	670	381	170	43
$m$	$10^5 b_{mn}$																						
1	663	314	181	138	106	87	72	63	54	46	40	36	31	27	24	21	18	15	12	9	7	5	2
2	623	1673	895	569	445	352	297	249	216	186	163	142	126	110	95	82	70	58	49	38	28	19	9
3	533	1325	2782	1581	1054	841	677	575	488	424	367	322	281	246	212	184	157	132	108	85	63	42	21
4	528	1100	2066	3915	2305	1582	1280	1042	889	757	660	571	500	434	377	324	277	232	190	149	111	73	37
5	492	1048	1677	2804	5012	3022	2115	1723	1414	1210	1033	899	777	678	585	504	428	359	293	231	171	113	56
6	472	963	1556	2236	3511	6043	3705	2626	2151	1771	1516	1295	1124	968	838	718	612	510	418	328	243	160	80
7	440	909	1406	2029	2757	4158	6972	4324	3091	2539	2094	1792	1527	1320	1130	970	819	686	558	440	325	215	107
8	413	835	1302	1803	2452	3216	4719	7767	4856	3490	2869	2365	2019	1713	1471	1248	1059	878	717	562	417	274	137
9	378	771	1178	1642	2145	2811	3601	5182	8412	5286	3811	3129	2574	2187	1844	1569	1316	1096	888	697	514	340	169
10	346	696	1070	1462	1919	2418	3090	3893	5525	8881	5596	4035	3305	2707	2287	1910	1606	1323	1075	838	620	407	203
11	308	626	1045	1307	1682	2126	2616	3284	4087	5743	9169	5779	4158	3392	2762	2311	1907	1576	1265	990	727	480	238
12	274	550	842	1142	1476	1831	2258	2731	3385	4177	5829	9267	5829	4177	3385	2731	2258	1831	1476	1142	842	550	274
13	238	480	727	990	1265	1576	1907	2311	2762	3392	4158	5779	9169	5743	4087	3284	2616	2126	1682	1307	1045	626	308
14	203	407	620	838	1075	1323	1606	1910	2287	2707	3305	4035	5596	8881	5525	3893	3090	2418	1919	1462	1070	696	346
15	169	340	514	697	888	1096	1316	1569	1844	2187	2574	3129	3811	5286	8412	5182	3601	2811	2145	1642	1178	771	378
16	137	274	417	562	717	878	1058	1248	1471	1713	2019	2365	2869	3490	4856	7767	4719	3216	2452	1803	1302	835	413
17	107	215	325	440	558	686	819	970	1130	1320	1527	1792	2094	2539	3091	4324	6972	4158	2757	2029	1406	909	440
18	80	160	243	328	418	510	612	718	838	968	1124	1295	1516	1713	2151	2626	3705	6043	3511	2236	1556	963	472
19	56	113	171	231	293	359	428	504	585	678	777	899	1033	1210	1414	1723	2115	3022	5012	2804	1677	1048	492
20	37	73	111	149	190	232	277	324	377	434	500	571	660	757	889	1042	1280	1582	2305	3915	2066	1100	528
21	21	42	63	85	108	132	157	184	212	246	281	322	367	424	488	575	677	841	1054	1581	2782	1325	533
22	9	19	28	38	49	58	70	82	95	110	126	142	163	186	216	249	297	352	445	569	895	1673	623
23	2	5	7	9	12	15	18	21	24	27	31	36	40	46	54	63	72	87	106	138	181	314	663
$m$	$10^5 d_{mn}$																						
1	240	-288	-553	-664	-741	-768	-778	-761	-732	-686	-634	-571	-507	-437	-370	-301	-240	-180	-129	-83	-49	-21	-7
2	236	990	37	-424	-618	-756	-814	-847	-835	-810	-758	-698	-623	-546	-462	-382	-303	-230	-162	-107	-60	-28	-10
3	55	574	1785	436	-198	-462	-648	-734	-785	-782	-761	-709	-649	-572	-493	-407	-328	-247	-180	-116	-68	-30	-6
4	110	339	1072	2734	1011	210	-120	-359	-476	-553	-570	-569	-532	-486	-422	-359	-287	-222	-158	-106	-59	-28	-5
5	44	281	646	1594	3664	1595	641	246	-41	-191	-297	-338	-359	-341	-316	-271	-228	-176	-131	-85	-52	-22	-8
6	73	223	569	1047	2189	4620	2234	1131	674	331	144	0	-70	-122	-133	-137	-119	-101	-74	-53	-28	-14	-1
7	32	193	427	862	1437	2741	5489	2818	1584	1064	669	442	260	155	73	32	-2	-9	-18	-13	-12	-3	-3
8	53	161	389	689	1194	1844	3280	6283	3367	2013	1433	984	715	494	354	236	165	96	69	38	24	8	7
9	23	136	299	578	926	1483	2187	3723	6926	3807	2349	1715	1216	908	650	478	330	232	145	93	45	21	0
10	37	112	268	469	781	1158	1744	2483	4081	7419	4145	2607	1922	1383	1039	748	548	375	257	155	90	37	14
11	14	91	200	383	604	934	1322	1922	2671	4303	7713	4337	2740	2020	1446	1077	761	542	353	226	116	55	8
13	24	72	172	298	490	719	1046	1433	2027	2771	4399	7825	4399	2771	2027	1433	1046	719	490	298	172	72	24
13	8	55	116	226	353	542	761	1077	1446	2020	2740	4337	7713	4303	2671	1922	1322	934	604	383	200	91	14
14	14	37	90	155	257	375	548	748	1039	1383	1922	2607	4145	7419	4081	2483	1744	1158	781	469	268	112	37
15	0	21	45	93	145	232	330	478	650	908	1216	1715	2349	3807	6926	3723	2187	1483	926	578	299	136	23
16	7	8	24	38	69	96	165	236	354	494	715	984	1433	2013	3367	6283	3280	1844	1194	689	389	161	53
17	-3	-3	-12	-13	-18	-9	-2	32	73	155	260	442	669	1064	1584	2818	5489	2741	1437	862	427	193	32
18	-1	-14	-28	-53	-74	-101	-119	-137	-133	-122	-70	0	144	331	674	1131	2234	4620	2189	1047	569	223	73
19	-8	-22	-52	-85	-131	-176	-228	-271	-316	-341	-359	-338	-297	-191	-41	246	641	1595	3664	1594	646	281	44
20	-5	-28	-59	-106	-158	-222	-287	-359	-422	-486	-532	-569	-570	-553	-476	-359	-120	210	1011	2734	1072	339	110
21	-10	-30	-68	-116	-180	-247	-328	-407	-493	-572	-649	-709	-761	-782	-785	-734	-648	-462	-198	436	1785	574	55
22	-6	-28	-60	-107	-162	-230	-303	-382	-462	-546	-623	-698	-758	-810	-835	-847	-814	-756	-618	-424	37	990	236
23	-7	-21	-49	-83	-129	-180	-240	-301	-370	-437	-507	-571	-634	-686	-732	-761	-778	-768	-741	-664	-553	-288	240
$10^5 d_m$	-1522	-2160	-2590	-2732	-2750	-2590	-2344	-1978	-1556	-1064	-544	0	544	1064	1556	1978	2344	2590	2750	2732	2590	2160	1522
$10^4 a_m$	653	1294	1913	2500	3044	3536	3967	4330	4619	4830	4957	5000	4957</										

$$(A7) \quad \xi_m = \frac{\kappa}{2} \frac{v_0 - v_\infty}{v_\infty}$$

Die Konstanten  $d_{mn}$  enthält Tabelle 3. Der Wert für  $\kappa$  ist aus der obigen Rechnung bereits bekannt. Diese Skelettlinie bedarf noch einer geringfügigen Korrektur, die sich aus

$$(A8) \quad \Delta \bar{y}_N^{(s)} = -\alpha (p_n \bar{y}_N^{(t)} + q_n \bar{y}_N^{(t)'})$$

ergibt.

Die Konstanten  $p_n, q_n$  enthält Tabelle 6. Die Werte  $\bar{y}_N^{(t)}$  und  $\bar{y}_N^{(t)'}$  sind nach Gl. (A2) und (A5) bekannt. Der Anstellwinkel  $\alpha$  errechnet sich nach

$$(A9) \quad \alpha^{(s)} = \sum_{m=1}^{N-1} d_m \xi_m,$$

$$(A10) \quad \alpha = \frac{\alpha^{(s)}}{1 - 2 \bar{y}_N^{(t)'}}$$

Die Werte  $d_m$  sind ebenfalls in Tabelle 3 mitgeteilt. Die endgültigen Koordinaten eines gewölbten Profils ergeben sich dann aus

$$(A11) \quad y = y^{(s)} + \Delta y^{(s)} \pm y^{(t)}$$

Dabei gilt das positive Vorzeichen für die Profilloberseite.

8. Schrifttum

- [1] H. L. Dryden and I. H. Abbott: The design of low-turbulence wind tunnels. NACA Rep. 940 (1949).
- [2] I. H. Quinn, Jr.: Summary of drag characteristics of practical-construction wing sections. NACA Rep. 910 (1948).
- [3] I. H. Abbot, A. E. v. Doenhoff, L. S. Stivers: Summary of airfoil data. NACA Rep. 824 (1945).
- [4] Kumbrouch: Messung strömender Luft mittels Staugeräten. Forschungsheft Nr. 240 des VDI (1921).

n	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
m	$10^5 a_{mn}$												
1	8300	-2782	-566	-250	-144	-97	-72	-57	-48	-42	-38	-36	-36
3	8014	14508	-10544	-2814	-1439	-917	-660	-516	-428	-374	-341	-323	-317
5	7471	8946	21244	-17900	-5263	-2888	-1946	-1467	-1194	-1029	-930	-878	-861
7	6704	7343	10195	26670	-24115	-7495	-4308	-3023	-2366	-1993	-1778	-1666	-1630
9	5762	6099	7359	10964	30319	-28716	-9295	-5545	-4030	-3264	-2848	-2638	-2572
11	4709	4901	5567	7102	11082	31917	-31370	-10517	-6494	-4888	-4109	-3734	-3622
13	3622	3734	4109	4888	6494	10517	31370	-31917	-11082	-7102	-5567	-4901	-4709
15	2572	2638	2848	3264	4030	5545	9295	28716	-30319	-10964	-7359	-6099	-5762
17	1630	1666	1778	1993	2366	3023	4308	7495	24115	-26670	-10195	-7343	-6704
19	861	878	930	1029	1194	1467	1946	2888	5263	17900	-21244	-8946	-7471
21	317	323	341	374	428	516	660	917	1439	2814	10544	-14508	-8014
23	36	36	38	42	48	57	72	97	144	250	566	2782	-8300

Tabelle 4

n	1	3	5	7	9	11	13	15	17	19	21	23
m	$10^5 a_{mn}$											
2	10933	-6636	-1617	-781	-478	-334	-254	-207	-177	-159	-148	-143
4	8308	18011	-14338	-4050	-2156	-1417	-1046	-834	-707	-628	-582	-561
6	7326	9610	24153	-21182	-6421	-3613	-2487	-1912	-1583	-1388	-1277	-1226
8	6358	7371	10651	28729	-26634	-8457	-4956	-3540	-2818	-2416	-2194	-2095
10	5305	5844	7272	11107	31380	-30297	-9983	-6059	-4480	-3694	-3286	-3109
12	4202	4509	5251	6843	10886	31917	-31917	-10886	-6843	-5251	-4509	-4202
14	3109	3286	3694	4480	6059	9983	30297	-31380	-11107	-7272	-5844	-5305
16	2095	2194	2416	2818	3540	4956	8457	26634	-28729	-10651	-7371	-6358
18	1226	1277	1388	1583	1912	2487	3613	6421	21182	-24153	-9610	-7326
20	561	582	628	707	834	1046	1417	2156	4050	14338	-18011	-8308
22	143	148	159	177	207	254	334	478	781	1617	6636	-10933

Tabelle 5

n	$10^4 \xi$	$p_n$	$q_n$
1	9957	0,0086	0,0655
2	9830	0,0341	0,1316
3	9619	0,0761	0,1989
4	9350	0,1340	0,2680
5	8967	0,2066	0,3394
6	8536	0,2929	0,4142
7	8044	0,3912	0,4931
8	7500	0,5000	0,5774
9	6913	0,6173	0,6682
10	6294	0,7412	0,7673
11	5653	0,8695	0,8770
12	5000	1,0000	1,0000
13	4347	1,1305	1,1403
14	3706	1,2588	1,3032
15	3087	1,3827	1,4966
16	2500	1,5000	1,7320
17	1956	1,6088	2,0278
18	1464	1,7071	2,4142
19	1033	1,7934	2,9459
20	670	1,8660	3,7320
21	381	1,9239	5,0273
22	170	1,9659	7,5958
23	43	1,9914	15,2570

Tabelle 6

x	FX 2		FX 3		FX 05-191		FX 05-188		FX 08-S-176		FX 05-H-126		NACA θ-H-12			
	$y_0$	$y_u$	$y_0$	$y_u$	$y_0$	$y_u$	$y_0$	$y_u$	$y_0$	$y_u$	$y_0$	$y_u$	x	$y_0$	x	$y_u$
99,572	0,214	0,057	0,208	0,179	0,191	0,129	0,202	0,118	0,177	0,082	-0,013	-0,092	0,000	0,000	0,000	0,000
98,296	0,678	0,204	0,718	0,495	0,608	0,347	0,616	0,339	0,537	0,225	-0,019	-0,238	0,147	1,229	0,853	-0,819
96,194	1,439	0,278	1,498	0,694	1,242	0,460	1,212	0,491	1,065	0,270	0,055	-0,407	0,358	1,520	1,142	-0,946
93,301	2,465	0,265	2,541	0,786	2,043	0,454	1,951	0,546	1,736	0,184	0,232	-0,568	0,804	2,006	1,696	-1,128
89,667	3,861	0,007	3,948	0,548	3,161	0,097	2,894	0,364	2,596	-0,157	0,609	-0,753	1,980	2,941	3,020	-1,415
85,356	5,644	-0,459	5,695	0,049	4,452	-0,532	4,012	-0,093	3,644	-0,770	1,200	-0,933	4,424	4,312	5,576	-1,736
80,438	7,671	-1,331	7,897	-0,846	5,975	-1,526	5,358	-0,889	4,829	-1,519	2,038	-1,108	6,914	5,380	8,086	-1,920
75,000	9,825	-2,416	10,366	-2,042	7,642	-2,808	6,878	-2,043	6,208	-2,120	3,163	-1,249	9,427	6,263	10,573	-2,059
69,134	11,401	-3,856	11,743	-3,659	9,128	-4,064	8,348	-3,284	7,788	-2,556	4,570	-1,396	14,497	7,626	15,503	-2,242
62,941	12,325	-5,470	12,419	-5,682	10,266	-5,099	9,797	-4,630	9,493	-2,845	6,172	-1,530	19,607	8,605	20,393	-2,351
56,526	12,842	-6,538	12,779	-6,666	11,170	-5,929	10,874	-5,633	11,377	-3,116	7,889	-1,660	24,754	9,243	25,246	-2,417
50,000	13,015	-7,299	12,856	-7,121	11,798	-6,557	11,590	-6,348	12,171	-2,644	9,462	-1,798	29,969	9,533	30,031	-2,455
43,474	12,861	-7,585	12,648	-7,265	12,091	-6,964	11,934	-6,807	14,162	-3,231	10,426	-1,880	35,174	9,432	34,826	-2,490
37,059	12,424	-7,553	12,178	-7,150	11,998	-7,083	11,865	-6,950	14,462	-3,143	10,706	-1,903	40,292	9,030	39,708	-2,494
30,866	11,730	-7,297	11,464	-6,833	11,516	-6,918	11,462	-6,864	14,193	-3,000	10,553	-1,930	45,360	8,420	44,640	-2,476
25,000	10,797	-6,840	10,523	-6,360	10,713	-6,525	10,708	-6,519	13,438	-2,839	10,002	-1,861	50,390	7,666	49,610	-2,436
19,562	9,657	-6,222	9,394	-5,755	9,648	-5,957	9,678	-5,986	12,111	-2,644	9,129	-1,817	59,969	6,953	54,613	-2,377
14,644	8,366	-5,492	8,112	-5,045	8,399	-5,276	8,441	-5,317	10,539	-2,420	8,013	-1,779	60,358	5,846	59,642	-2,290
10,333	6,980	-4,675	6,743	-4,265	7,020	-4,510	7,069	-4,560	8,661	-2,177	6,757	-1,719	65,311	4,850	64,689	-2,178
6,699	5,481	-3,752	5,330	-3,480	5,558	-3,681	5,599	-3,722	6,663	-1,886	5,362	-1,588	70,250	3,838	69,750	-2,034
3,806	4,046	-2,876	3,912	-2,702	4,141	-2,837	4,164	-2,860	4,668	-1,600	3,982	-1,436	75,184	2,838	74,816	-1,860
1,704	2,556	-1,869	2,464	-1,793	2,696	-1,968	2,705	-1,978	2,832	-1,156	2,567	-1,137	80,118	1,895	79,882	-1,645
0,428	-	-	-	-	1,313	-1,027	1,401	-1,115	1,140	-0,591	1,185	-0,688	85,060	1,046	84,940	-1,384
													90,016	0,343	89,984	-1,051
													94,995	-0,119	95,005	-0,629
													100,000	0,000	100,000	0,000

Tabelle 7

- [5] L. K. Loftin, Jr., and H. A. Smith: Aerodynamic characteristics of 15 NACA airfoil sections at seven Reynolds numbers from  $0,7 \cdot 10^6$  to  $9 \cdot 10^6$ . NACA TN 1945 (1949).
- [6] R. F. Schaefer, L. K. Loftin, Jr., A. E. Horton: Two-dimensional investigation of five related NACA airfoil sections designed for rotating-wing aircraft. NACA TN 1922 (1949).
- [7] L. S. Stivers and F. I. Rice, Jr.: Aerodynamic characteristics of four NACA airfoil sections designed for helicopter rotor blades. NACA RB L 5 K02 (1946).
- [8] E. Truckenbrodt: Die Berechnung der Profilform bei vorgegebener Geschwindigkeitsverteilung. Ing.-Archiv 19 (1951), S. 365–377.
- [9] E. Truckenbrodt: Ein Quadraturverfahren zur Berechnung der turbulenten und laminaren Reibungsschicht. Ing.-Archiv 20 (1952), S. 211–228.
- [10] A. E. v. Doenhoff: A preliminary investigation of boundary layer transition along a flat plate with adverse pressure gradient. NACA TN 639 (1938).
- [11] W. Stender: Laminarprofilmessungen des NACA. Luftfahrttechnik 2 (1956), S. 218–227.
- [12] E. D. Gault: An experimental investigation of regions of separated laminar flow. NACA TN 3505 (1955).
- [13] H. Schlichting: Grenzschichttheorie. Karlsruhe 1951, S. 308 ff.
- [14] F. H. Clauser: Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients. J. Aeron. Sci. 21 (1954), S. 91–108.
- [15] F. X. Wortmann: Ein Beitrag zum Entwurf von Laminarprofilen für Segelflugzeuge und Hubschrauber. Z. Flugwiss. 3 (1955), S. 333–345.
- [16] U. Hütter: Neue Wege im Segelflugzeugbau. Z. Flugwiss. 2 (1954), S. 17–24.
- [17] L. Speidel: Messungen an zwei Laminarprofilen für Segelflugzeuge. Z. Flugwiss. 3 (1955), S. 353–358.
- [18] A. Silverstein and S. Katzoff: A simplified method for determining wing profile drag in flight. J. Aeron. Sci. 7 (1940), S. 295–301.

(Eingegangen am 8. 4. 1957)

Friedrich Keune, Aachen

DK 533.691.18.011.3/5  
517.52

## Reihenentwicklung des Geschwindigkeitspotentials der linearen Unter- und Überschallströmung für Körper nicht mehr kleiner Streckung<sup>\*)</sup>

Übersicht: Eine einfache mathematische Herleitung bestimmt die Formeln der Glieder des Geschwindigkeitspotentials der Unter- und Überschallströmung an Körpern nicht mehr kleiner Streckung ohne Auftrieb und die der Fehler gegenüber der exakten Lösung der linearen Kontinuitätsgleichung. Dieser Bericht bestätigt und vervollständigt die Ergebnisse der in [5] mitgeteilten grundsätzlichen physikalischen Betrachtungen. Er schließt in der allgemeinen Theorie eine besonders einfache Herleitung der Theorie für Körper kleiner Streckung ein.

Summary: The formulae for the terms of the velocity potential of subsonic and supersonic flow over not so slender bodies at zero lift and the formulae for the errors with regard to the exact solution of the linear equation of continuity are obtained from a simple mathematical derivation. The present paper confirms and completes the conclusions drawn from the discussion of the basic principles reported in [5] and includes, as part of the general theory, a particularly simple derivation of the theory for slender bodies.

Résumé: Des opérations mathématiques simples permettent de calculer les termes du développement en série du potentiel des vitesses relatif aux écoulements sub- et supersoniques autour de corps de portance nulle dont l'allongement n'est plus considéré comme faible, ainsi que les erreurs correspondant à la solution exacte de l'équation linéaire de continuité. Le présent article confirme et complète les résultats des considérations exposées en [5] d'un point de vue physique. Il contient une déduction très simple de la théorie des corps de faible allongement, traitée comme cas particulier de la théorie générale.

### 1. Aufgabenstellung

Die bekannte Theorie der Strömung um Körper kleiner Streckung [2, 3] führt zu beachtlichen Unterschieden gegenüber exakten Theorien, wenn Körper nicht mehr kleiner Streckung und Fluggeschwindigkeiten unterhalb und oberhalb der Schallnähe betrachtet werden. Die von M. C. Adams und W. R. Sears [1] durchgeführte Erweiterung der Theorie gibt nur eine geringe Verbesserung, die außerdem in der Herleitung sehr umfangreich ist und deshalb eine Weiterführung als nicht lohnend erscheinen läßt. Besonders störend war, daß der Fehler beider Näherungstheorien gegenüber einem exakten Ergebnis bisher nicht angegeben werden konnte.

Die Theorie für Körper kleiner Streckung wurde von F. Keune [2] aus dem Geschwindigkeitspotential  $\Phi(x, y, z)$  abgeleitet, welches eine exakte Lösung der „linearen“ Kontinuitätsgleichung ist:

$$(1) (1 - M_\infty^2) \Phi_{xx}(x, y, z) + \Phi_{yy}(x, y, z) + \Phi_{zz}(x, y, z) = 0.$$

Für eine Verteilung von räumlichen Quellelementen  $q(x', y', z') dx' dy' dz'$ , welche in einem eindeutigen Zusammenhang mit der Körperform stehen soll, läßt sich dieses Geschwindigkeitspotential in der Form

$$(2) \begin{cases} 2 \varepsilon \pi \Phi(x, y, z) = \\ - \iiint \frac{q(x', y', z') dx' dy' dz'}{\sqrt{(x-x')^2 + (1-M_\infty^2)[(y-y')^2 + (z-z')^2]} \end{cases}$$

schreiben. Dabei ist  $\varepsilon$  ein für Unter- und Überschallströmung verschiedener Zahlenwert:

$$(3) \begin{cases} \varepsilon = 2 & \text{für } M_\infty < 1, \\ \varepsilon = 1 & \text{für } M_\infty > 1. \end{cases}$$

Die Integrationsgrenzen unterscheiden sich durch die bekannten charakteristischen Merkmale der Unter- und Überschallströmung. Wegen der „linearen“ gasdynamischen

<sup>\*)</sup> Aus dem Institut für Angewandte Gasdynamik der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V. (DVL).